Thermionic Electrical Power Generation

Proceedings Vol. 3

3rd International Conference
on Thermionic Electrical Power Generation

Juelich June 5-9, 1972

Converter Performance
and Analysis
Surface Phenomena
Plasma Phenomena

MASTER

DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED

Organized by the Government of the Federal Republic of Germany
n collaboration with the Kernforschungsanlage Jülich GmbH
nd co-sponsered by the International Atomic Energy Agency
and the Nuclear Energy Agency of the OECD

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.

Without guarantee for the accuracy, exactitude and completeness of the material, nor for privately owned rights of any third party.

The papers have been reproduced directly from the copies sent by the authors.

Printed by the

Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation (ZAED)

Postal address: 7501 Leopoldshafen, Kernforschungszentrum

Printed in West Germany

CONF-720613--B3

Program Committee

The program committee of the conference was established by the "Joint ENEA/IAEA International Thermionic Liaison Group Meeting" as follows:

Prof. Dr. E.A. Niekisch,	KFA Jülich, (Federal Republic of Germany) Chairman
Dr. R. Langpape,	BBC Heidelberg, (Federal Republic of Germany) Vicechairman
Dr. C.A. Busse,	EURATOM, Ispra, (Italy)
Dr. B. Devin	CEN Saclay, (France)
Dr. H.S. Driver	IAEA, Vienna, (Austria)
Dr. A. Freytag	Federal Ministry of Education and Science, Bonn, (Federal Republic of Germany)
Dr. W. Häussermann	ENEA, Paris, (France)
Dr. D.V. Karetnikov	IV Kurchatov Atomic Energy Institute, Moscow, (U.S.S.R.)
Dr. L. Price	USAEC, Washington, (U.S.A.)

Conference Secretariat

Dr. P. Borsch	KFA Jülich
Dr. P. von Handel	KFA Jülich

TABLE OF CONTENTS - PART III

SESSION F: CONVERTER PERFORMANCE AND ANALYSIS

METHODS FOR IMPROVING THERMIONIC CONVERTER PERFORMANCE
N.S. Rasor 1027

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF CONVERTER PERFORMANCE
F. Rufeh 1061

EVALUATION OF SUBLIMED MOLYBDENUM COLLECTOR COATINGS FOR ADDITIVE DIODE OPERATION
J. Dunlay, S. Matsuda, V. Poirier 1081

THE UTILIZATION OF TUNGSTEN OXIDES FOR ADDITIVE THERMIONIC CONVERTERS
D. Lieb, F. Rufeh 1091

CESIUM OXIDE - CESIUM SOLUTIONS AS A SOURCE OF CESIUM AND OXYGEN
B. Gunther, F. Rufeh, T.H. Pigford 1103

INVESTIGATIONS OF THE COLLECTOR MATERIAL WORK FUNCTION INFLUENCE ON THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF THERMIONIC CONVERTERS IN AN ARC MODE
I.G. Gverdtsiteli, A.G. Kudziev, R.Ya. Kucherov, L.M. Tsakadze, V.K. Tskhakaya 1117

THE INFLUENCE OF MAGNETIC PRESSURE ON THE PERFORMANCE OF A HIGH-CURRENT DISCHARGE THERMIONIC CONVERTER
V.K. Nevolin, V.P. Tsiberov, V.K. Tskhakaya, V.I. Yarygin 1127

HIGH TEMPERATURE CESIUM VAPOR SOURCES BASED ON A CESIUM-GRAPHITE SYSTEM FOR THERMIONIC CONVERTERS
I.G. Gverdtsiteli, A.G. Kalandarishvili, V.K. Tskhakaya . 1139

INVESTIGATION OF PHYSICAL PROCESSES AND OPTIMIZATION OF THERMIONIC CONVERTERS WITH Cs-Ba FILLING
V.I. Babanin, Yu.A. Dunaev, A.S. Mustafaev, V.I. Sitnov, A.Ya. Ender 1151

SINUSOIDAL POTENTIAL DISTRIBUTIONS AND VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF KNUDSEN-MODE THERMIONIC EMISSION CONVERTERS
V.I. Kuznetsov, A.Ya. Ender 1177

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE IGNITED MODE OF A Ba-Cs-CONVERTER

G. Knauß 1189

THEORETICAL CONSIDERATIONS ON CURRENT VOLTAGE CHARACTERISTICS OF Ba-Cs-CONVERTER

M. Schindler 1199

FUNCTION, FEATURES AND LIMITATIONS OF Ba-Cs-DIODES

R. Henne 12o7

SIMPLIFIED THERMIONIC CONVERTER CALCULATIONS

L.K. Hansen 1223

THE MAXIMUM ATTAINABLE EFFICIENCY OF THERMIONIC CONVERTERS

K. Urbaniec 1233

THEORETICAL STUDY OF THE CONVERTER CHARACTERISTICS WITH A CONSTANT THERMAL INPUT POWER

T. Alleau 1245

LOCAL THERMIONIC EMISSION FROM BARE AND COVERED SURFACES OF CERMETELECTRODES

D. Schmidt, G. Ondracek 1255

OUT-OF-CORE EVALUATIONS OF URANIUM NITRIDE-FUELED CONVERTERS

K. Shimada 1269

I-V-CHARACTERISTICS OF A CONVERTER WITH A NONISOTHERMIC OR ISOTHERMIC EMITTER AND 5 COLLECTORS

H. Vetter, G. Fröhlich, R. Mayer 1279

I-V-CHARACTERISTICS OF A PLANE PARALLEL CESIUM DIODE WITH TANTALUM AND TUNGSTEN EMITTER

E. Maier, G. Fröhlich, R. Mayer 1289

SESSION G: SURFACE PHENOMENA

WORK FUNCTION OF BARE AND COATED METAL SURFACES

H. Wagner 13o1

THERMODYNAMIC ANALYSIS OF METAL SURFACES COVERED BY ELECTROPOSITIVE ADSORBATES

E.P. Gyftopoulos 1323

WORK FUNCTION THEORY FOR Cs-[W]AND Cs-O-[W]

C. Warner 1339

WORK FUNCTIONS, THERMAL STABILITY AND ATOMIC STRUCTURE OF ELECTROPOSITIVE FILMS ADSORBED ON METALLIC MONOCRYSTALS

Yu.S. Vedula, Yu.M. Konoplev, V.K. Medvedev, A.G. Naumovetc T.P. Smereka, A.G. Fedorus 1351

PLASMA IMMERSION PROBE MEASUREMENTS OF ELECTRON WORK FUNCTION

J. Herion, H. Wagner 1361

WORK FUNCTION DEPENDENCE ON CRYSTAL ORIENTATION FOR W WITH SPECIAL EMPHASIS TO THE VARIATION NEAR THE [11o] ORIENTATION

B. Krahl-Urban, H. Wagner 1375

WORK FUNCTION CHANGE OF TUNGSTEN (11o) PLANES AS FUNCTION OF Mo COVERAGE

K.H. Besocke 1385

W (1oo) WORK FUNCTION CHANGE DURING ADSORPTION OF OXYGEN, CESIUM, AND OXYGEN-CESIUM CO-ADSORPTION

J.L. Desplat 1397

THERMIONIC CHARACTERISTICS OF CARBURIZED TUNGSTEN-RHENIUM ALLOYS

M. Miyake, T. Sano 14o9

ELECTRON WORK FUNCTION CHANGE OF INTERSTITIAL COMPOUNDS OF THE 4a AND 5a METALS IN DEPENDENCE ON THE NONMETAL CONTENT

G. Haufler, H. Goretzki, J. Jucker 1423

WORK FUNCTION MEASUREMENTS AT SIMULATED COLLECTOR CONDITIONS OF THERMIONIC DIODES

M. von Bradke 1435

PRODUCTION OF HIGH PURITY BARIUM AND CESIUM BY CHEMICAL REACTION FOR APPLICATION IN THERMIONIC CONVERTERS

M. von Bradke, D. Mahr, R. Pfeiffer 1445

SESSION H: PLASMA PHENOMENA

SOME CONSIDERATIONS ON THE CAESIUM LOW VOLTAGE ARC IN A THERMIONIC CONVERTER

J. Bohdansky 1455

INFLUENCE OF THE CURRENT DEPENDENCE OF THE ELECTRON TEMPERATURE ON THE SHAPE OF THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC

P.P. Shcherbinin 1471

NONLINEAR CURRENT OSCILLATIONS IN A PLASMA DIODE
V.A. Zherebtsov, A.V. Shut'ko 1487

INSTABILITY AND CONTRACTION OF CURRENT IN A THERMIONIC CONVERTER
Yu. Abramov, G. Gladysh 15o3

ON THE DISCHARGE INSTABILITY IN THERMIONIC CONVERTERS WITH LONG ELECTRODES
V.I. Derbilov, D.V. Karetnikov, V.B. Turundayevskii 1517

THE INFLUENCE OF A NONEQUILIBRIUM ELECTRON DISTRIBUTION FUNCTION NEAR THE CATHODE AND FRACTIONAL COVERAGE ON THE CHARACTERISTICS OF A THERMIONIC EMISSION CONVERTER IN THE ARC MODE
F.G. Baksht, I.L. Korobova, B.Ya. Moizhes 1529

NONEQUILIBRIUM RELAXATION PHENOMENA IN THE NEAR-EMITTER REGION OF THE THERMIONIC CONVERTER
D.T. Shaw 1547

MODEL IMPROVEMENTS FOR THERMIONIC DIODE PLASMAS
H.A. Claassen, C.S. Helrich 1563

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF Cs-VAPORS
F.W. Reiter 1575

METHODS OF PLASMA DIAGNOSTICS IN THERMIONIC DIODES
G.A. Dyuzhev, V.G. Yur'ev 1587

SOME PHYSICAL PROPERTIES OF PLASMA DIODES
N.D. Morgulis, S.M. Levitsky 1623

EXCITATION AND IONIZATION PROCESSES IN A LOW-VOLTAGE ARC DISCHARGE
M.A. Lebedev, S.A. Mayev, G.G. Morozova, I.N. Privalov ... 1643

THE MAXWELLIZATION OF ELECTRONS IN CS-PLASMA OF A LOW-VOLTAGE ARC DISCHARGE
Yu.K. Gus'kow, A.I. Kiryushchenko, M.A. Lebedev, V.E. Cherkovetz 1661

POLARIZATION AND INTERFEROMETRIC INVESTIGATIONS OF DISCHARGE MODES IN THERMIONIC CONVERTERS
E.P. Busygin, V.G. Grigor'yants, Yu. A. Dunaev, Yu. L. Serov, I.P. Yavor 1675

ARC MODE THERMIONIC CONVERTER AT LOW CESIUM VAPOR PRESSURES

G.A. Dyuzhev, R.Ya. Kucherov, B.Ya. Moizhes, V.G. Yur'ev .. 1699

INVESTIGATION OF TRANSIENT PRESSURES IN THE PLASMA OF A THERMIONIC EMISSION CONVERTER

V.B. Kaplan, A.M. Martsinovskii, B.I. Tsirkel', V.G. Yur'ev 1721

PROBE MEASUREMENTS OF A CESIUM PLASMA IN A SIMULATED THERMIONIC ENERGY CONVERTER

K. Shimada 1739

A UNIFORM THEORY OF PLASMA AND ITS SHEATHS IN THE THERMIONIC DIODE

U. Daybelge 1747

THE IGNITED MODE OF CESIUM THERMIONIC DIODE. II. THE CHARGE INFLUENCE ON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS

G. Musa, A. Popescu, N. Niculescu, A. Baltog, I. Mustață 1761

IONISATION OF CESIUM VAPOR ~~AND CESIUM VAPOR~~ IN A NUCLEAR REACTOR

J. Kramář 1773

SESSION F: CONVERTER PERFORMANCE AND ANALYSIS

Chairman: P. Rouklove

Vicechairman: G. A. Dyuzhev

Scientific Secretary: E. Preuß

METHODS FOR IMPROVING THERMIONIC CONVERTER PERFORMANCE*

Ned S. Rasor
Consulting Physicist
200 Tait Rd.
Dayton, Ohio, USA

INTRODUCTION

The purpose of this paper is to provide a perspective of the methods for improving thermionic converter performance, past, present and future. Since all methods and their literature cannot be reviewed here, emphasis will be placed on providing a common basis for comparison so that the relative value and status of any method can be characterized. On this basis some neglected approaches appear especially promising and some popular approaches appear to offer only marginal improvement. Examples of each will be given.

CHARACTERIZATION OF EXISTING PERFORMANCE

The Ideal Converter Performance Limit

Progress in improvement of thermionic converter performance should be gauged by the extent to which it closes the gap between the performance of existing converters and the ultimate performance limit imposed by the essential electron emission and heat transfer processes. This "ideal" converter performance is readily defined and has been described in several publications.[1] Maximum performance at any emitter temperature T_E is obtained for the condition shown in the familiar motive diagram of Fig. 1. Maximum output power is obtained at an output potential $V = 2kT_E$ (with $\phi_{E\,max} = V + \phi_C'$).

* This work was supported jointly by the US Office of Naval Research and the US Atomic Energy Commission.

The conditions for maximum efficiency have been mapped extensively and examples are given in Fig. 2. However, practical design considerations often limit the output current density J which can be used, and the maximum performance for typical practical current density limits are included in Fig. 2.

For all these limiting conditions, maximum performance is independent of emitter work function ϕ_E for all values

$$\phi_E \leq \phi_{E\,max} \approx \frac{T_E}{660}\ ev \qquad \pm 9\% \qquad (1$$

where the approximation is for typical practical conditions ($1400 < T_E < 2000^{\circ}K$ and $2 < J < 20$ amp/cm^2). Otherwise, performance decreases rapidly as ϕ_E exceeds $\phi_{E\,max}$. On the other hand, maximum performance is strongly dependent on the collector work function ϕ_C for all values.

$$\phi_C \geq \phi_{C\,min} \approx \frac{T_C}{580}\ ev \qquad \pm 10\% \qquad (2$$

under typical conditions, where T_C is the collector temperature in $^{\circ}K$. This restriction is imposed by collector emission. Otherwise, the performance is independent of collector work function for $\phi_C < \phi_{C\,min}$ and is characterized by $\phi_{C\,min}$.

This then provides an emitter constraint and a performance characterization for convenient comparison of various types of converter operation; i.e. at a given emitter temperature:

- Emitter Constraint: The effective emitter work function ϕ_E' must be sufficiently low (e.g. Eq. 1). (Corollary: Most of the emission current must reach the collector).
- Performance Characterization: The effective collector work function ϕ_C' then characterizes the performance (subject to Eq. 2).

If the emitter constraint is satisfied (to enter the practical output regime) and if an effective collector work function ϕ_C' can be defined, the performance of any type of converter can be characterized by the single number ϕ_C'. The effect of all performance improvements thereby can be mapped parametically for any application using the elementary ideal converter formalism.

This approach will be used to compare the performance of the conventional ignited cesium diode, which represents the present basis for all practical applications, with that of alternate types of converter operation.

Spontaneous Ignited Cesium Diode Performance

Although construction technology has been greatly improved, the basic mode of operation and performance of the cesium diode converter is essentially the same as that demonstrated over a decade ago. It results from the processes which spontaneously occur on the electrode surfaces and in the plasma when cesium vapor is admitted between two parallel elemental metal

electrodes. The basic processes are quite complex in detail, but their net effect on converter performance can be characterized quite simply. This characterization provides a reference point for conventional performance and it gives considerable insight into the means and relative merit for improvement of cesium diode operation.

The points of greatest significance for both basic and practical performance characterization are identified in a typical practical output characteristic in Fig. 3a. Comparison with Fig. 3b shows that maximum performance occurs near the point of inflection (zero curvature) at A in the ignited mode. Point A is also where the electric field at the emitter is zero so that, as may be seen in Fig. 4, the primary surface and plasma properties are simply related to the output potential at this point,

$$V' = \phi_E - \phi_C - V_d' \qquad (3$$

where V_d' is the minimum arc drop required to maintain the ignited mode.

The arc drop V_d' inferred from Eq. 3 is found experimentally to be correlated with the output current density J' at this point and the saturation emission current density J_s as shown in Fig. 5.[2] Practically, the important region of this curve is at its "knee" where maximum performance (i.e. maximum $J'V'$) is obtained. Since it is possible to define an effective collector work function $\phi_C' = \phi_C + V_d'$ as in Fig. 4, typical maximum performance in the spontaneous ignited mode is characterized by

$$\text{spontaneous ignited cesium diode} \left\{ \begin{array}{l} J' \approx 0.4\, J_s \\ \phi_E \leq \phi_{E\max} \\ \phi_C \approx 2.0 \text{ ev} \end{array} \right\} \quad \text{at } pd \approx 0.5 \text{ torr-mm} \quad (d \approx 8\lambda) \qquad (4$$

for the typical arc drop $V_d' \approx 0.4$ ev at maximum performance and the typical true collector work function $\phi_C \approx 1.6$ ev (subject to Eq. 2).

The emitter constraint in Eq. 1 can be written as $\phi_{E\max} \approx (T_R/660)(T_E/T_R)$, where T_R is the cesium reservoir temperature. Since the product of the electron mean free path λ and the cesium pressure p is a constant ($p\lambda \approx 0.06$ torr-mm) and p is a unique function of T_R, the emitter constraint for each value of λ is a straight line on the plot in Fig. 6. The emitter and spacing constraints in Eq. 4 therefore are satisfied when the emitter work function, characterized by a vacuum work function ϕ_o in Fig. 6, falls below the $\phi_{E\max}$ line for $\lambda = d/8$ at a given spacing d. The region of present practical importance ($0.2 < d < 0.5$ mm) is indicated. Fig. 7 illustrates how this and the other constraints in Eq. 4 lead to the observed maximum performance envelope of the ignited cesium diode.[4]

Spontaneous Unignited Cesium Diode Performance

Maximum performance in the unignited mode occurs near the point of inflection B in Fig. 3. This is also the point where the electric field at the collector is zero, so that from Fig. 8

$$V'' = \phi_n - \phi_C \qquad (5$$

The quantity ϕ_n is the plasma potential (neutral emission work function) at an emitter temperature T_E and reservoir temperature T_R, as included in Fig. 6.[3] It can be readily shown[2] that maximum performance occurs when the current density at this point is $J'' = J_n/2$, where J_n is the emission current density from an emitter with work function ϕ_n, and when the spacing is equal to one electron free path. In summary, typical maximum performance in the spontaneous unignited mode is characterized by

$$\left.\begin{array}{l}\text{spontaneous}\\ \text{unignited}\\ \text{cesium}\\ \text{diode}\end{array}\right\{\begin{array}{l} J'' = J_n/2 \\ \phi_E \leq \phi_n \\ \phi_C \approx 1.6 \text{ ev}\end{array}\Bigg\} \quad \begin{array}{l}\text{at pd} \approx 0.06 \text{ torr mm} \\ (d \approx \lambda)\end{array} \qquad (6$$

subject to Fq. 2.

Because of its lower effective collector work function without the arc drop, this mode of operation is greatly superior in performance when the emitter constraint is satisfied. However, this constraint imposes impractically high temperatures and small spacings in the spontaneous cesium diode. As can be seen in Fig. 6, for practical spacings ($d \approx \lambda > 0.1$ mm), $\phi_{E_{max}}$ is less than ϕ_n only for $\phi_E > 3$ev. Therefore, the potential superiority of this type of operation can be fully realized only for $T_E \geq 2000^\circ K$.

The maximum performance which characterizes the two spontaneous cesium diode modes of operation, as characterized by Eqs. 4 and 6, are shown in Fig. 9 for existing electrode technology. Emitter improvements alone cannot improve the performance shown for either mode. Such improvements can increase the optimum spacings for the ignited mode, but not those given for the unignited mode. This then represents the performance of the conventional or First Generation of thermionic converters, i.e. those which depend on the spontaneous physical processes in the cesium diode. Methods which might improve this performance now will be considered.

METHODS FOR IMPROVING THE CESIUM DIODE

Emitter Development

Fig. 10 shows the effective vacuum work function ϕ_o that characterizes emitter surfaces which can satisfy both the emission and optimum pd constraints (Eqs. 1 and 4) in the ignited cesium diode. The region of present practical importance is indicated. Spacings less than 0.2 mm are difficult to maintain and those of 0.5 mm and greater introduce undesirably large void into a thermionic reactor. The low and high temperature limits (1600-2000°K) are imposed respectively by performance and lifetime considerations. This region is also indicated in Fig. 6.

Initial cesium diode converters used conventional polycrystalline tungsten emitter surfaces, which are characterized by $\phi_o \approx 4.5$ ev. They were required to operate substantially off-optimum to achieve the required output at the achievable spacing (typically at $T_E \approx 1900^\circ K$ and $d \approx 0.2$ mm). Presently employed emitter surfaces, developed in the 1960's, use alternate means of emitter fabrication and surface treatment to expose preferred crystal planes (e.g. chemical vapor deposition and etching) or different

materials (e.g. rhenium) which are characterized by $\phi_o = 4.7 - 4.9$ ev.[5] This has allowed optimum operation to be approached at presently achievable spacings (0.2 - 0.3 mm), and the required performance is now obtained at $\approx 1800^oK$ typically.

It is concluded, therefore, that further emitter development to increase ϕ_o will result in only relatively small improvements in the performance presently obtainable in the ignited cesium diode above 1800^oK emitter temperature and less or none at lower temperatures. However, such developments still have merit for two reasons. First, they can allow present performance to be obtained at substantially larger spacings if required. This has its greatest significance when, for nuclear considerations, a material with an inherently lower ϕ_o such as molybdenum must be used. Second, the use of an emitter characterized by a higher ϕ_o results in operation at a lower collector work function on the present spontaneous collector surface. For a given ϕ_o and T_E, Eq. 1 and Fig. 6 together impose a minimum reservoir temperature T_R'. Therefore, Eq. 2 requires that

$$\phi_C \geq \frac{T_C}{580} = \left(\frac{T_R'}{580}\right) \frac{T_C}{T_R'} \qquad (7$$

Fig. 11 includes lines corresponding to Eq. 7 for values of ϕ_o. The intersection of a ϕ_o line with the ϕ_C curve represents the value of ϕ_C which characterizes the performance at that ϕ_o. It can be seen that part of the performance gain realized by previous increases in ϕ_o resulted from a reduction in ϕ_C, and that further increases in ϕ_o can lower ϕ_C by less than 0.1, based on present collector technology.

In the past few years it has been shown that, through the use of single crystal emitters[6] or the addition of oxygen[7], it is possible to obtain emitters characterized by $5.2 \lesssim \phi_o \lesssim 5.6$ ev. As can be seen from Fig. 10, little or no reduction of arc drop V_d' should be expected through use of these emitters with conventional spacings at temperatures below 2000^oK. Any improvement obtained therefore apparently results almost entirely from a reduction in the collector work function ϕ_C. It is important that such improvement be recognized primarily as a collector effect so that appropriate priority is given to understanding, controlling and improving the collector technology upon which the beneficial effects are dependent.

The constraints on practical performance of the unignited cesium diode (Eq. 6) require emitter operation on the heavy segment of the ϕ_n line in Fig. 6, the left and right ends of which correspond to spacings of 0.1 and 0.5 mm respectively. It can be seen that there are no cesium adsorption emitters which satisfy this requirement. A popular approach for several years has been the addition of barium vapor to the cesium diode,[8] thereby achieving the required $\phi_E \leq \phi_n$ by barium adsorption on the emitter instead of by cesium adsorption. This approach suffers several basic performance limitations which are very unlikely to be overcome. First, the emitter constraints imposed by Eq. 6, which have a basic thermodynamic origin, are still imposed on the barium-cesium diode, and any potential improvement over the pure cesium diode is still confined to impractically high temperatures or small spacings. Second, to maintain the required barium vapor pressure, the collector temperature T_C must be greater than $1000-1100^oF$. Therefore, Eq. 7,

which also is basically a thermodynamic restriction, indicates that no collector work function below $\phi_C \approx 1.7 - 1.9$ ev is useful regardless of how it is obtained. Third, the high temperature of the collector, its necessary proximity to the barium reservoir temperature and the dominance of adsorbed barium make it likely that a collector work function $\phi_C = 1.9 - 2.1$ ev will characterize Ba-Cs diode performance, which is comparable to the $\phi_C' = \phi_C + V_d'$ of the present ignited cesium diode. It is concluded, therefore, that the Ba-Cs diode has little or no inherent performance advantage, even if its very difficult materials problems can be solved. Ba vapor might be useful in the triode or pulsed diode converters described in a later section, however.

Throughout the modern history of thermionic conversion, emitters have been sought which satisfy Eq. 1 but which do not depend on cesium adsorption. Although this would permit operation at arbitrarily large spacings, the constraints imposed by Eqs. 4 and 6 remain in force, so that no performance improvement would be realized over that presently available except through collector effects. Any justification of such work therefore depends heavily on collector technology, including the effect of emitter vaporization products on it.

Collector Development

Although the performance obtainable from the cesium diode is more sensitive to the collector work function than any other converter property, the collectors in present use are essentially unchanged from those used over a decade ago. Furthermore, the processes which determine these collector work functions are those which occur spontaneously on elemental metal surfaces under the diverse and poorly defined conditions existing in converters constructed by many groups in different countries. So far, competent efforts have not achieved an unambiguous experimental characterization of collector behavior, and there is no basic understanding of this behavior comparable to that of the emitter.[9] The most remarkable fact is that, in spite of this chaotic basic and technical background, the collector work functions which characterize maximum performance of all cesium diodes rarely differ by more than ± 0.1 ev from a mean value near 1.6 ev. Yet experimental data, such as in Reference 10 , show that surfaces in cesium vapor can have work functions less than 1.0 ev, and there is no known fundamental reason why such low values cannot be utilized.

It is quite possible that the remarkable invarience of the effective collector work function of the cesium diode results from its domination by one or more unrecognized basic processes in converter operation not directly dependent on the surface properties of the collector, e.g.: processes inherent to the cesium pressure and collector temperature regime imposed by present emitter requirements; conditions at the collector-plasma interface (including a faulty definition of arc drop); erroneous or inapplicable collector work function measurements (including a current-dependent ϕ_C); or domination by inherent impurities such as evaporation products from the emitter. Evidence can be cited for each of these processes, but a complete review of each is not possible here.

Among those processes cited, the writer is inclined toward the first. Work functions measured in the Cs-O system on tungsten and on tantalum at low temperatures (<500°K) and low cesium pressure, such as those in Ref. 10, show a behavior remarkably similar to that of the commercial S-1 photosurface (Cs-O-Ag). This surface has been the subject of experimental and theoretical study for nearly 50 years.[11] It is characterized as a bulk oxide

semiconductor doped with cesium atoms, having properties which are temperature and Cs pressure dependent as it reversibly decomposes above 500°K. Inspection of the data in Ref. 10 reveals similar behavior, suggesting the existence of a bulk tungsten oxide layer which is in a state of nearly complete decomposition in the usual collector temperature and cesium pressure regime of the cesium diode converter. The implications of this are that it may be possible to achieve work functions substantially below those which presently characterize cesium diode operation, but not in conjunction with the cesium pressures and collector temperatures imposed by existing plasma and emitter requirements.

It is concluded that utilization of collector work functions approaching 1.0 ev is a reasonable goal, and that a promising approach is the investigation of cesiated bulk oxide surfaces at low cesium pressures and collector temperatures. However, such a goal is reasonable only if it includes concurrent investigations of emitters and types of converter operation which are compatible with these conditions.

Arc Drop Suppression

A large part of the effort in thermionic converter research has been spent to gain basic understanding of the spontaneous processes occurring between the electrodes of the cesium diode. Yet the only improvements in basic diode performance have been via altering the emitter surface; i.e. basic understanding of the cesium diode discharge itself has not resulted in a performance improvement. The present level of understanding is sufficient to suggest approaches which might succeed in significant performance improvement if as much attention is now given to utilizing this understanding as has been given to gaining it.

It can be shown[2] that the gross effect of the basic atomic processes on ignited cesium diode performance can be characterized by three parameters $p\lambda$, B and V_I:

$p\lambda$ is an "electron transmission" parameter which is inversely proportional to the effective electron scattering cross section σ_e;

B is an "ion effectiveness" parameter, which characterizes the relative effectiveness of ion production as compared to their loss by diffusion to the electrodes, and which is proportional to $(K_i \sigma_i)^{\frac{1}{2}}$, where K_i is the differential ionization cross section which characterizes the ionization process, and σ_i is the effective cesium ion diffusion cross section;

V_I is the "effective ionization potential" which characterizes the ionization process.

Although it is not yet possible to compute these parameters confidently from first principles, their inferrence from experimental data gives considerable insight into the dominant limiting processes.

The correlation plot in Figs. 5 and 12 is very useful in comparing various experimental and theoretical data, and in gauging relative progress toward the ideal diode (i.e. the upper-left corner, where $J/J_s = 1$ and $V_d' = 0$). The band of experimental data in Fig. 5 which characterizes present spontaneous ignited cesium diode performance is included in Fig. 12

for reference. Comparison of Figs. 12a-c shows that the computed[2] arc drop is only weakly dependent on $p\lambda$ and B but is strongly dependent on V_I. Furthermore, the quantities $p\lambda$ and B can be estimated from independent cross section data and are expected to be relatively independent of the pressure-spacing product pd.

It appears therefore that the most appropriate representation is the plot in Fig. 12c in which $p\lambda$ and B are held constant at physically reasonable values with V_I as a variable parameter. The value of V_I which characterizes a given region of the experimentally observed correlation band therefore is given by the corresponding curve which intersects this region. The result gives rise to the following interpretation. At low values of pd ($\lesssim$ 1 torr-mm) the plasma is sufficiently transparent to excitation products that the ground state, with an effective ionization potential of V_I = 3.9 ev, dominates the ionization process and results in an arc drop $V_d' \approx 0.4$ ev. At high pd ($\gtrsim$ 3 torr-mm) sufficient trapping of resonance excitation occurs in the plasma that the resonance state, with an effective ionization potential of V_I = 2.5 ev, dominates the ionization process and the arc drop approaches $V_d' \approx 0.1$ ev. Unfortunately, this reduction in arc drop V_d' is accompanied by a large decrease in output current due to the increased electron scattering at high pd.

The question arises therefore as to whether it is possible to obtain the observed decrease in arc drop without suffering the current loss which accompanies it in the spontaneous cesium discharge. If the foregoing interpretation is valid, this should be possible if a means can be found for efficiently trapping the excitation products at low pd. One means for doing this would be to introduce a gas having a much greater excitation cross section and lifetime in proportion to its electron scattering cross section than does cesium, in order to trap the excitation products. Another means would be to increase greatly the reflectivity of both electrodes at the resonance wave length and reduce radiation losses at the edge of the gap to confine the excitation radiation. Consideration also should be given to means of reducing the effective ionization potential V_I by other than the trapping mechanism suggested by the spontaneous discharge.

An alternate approach is to increase the electron transmission and ion effectiveness parameters $p\lambda$ and B. Comparison of Figs. 12a and 12b shows that changes in $p\lambda$ and B are about equally effective in changing the arc drop, i.e. V_d' varies as $1/Bp\lambda \propto \sigma_e/\sigma_i^{\frac{1}{2}}$. Accordingly, a reduction of the arc drop should be obtained if this ratio of the effective electron and ion diffusion cross sections can be decreased. Several attempts were made in the 1960's to do this by adding inert gases to the cesium diode, since the above cross section ratio is much smaller for these gases than that for cesium vapor.[12] However, it was found that the addition of these gases causes only a decrease in performance at spacings near or greater than optimum.[13] This result is explained by noting that when ambipolar diffusion is dominant, as expected for most of the converter plasma, both electrons and ions behave as though their diffusion cross sections are equal, i.e. $\sigma_e \approx \sigma_i$. Consequently, the ratio $\sigma_e/\sigma_i^{\frac{1}{2}}$ increases with the introduction of additional scattering centers, causing the arc drop V_d' to increase. This basic coupling of $p\lambda$ and B via ambipolar diffusion therefore tends to severely restrict the possibility of obtaining a significant reduction in arc drop via changes in the scattering parameters.

An alternate approach for changing the ionization efficiency parameter B

is to add a gas which has a metastable excited state just above the ionization potential for cesium, which would result in ionization of cesium via the Penning effect. If the electron scattering and excitation cross sections of this gas give a smaller effective value of $1/Bp\lambda \propto \sigma_e/K_i^{\frac{1}{2}}$ than for pure cesium, the value of B would be substantially increased and the arc drop decreased.

Of course, specific gases to fulfill the requirements of these particular approaches might not exist. However, these examples show that reduction of the arc drop by typical quantum electronic techniques is a distinct possibility if they are applied systematically, e.g. as is done routinely in laser development.

PERFORMANCE OF OTHER MODES AND CONFIGURATIONS

Basic Comparison of Enhanced and Spontaneous Discharge Modes

In the period 1958-1962 several specific methods for essentially eliminating the arc drop were proposed and investigated, but they all ultimately failed to compete with the elementary cesium diode converter. While most of these methods were well-conceived from a qualitative standpoint, they were defeated by the combination of primitive understanding and primitive technology at that time. Their quantitative performance achievements fell short of the performance obtained by experimentally optimizing the relatively few variables in the primitive elementary diode. In retrospect, having resolved most of the complex basic processes and materials problems in the elementary diode, it is clear why some of these methods for suppressing the arc drop did not succeed. Since it is not possible here to review the many approaches in detail, emphasis will be given to basic characterization of their performance so that the potential improvements they offer can be compared and their basic limitations identified.

The arc drop V_d' arises in the ignited diode because the electron drift current J transported from the emitter to the collector must supply an amount of power JV_d' to the plasma for generation of positive ions. The necessity for the ion generation is imposed by the requirement of plasma neutrality in the presence of an electron drift current J which is accompanied by an ion drift current $J_i \approx J\sqrt{m/M}$, where m/M is the electron/ion mass ratio. The minimum amount of power that is required to maintain the ignited plasma can be estimated as $J_iV_i = JV_i\sqrt{m/M}$, where V_i is the ionization potential. Therefore the theoretical minimum arc drop, or electrical energy loss per output electron, is about $V_i\sqrt{m/M} < 0.01$ ev for cesium, compared with the experimental value $V_d' \approx 0.4$ ev observed for the ignited cesium diode. Accordingly the spontaneous ion generation process in the ignited diode is only about 2% efficient. It is therefore conceptually possible to eliminate virtually all of the arc drop by substituting an efficient ion generation process.

There are two fundamental inefficiencies in the spontaneous ion generation process of the ignited diode. The first arises because the electrons accelerated into the plasma by the emitter sheath do not have sufficient energy to excite or ionize the atoms directly. Instead, their energies are redistributed by electron-electron interactions to give a high electron temperature in the plasma. The entropy degradation in this process greatly reduces the work available to produce ions since only the high energy tail

of the electron energy distribution participates in the ion generation. The second inefficiency arises because most of the ions are produced adjacent to the emitter and, instead of usefully entering the bulk plasma, are swept into the emitter by the high electric field in the emitter sheath.

These inefficiencies are avoided in the unignited diode since the ions are produced by thermal emission from the emitter. As a basis for comparison, the performance of alternate ion sources can be characterized by defining an equivalent arc drop V_d^* which equals the electrical energy loss per output electron required to produce the ions. Since the ion emission energy for the unignited diode is typically $\phi_i \approx 3$ ev and its efficiency $\eta \approx 20\%$, its equivalent arc drop is $V_d^* = \phi_i \sqrt{m/M}\, \eta \approx 10^{-3}$ ev, which is completely negligible. However, it was shown that the emission constraints on unignited diode operation severely restricts its practicality. This illustrates that in avoiding the inherent ion production inefficiency of ignited operation, any alternate approach must also avoid impractical emission constraints if a net improvement is to be obtained.

Vacuum Diode

It is readily shown that maximum performance of a vacuum diode converter is equivalent to an ideal converter with effective electrode work functions

$$\text{vacuum diode} \left\{ \begin{array}{l} \phi_E' \approx \phi_C' + kT_E \geq \phi_E + 2kT_E \\ \phi_C' = \begin{cases} \phi_C + kT_E \left(\frac{d}{x_o} - 1\right)^2 & \text{for } d > x_o \\ \phi_C & \text{for } d < x_o \end{cases} \end{array} \right\} \qquad (8$$

where $x_o = (5 \times 10^{-4})\ (T_E \times 10^{-3})^{\frac{3}{4}} / J^{\frac{1}{2}}$ cm. It can be seen that for small current densities $J \ll 1$ amp/cm^2 and small spacings $d \ll 0.1$ mm the vacuum diode can approach ideal converter performance at low emitter temperature $T_E < 1200^\circ$K, as shown in Fig. 9. This performance has practical application in radioisotope powered converters with a total power near and much less than one watt per module.[14]

Unignited Triode

If electrically separate ion and electron emitters are provided in a cesium vapor converter, e.g. as in Fig. 13 , the unignited diode constraints (Eq. 6) can be removed and ideal converter performance is approached at large spacings and low temperatures. Maximum performance is obtained when the saturation ion and electron emission currents from the respective emitters give a net neutral emission, i.e. for an ion/electron current ratio equal to $(m/M)^{\frac{1}{2}}$. The surface potential of all three electrodes must coincide at the plasma potential, as in Fig. 13 , so that a small bias potential $V_b = \phi_I - \phi_E$ must be maintained between the two emitters. It is readily shown from the Saha-Langmuir and Richardson equations that this condition requires the work function ϕ_I and temperation T_I of the ion emitter to be[15]

$$\phi_I = 2\phi_n - \frac{T_I}{T_E}\phi_E + kT_I \ln g \qquad (9$$

where g is the ratio of the area of the electron emitter to that of the ion emitter. The most practical situation is when the two emitters are in thermal contact, i.e. for $T_I = T_E$, and Eq. 9 becomes

$$\phi_I - \phi_n = \phi_n - \phi_E + kT_E \ln g \qquad (10$$

It is apparent from Eq. 10 that for equal emitter areas (g = 1) the required work functions of the ion and electron emitters are symmetrically opposite each other from the value of ϕ_n as shown in Fig. 14. For unequal emitter areas, a value of $kT_E \ln g$ is added to this ϕ_I.

This fact is very useful for design estimates. The example shown in Fig. 14 is for a platinum electron emitter[16] and a niobium ion emitter. The corresponding performance obtainable is given in Fig. 15. Also shown in Fig. 14 is the locus of the minimum emitter work functions for which optimum ion emitters can be found, which is imposed by the cesium adsorption limit on the ion emitter.

It is apparent from Fig. 14 that the work function requirements for both ion and electron emitters fall within the envelope of known materials, some of which would permit operation at large electrode spacings. Since the electrical power required for ion production is negligible, it is concluded that near-ideal converter performance can be obtained by this approach, i.e.

$$\text{unignited triode} \left\{ \begin{array}{l} J \approx \dfrac{g}{1+g} J_S \\ \phi_E \text{ and } \phi_I \text{ optimum} \\ \phi_C' = \phi_C \end{array} \right\} \text{at } pd \ll 0.06 \text{ torr-mm} \quad (d \ll \lambda) \qquad (11$$

The unignited triode was conceived and demonstrated experimentally over a decade ago.[17] Because of the additional complexity of its structure, and difficulty in maintaining the required ϕ_I in the presence of a barium dispenser emitter, its development was discontinued. In view of the subsequent progress in both converter structure and emitter technology, and because of its potential high performance, this method deserves renewed attention.

Ignited Triodes

Other than the cesium diode, the most popular alternate type of converter operation has been the production of ions by electron impact in an auxilliary discharge to a third electrode as illustrated schematically in Fig. 16. Electrons are accelerated into the plasma from an auxilliary emitter[18] ("plasmatron" configuration, Fig. 16a), or electrons from the main emitter are accelerated to an auxilliary collector (Fig. 16b).[18] The additional variables can be optimized to suppress the previously-described inefficiencies in the ion generation process of the low voltage arc in the ignited diode. By operating at an electrode spacing approximately equal to an electron mean free path λ, and by restricting the area of the auxilliary electrode,

electrons can be accelerated to energies well above the ionization potential, thereby permitting direct ionization without entropy-degrading thermalization. Also, under these optimum conditions, ions are produced relatively uniformly through the plasma and are not mostly lost at the emitter as in the diode.

To maintain these advantages, it is necessary to provide an array of auxilliary electrodes spaced about 2λ (twice the spacing) apart over the large electrode areas necessary in practical converters. Structural complexity on this scale is feasible when the gas pressure can be chosen to give an arbitrarily large mfp. However, at the pressures required for conventional adsorbed cesium emitters, λ is of the order of tenths of millimeters or less. The practicality of any extended structure of this scale is questionable.

Primarily because of the structural limitation, work on ignited triodes has been confined to inert gas systems. The power required to operate an optimized auxilliary emitter discharge is reported to be between 0.03 and 0.15 watt per ampere of output current, which is numerically equal to the equivalent arc drop V_d^* defined previously. The efficiency of ion utilization in this case depends strongly on the presence and magnitude of ion-retarding sheaths at the electrodes. Since incomplete and ambiguous information on the basic operating point is given in the literature, it is difficult to use these demonstrated values of V_d^* to characterize the general performance, especially for the auxilliary collector. However, the following is adequate for present purposes:

$$\left.\begin{array}{l}\text{ignited triode}\\ \text{(auxilliary emitter)}\end{array}\right\}\quad\left\{\begin{array}{l} V_d^* \ll 0.1 \text{ ev for } \dfrac{J}{J_S} \ll 1 \\ V_d^* \approx 0.1 \text{ ev for } \dfrac{J}{J_S} \lesssim \tfrac{1}{2} \\ \phi_C' = \phi_C \end{array}\right\}\quad \begin{array}{l}\text{at } d \approx \lambda \\ \text{in xenon} \\ (pd \approx 5 \text{ torr-mm})\end{array} \qquad (12$$

The values of V_d^* are about doubled for operation with either argon or cesium (a figure of merit is defined in the next section).

Inspection of the literature shows that the attractive performance associated with Eq. 12 was credibly demonstrated experimentally a decade ago. However, because stable electrode surfaces were not available for inert gas systems, interest in their development was lost. It is concluded, therefore, that the ignited triode concept deserves review in the light of more recent advances in electrode technology.

Pulse-Enhanced Diode

Just as it is possible in the ignited triode to have two physically distinct emitters with different functions, it is also possible to have the single emitter in a diode alternate cyclically between the two functions. In this type of operation, shown in Fig. 17, a pulse of current is passed through the diode of sufficient magnitude to produce an ion rich (over-compensated) plasma by impact ionization, but is terminated immediately thereafter. This pulse is the "auxilliary discharge" portion of the cycle.

The diode then operates in the unignited or plasmatron part of the cycle with no arc drop. When the plasma density decays below the value required to support the output current, the diode must ignite and an arc drop appear to generate the ions if this current is maintained. If a train of pulses is applied with a period shorter than the plasma decay time, the diode remains continuously unignited between pulses and no arc drop appears.

Expressions for the decay time, output characteristics, pulse power requirements, and optimum relationship have been derived which are in reasonable agreement with experimental data.[20] As in ignited triode operation, it is necessary to operate near $d = \lambda$ for efficient ionization by electrons with energies well above the ionization energy during the pulse. However, the emitter area for the auxilliary discharge cannot be restricted to obtain an abnormally large emitter sheath as in the ignited triode. Instead, the pulse duration must be so short that the ions cannot move from their nearly uniform distribution immediately after breakdown to form the dense plasma near the emitter which intercepts and thermalizes emitted electrons in the normal (inefficient) steady state arc. Another important design consideration is that constant-current operation is inherently inefficient since it tends to sweep ions from the diode and greatly increases the rate of plasma decay. Failure to recognize these important considerations led to disillusionment in the pulse enhancement work performed about a decade ago.[21]

When these conditions are met, an approximate expression for the ratio of pulse input power to diode output current (or equivalent arc drop) is[20]

$$V_d^* \lesssim \frac{\sigma_e}{2\alpha K_i} \qquad (13$$

where $\alpha = \sqrt{M/m}$ and M/m is the ion/electron mass ratio.

Therefore, this type of operation is characterized by

$$\text{Pulse Enhanced Diode} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{J'}{J_S} \approx 0.5 \\ V_d^* \lesssim \begin{cases} 0.08 \text{ ev for xenon} \\ 0.18 \text{ ev for argon} \\ 0.17 \text{ ev for cesium} \end{cases} \\ \phi_C' = \phi_C \end{array} \right\} \text{ at } d = \lambda \qquad (14$$

Experimentation with inert gas diodes has been used to develop basic understanding of the pulse-enhancement process[20]. Fig. 18 shows the behavior observed when a train of one-microsecond pulses is applied to a xenon diode with a Ba-Sr oxide emitter, and to which low pressure cesium is added to obtain a low collector work function ($\phi_C \approx 1.5$ ev). Immediately after each pulse the arc drop is zero and the current is limited only by electron emission and scattering (the pulse-enhanced envelope). As the ions drift out of the plasma, the space charge limitation reduces the apparent saturation current in a family of decaying output characteristics which closely resemble unignited mode or plasmatron curves for different ion source strengths. When a pulse train with a repetition period τ is applied, the current decays to the curve corresponding to the decay time τ, where-

upon the next pulse replenishes the ions for another cycle. Steady operation is obtained if the repetition period is short enough that no decay occurs at the operating point on the envelope; e.g. no decay is observed between pulses at the static operating point A in Fig. 18 for a pulse period $\tau < 300$ μsec.

The observed pulse power requirements for xenon and argon are in substantial agreement with the values for V_d^* in Eq. 14. The time-average pulse power required to maintain operation at point A in Fig. 18 (0.66 amp/cm^2 at 0.4 volt) is observed to be about 0.05 w/cm^2 for 300 μsec pulse period. Output powers up to about $\frac{1}{2}$ w/cm^2 have been observed at 1275°K, limited by the emission capability of the oxide emitter used in the exploratory work. Work in progress is directed toward removing this limitation by using adsorbed cesium electrodes with adequate emission capability at the required low cesium pressure.

Because of the encouraging results of the recent exploratory work, and because of its potential for application in existing converter structures, it is concluded that this approach merits continued attention.

SIGNIFICANCE OF INCREASED PERFORMANCE

Basic converter performance falls logically into three groups:

1st Generation: Spontaneous (Present) Performance

The performance of fully optimized converters presently under engineering development is characterized by a value $\phi_C' \approx 2.0$ ev (i. e. $\phi_C \approx 1.6$ ev and $V_d' \approx 0.4$ ev).

2nd Generation: Available (Near-Term) Performance

A value of $\phi_C' \approx 1.5$ ev characterizes the performance obtainable if the arc drop V_d' is suppressed or eliminated and the minimum ϕ_C of present collectors is utilized.

3rd Generation: Feasible (Future) Performance

Development of collectors which utilize work functions presently observed in the laboratory, plus simultaneous elimination of the arc drop would permit performance characterized by $\phi_C' \approx 1.0$ ev.

Fig. 2 shows that 2nd Generation performance substantially broadens the competative margin and growth potential of 1st Generation systems over other conversion systems for advanced applications, even with more conservative emitter temperatures. 3rd Generation performance allows the thermionic converter to compete directly with conventional Rankine and Brayton electric power generation for use with more conventional materials and fuels.

Fig. 19 shows the consequences of achieving new generations of performance in a reference thermionic reactor.[4] For the same system power output, 2nd Generation systems represent a 300°K decrease in emitter temperature from present requirements, and 3rd Generation a 600°K decrease. Alternate gains can be taken in increased output of present designs or simpler fuel element and core structure (n=2 is a core-length emitter). Fuel lifetime is substantially improved by decrease total energy and temperature drop requirements.

2nd Generation performance maintains the high heat rejection tempera-

tures of present systems which is important for space applications. Higher efficiency also lowers demands on the radiator. 3rd Generation performance requires lowering the collector temperature to about 580°K. This is comparable with the radiator temperature of competing space systems, and it permits compact terrestial heat rejection systems.

SUMMARY

The various methods for performance improvement are summarized in Table I. It is apparent that, with one exception, the prospects for substantially improving the performance of the thermionic converter depend on utilization of a new generation of electrode materials and structures, and not on new developments in plasma technology. The existence of surfaces having the basic properties required for the new generation of electrodes has been experimentally demonstrated, but not their practical applicability to advanced converter types.

It is important to recognize that practical utilization of this new electrode technology in the advanced types of converters would not be burdened by many of the demands of present converter operation. The regime of 1st Generation operation, which is the criterion for present engineering development, results from the multiple constraints imposed by the spontaneously occurring surface and plasma processes. The removal of any of these constraints results in a new operating regime which can extend far beyond the consequences of altering only one basic property. This is illustrated for the case of arc drop elimination in Fig. 20. Of particular importance are the iterative loops ABC and BDE. Recognition of the existence of a desirable performance regime is necessary to define and justify the materials development that makes it possible, and vice versa. Therefore, a central conclusion is that basic work on advanced electrode development and advanced converter types should proceed simultaneously since their eventual usefulness is strongly complementary.

ACKNOWLEDGMENT

Assistance and many helpful suggestions by Dr. E. J. Britt in the preparation of this paper are gratefully acknowledged.

TABLE I

SUMMARY OF METHODS FOR CONVERTER PERFORMANCE IMPROVEMENT

<table>
<tr><th>Method</th><th>Approach</th><th>Prospects for Substantial Performance Improvement</th><th>Technology Requirements</th></tr>
<tr><td rowspan="3">Cesium Diode Improvement</td><td>Arc drop suppression</td><td>Uncertain, but merits exploration</td><td>Requires discovery of new basic plasma techniques, but might use existing electrodes and structures</td></tr>
<tr><td>Emitter development (including additives)</td><td>Basically limited for diode improvement</td><td rowspan="6">Plasma techniques demonstrated and sufficiently understood, but require advanced electrodes and structures*</td></tr>
<tr><td>Collector development</td><td>Good, but strongly depends on emitter and plasma developments</td></tr>
<tr><td>Vacuum Diode</td><td>Low current density with low cesium pressure</td><td>Limited to low power applications</td></tr>
<tr><td>Unignited Triode</td><td>Compatible electrodes in cesium vapor</td><td rowspan="3">Excellent, if required electrodes and structures* are achievable</td></tr>
<tr><td>Ignited Triode</td><td rowspan="2">Inert gas with low pressure cesium</td></tr>
<tr><td>Pulse-enhanced Diode</td></tr>
</table>

*Pulse-enhanced diode might use existing diode structures.

REFERENCES

1. INGOLD, I.H., J. Appl. Phys. 32, (1961) 769.
   SCHOCK, A., J. Appl. Phys. 32, (1961) 1564.
2. RASOR, N.S., ONR Summary Technical Reports NSR-1-1 (Oct. 1969) and NSR-1-2 (Sept. 1970).
3. RASOR, N.S. and WARNER, C., J. Appl. Phys. 35, (1964) 2589.
4. RASOR, N.S., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Carmel, Calif., (1969) 543.
5. YANG, L. and HUDSON, R.G., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Houston, Texas (1966) 395.
   RUFEH, F. and LIEB, D., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Framingham, Mass. (1968) 141.
6. PIGFORD, T.H. and THINGER, B.F., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Carmel, Calif. (1969) 34.
   LIEB, D., DONAKER, A. and RUFEH, F., ibid, p66.
7. LIEB, D. and RUFEH, F., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., San Diego, Calif. (1971) 194.
8. PSAROUTHAKIS, J., 1st International Conf. on Thermionic Elect. Pwr. Generation, London, England (1965).
   GVERDSITELI, I.G. et al., 2nd International Conf. on Thermionic Electric Pwr. Generation, Stresa, Italy (1968).
   HENNE, R., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., San Diego, Calif. (1971) 212.
9. RUFEH, F. and LIEB, D., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Carmel, Calif. (1969) 237.
10. ALLEAU, T. and BACAL, M., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Miami, Fla., (1970) 434.
11. WEBER, S., "Electron Emission and Design of Cesium-Oxide Cathodes", Doctoral Thesis, Technichen Hochschule Stuttgart (1964).
12. FENDLEY, J., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Gatlinburg, Tenn. (1963).
    KAPLIN, C. and MERZENICH, J., Rept. of Therm. Conv. Specialist Conf., Cleveland, Ohio (1964).
    BEKMUKHAMBETOV, E., et al., Sov. Phys.-Tech. Phys. 10 (1966) 1318.
    KONDRATIEV, F., et al., Atomnaya Energiya 23:3 (1967) 213.
13. RUFEH, F. and LIEB, D., 2nd Intl. Conf. on Thermionic Elect. Pwr. Generation, Stresa, Italy (1968) 1123.
14. RASOR, N.S., GASPER, K. and DE STEESE, J., 2nd Intl. Conf. on Therm. Elect. Pwr. Generation, Stresa, Italy (1968) 337.
    ROUKLOVE, P. and DE STEESE, J., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., San Diego, Calif. (1971) 59.
15. RASOR, N., Advanc. Energy Conv. 2, 545 (1963).
16. HOUSTON, J. and DEDERICK, P., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., San Diego, Calif. (1965) 249.
17. HERNQVIST, K., US Patent 3,021,472, Feb. 13, 1962, filed Dec. 15, 1958.
    HERNQVIST, K., RCA Review, March, 1961.
18. BLOSS, W., Advanc. Energy Conv. 3 (1963) 315.
    COOK, K., FRASER, D. and ISAACS, G., Advanc. Energy Conv. 3 (1963) 323.
    FOX, M. and KNECHTLI, R., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., Gatlinburg, Tenn. (1963) 144.
    MAYER, R., JUNGCLAUS, H., and PRUSCHEK, R., 1st Intl. Conf. on Thermionic Elect. Pwr. Generation, London, England (1965).
19. FATMI, H., GABOR, D. and NILSON, J., 1st Intl. Conf. on Thermionic Elect. Pwr. Generation, London, England (1965).
20. RASOR, N. and BRITT, E., Rept. of Thermionic Conv. Specialist Conf., San Diego, Calif. (1971) 272. Also see ONR Summary Technical Rept. for Contract N00014-70-0252 (Nov. 1971) NSR-1-3.
21. KAPLAN, C., 22nd Conf. on Physical Electronics, MIT (1962) 105.
    LAUBENSTEIN, R., et al., Advanc. Energy Conv. 3 (1963) 351.
22. RUFEH, F. and LIEB, D., Thermionic Conv. Specialist Conf., Framingham, Mass. (1968) 141.

Fig. 1 Motive diagram for ideal converter.

Fig. 2 Performance of ideal converter. Solid lines are for maximum efficiency. Heavy dashed lines are for 10 amp/cm^2.

Fig. 3 Cesium vapor diode output at T_E = 1800°K, p = 3 torr and d = 0.13 mm (Reference 22).
(a) volt-ampere characteristic,
(b) power and efficiency characteristic.

Fig. 4 Motive diagram corresponding to the transition point for the ignited cesium diode (point A in Fig. 3).

Fig. 5 Plasma correlation plot showing observed transition points for the cesium diode converter (data from Reference 22). Pressure-spacing products for each point and their computed loci are given in torr-mil (1 mm = 40 mil).

Fig. 6 Surface correlation plot showing the relationship among basic quantities which characterize the surface and the plasma in the cesium vapor diode.

Fig. 7 Families of electrical output characteristics for T_E = 1800°K at various cesium pressures p.
(a) d = 0.12 mm; (b) d = 0.25 mm spacing

Fig. 8 Motive diagram corresponding to the transition point for the unignited cesium diode (point B in Fig. 3).

Fig. 9 Thermonic converter operating regimes for ϕ_C = 1.6 ev. Values in squares are required electrode spacings in mm. Circled values are optimum spacings for oriented tungsten emitters. Dashed lines indicate regions of impractically high current density.

Fig. 10 Spacing giving maximum performance of the cesium diode converter for various emitters characterized by a vacuum work function ϕ_o. Dashed region indicates region of present practical importance, including a typical operating point for present converters with oriented tungsten emitters.

Fig. 11 Illustration of dependence of the minimum usable collector work function on the emitter vacuum work function ϕ_o.

Fig. 12 Computed dependence of the plasma performance correlation on basic plasma parameters.

Fig. 13 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating operation of the unignited triode converter.

Fig. 14 Design procedure for selection of compatible ion and electron emitters in the unignited triode converter.

Fig. 15 Optimum performance of an unignited triode with a platinum electron emitter and a niobium ion emitter.

Fig. 16 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating ignited triode converter operation.
(a) Auxilliary emitter ("Plasmatron" type),
(b) Auxilliary collector (Gabor type).

Fig. 17 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating operation of the pulsed diode converter.

Fig. 18 Pulse-enhanced xenon diode converter with cesium additive.

Fig. 19 Dependence of the performance of an in-core thermionic reactor on converter performance improvements as characterized by effective collector work function ϕ_C'. n_{opt} is for optimum number of cells; n = 2 is for core-length cells. Dashed curve is locus of 10 amp/cm^2.

Fig. 20 Cumulative effect of factors leading to increased converter performance.

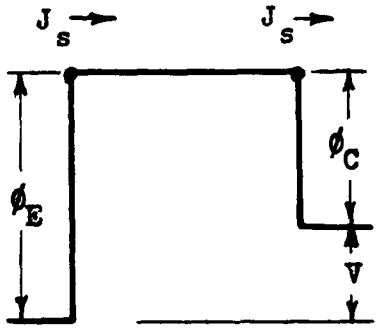
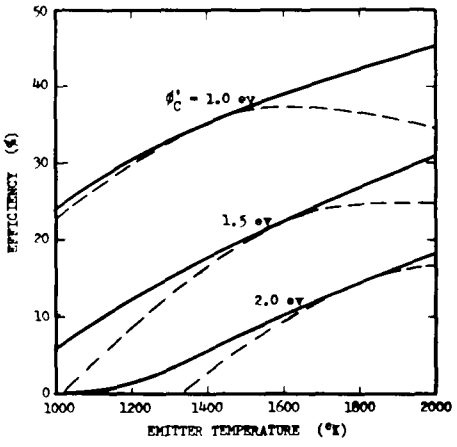
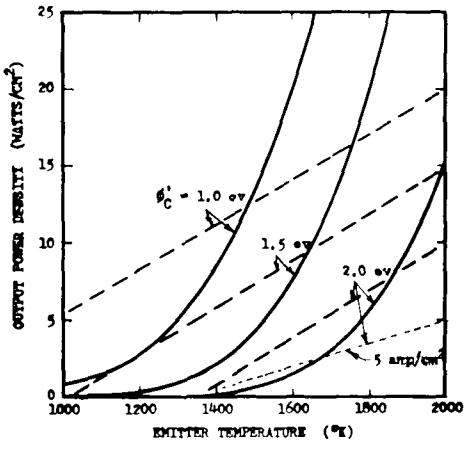


Fig. 1 Motive diagram for ideal converter.





ig. 2 Performance of ideal converter. Solid lines are for maximum efficiency. Heavy dashed lines are for 10 amp/cm^2.

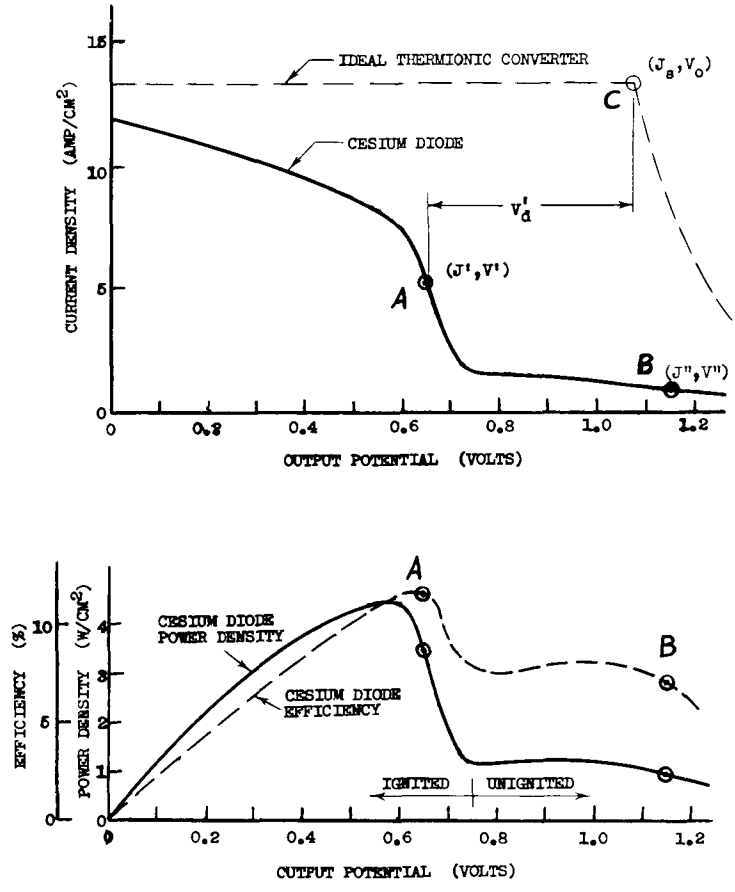


Fig. 3 Cesium vapor diode output at $T_E = 1800^{\circ}K$, p = 3 torr and d = 0.13 mm (Reference 22).
(a) volt-ampere characteristic,
(b) power and efficiency characteristic.

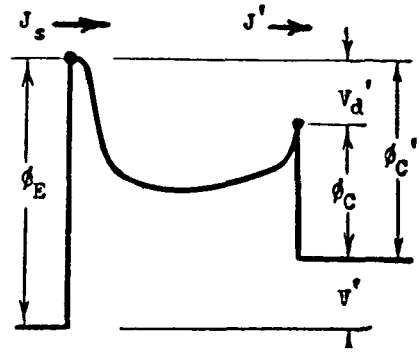


Fig. 4 Motive diagram corresponding to the transition point for the ignited cesium diode (point A in Fig. 3)

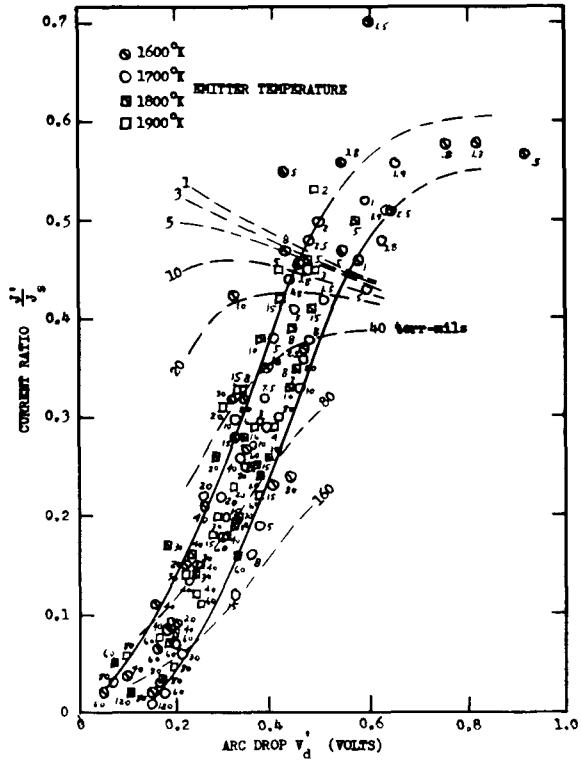


Fig. 5 Plasma correlation plot showing observed transition points for the cesium diode converter (data from Reference 22). Pressure-spacing products for each point and their computed loci are given in torr-mil (1 mm = 40 mil).

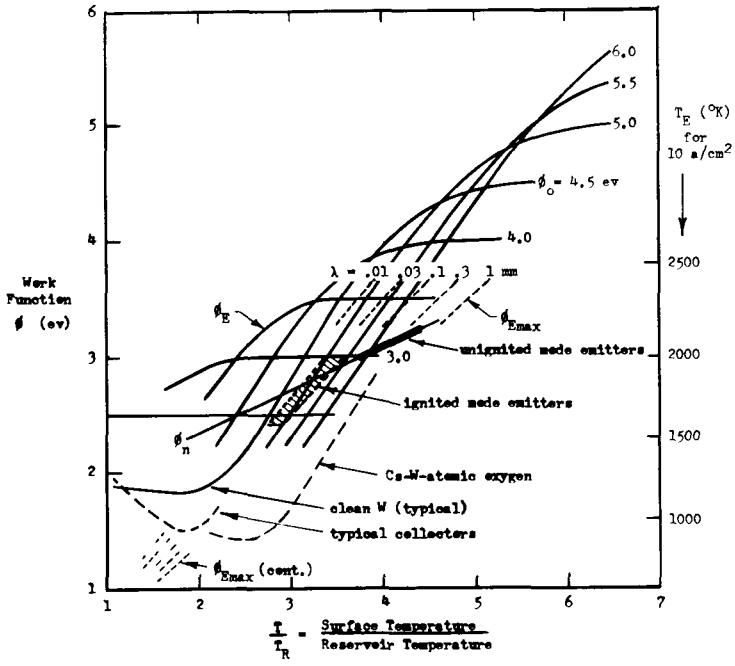


Fig. 6 Surface correlation plot showing the relationship among basic quantities which characterize the surface and the plasma in the cesium vapor diode.

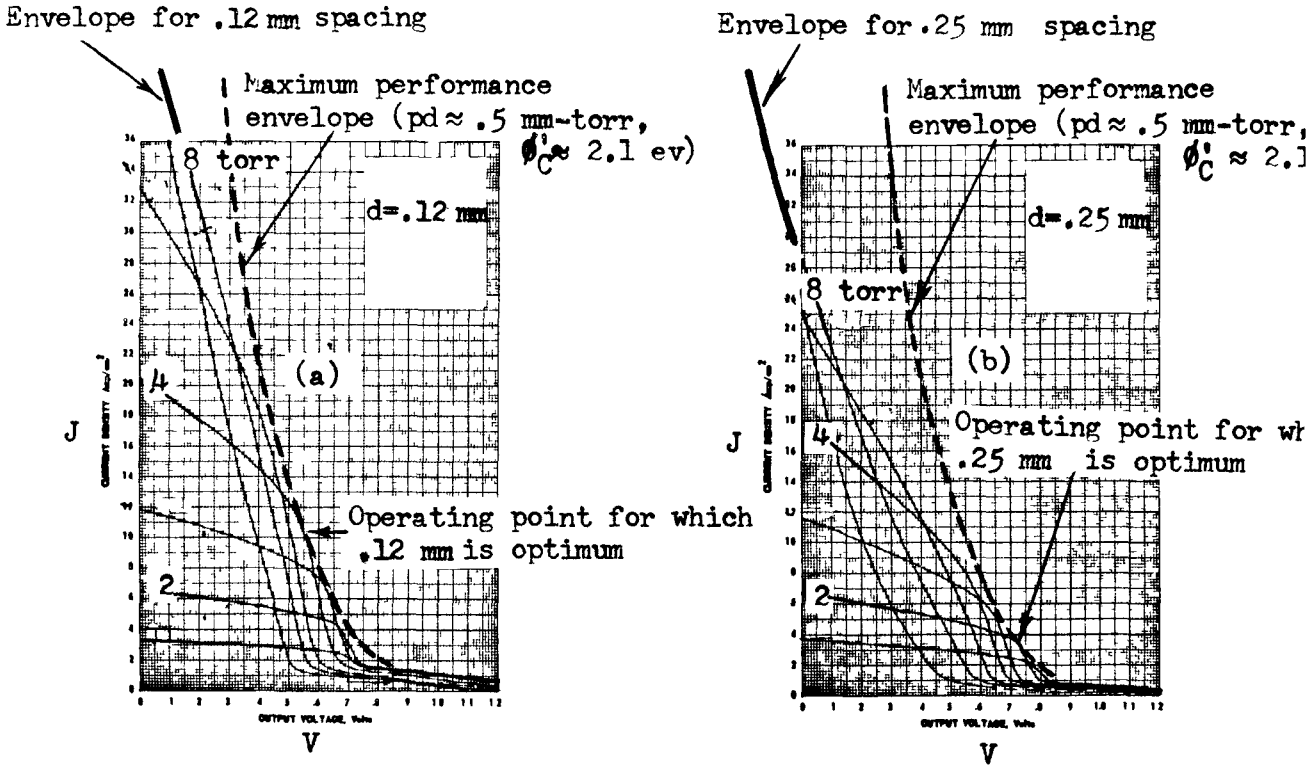


Fig. 7 Families of electrical output characteristics for T_F = 1800°
at various cesium pressures p.
(a) d = 0.12 mm; (b) d = 0.25 mm spacing

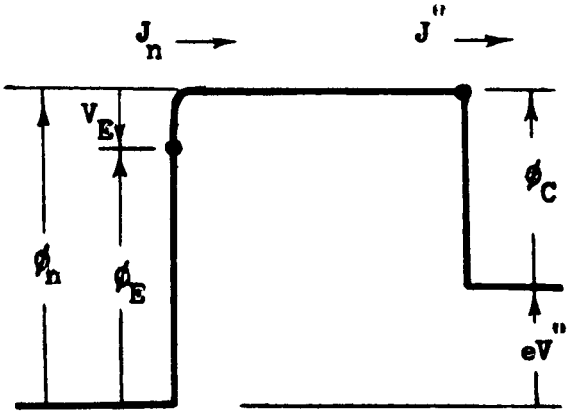


Fig. 8 Motive diagram corresponding to the transition point for the unignited cesium diode (point B in Fig. 3).

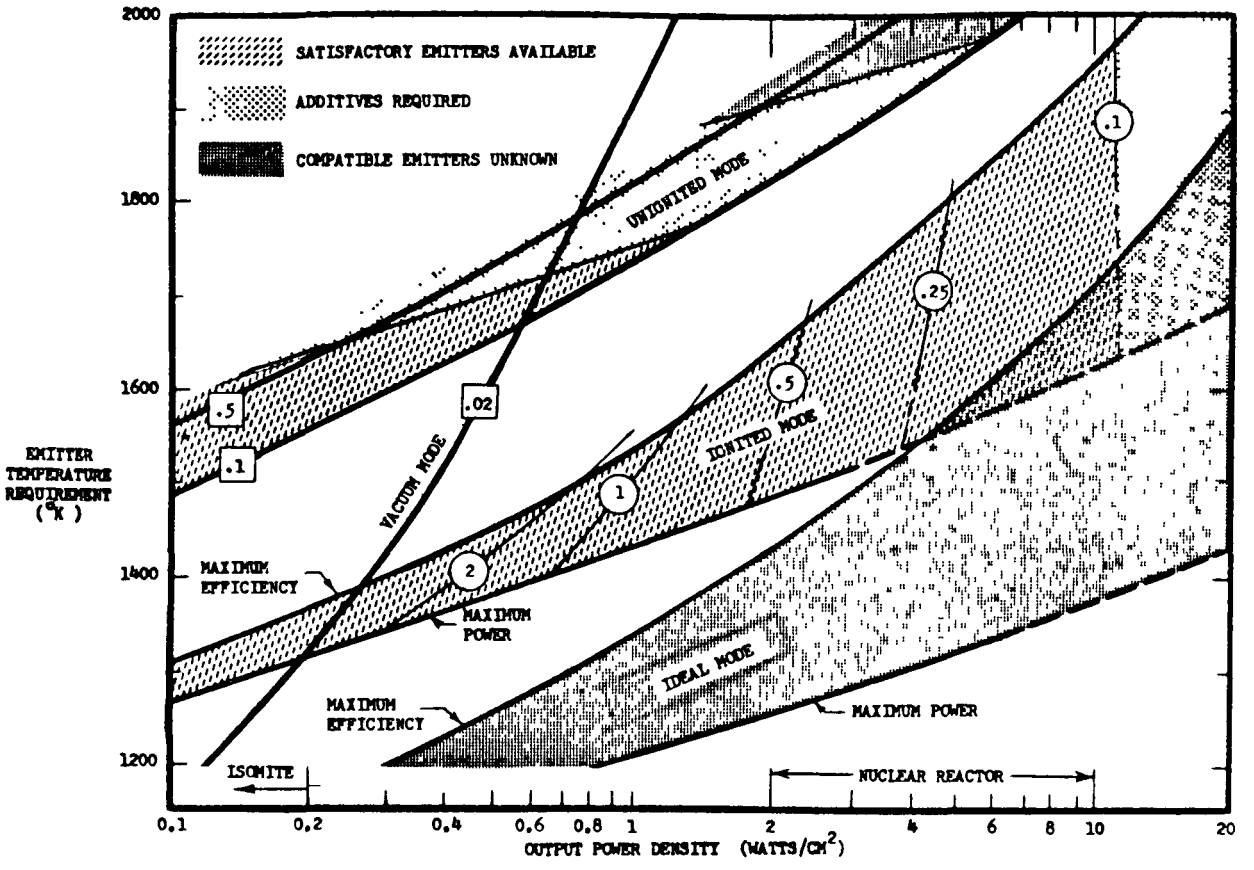


Fig. 9 Thermionic converter operating regimes for ϕ_C = 1.6 ev. Values in squares are required electrode spacings in mm. Circled values are optimum spacings for oriented tungsten emitters. Dashed lines indicate regions of impractically high current density.

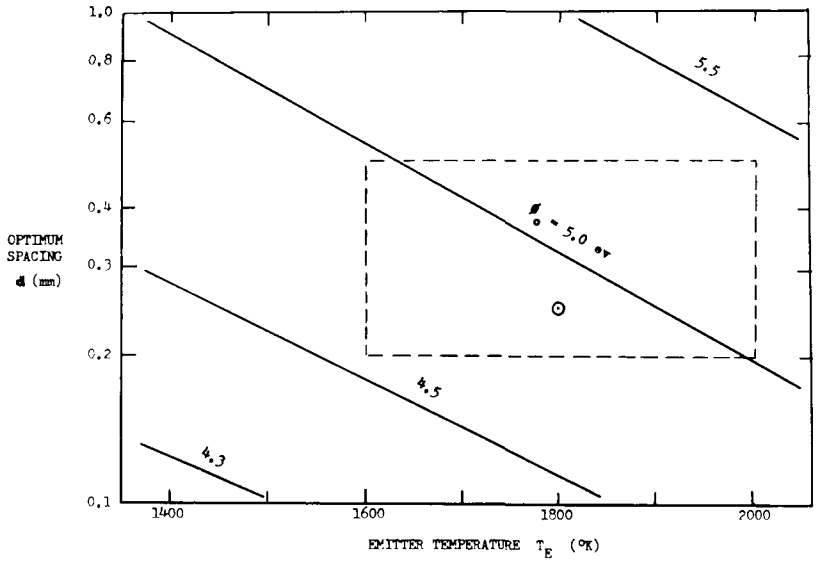


Fig. 10 Spacing giving maximum performance of the cesium diode conver for various emitters characterized by a vacuum work function Dashed region indicates region of present practical importanc including a typical operating point for present converters wi oriented tungsten emitters.

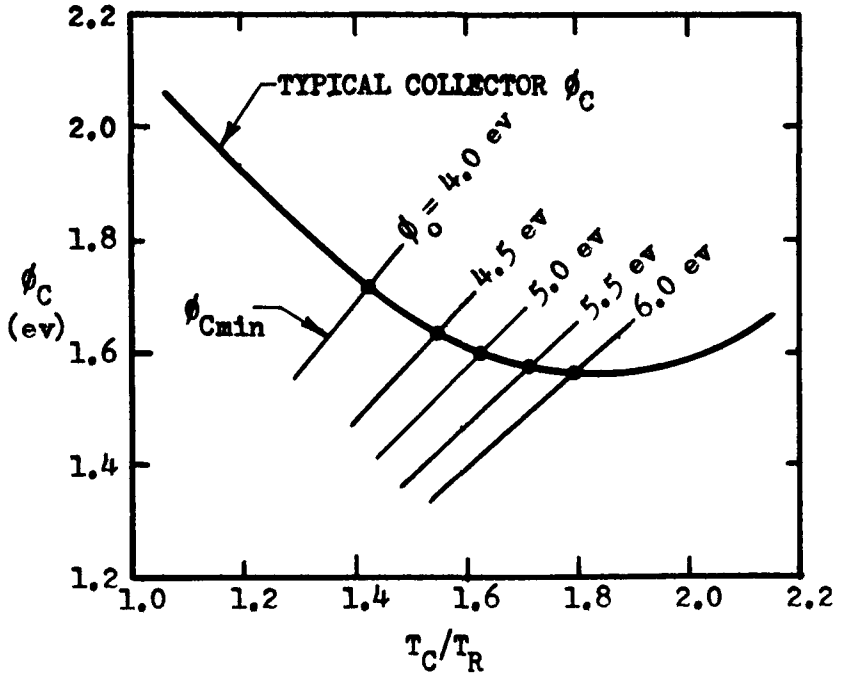
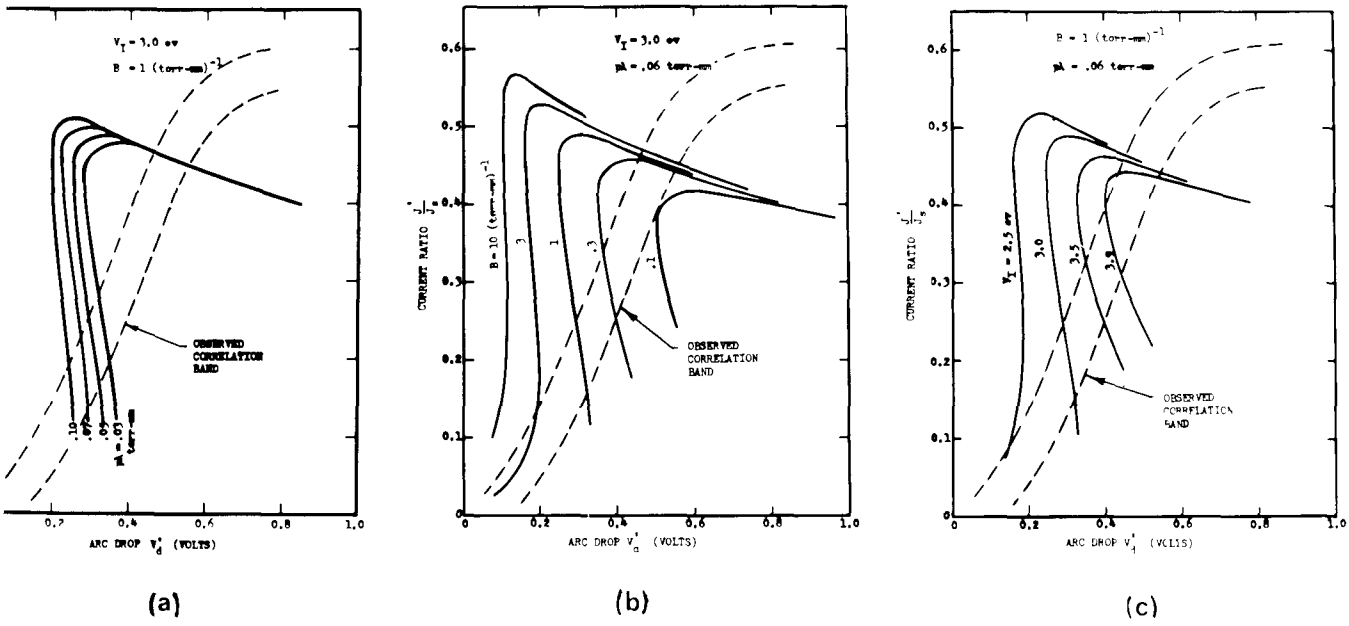


Fig. 11 Illustration of dependence of the minimum usable collector work function on the emitter vacuum work function ϕ_o.



(a) (b) (c)

Fig. 12 Computed dependence of the plasma performance correlation on basic plasma parameters.

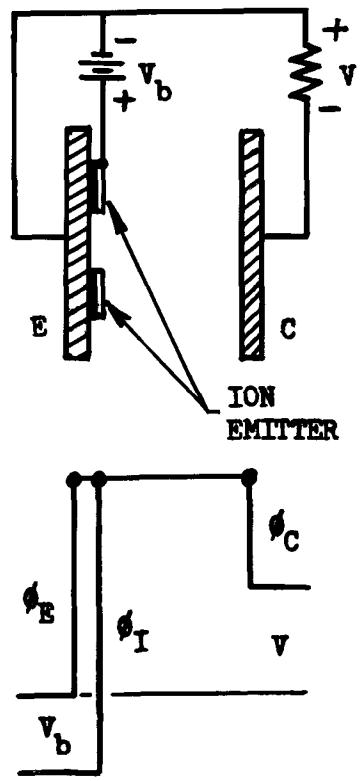


Fig. 13 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating operation of the unignited triode converter.

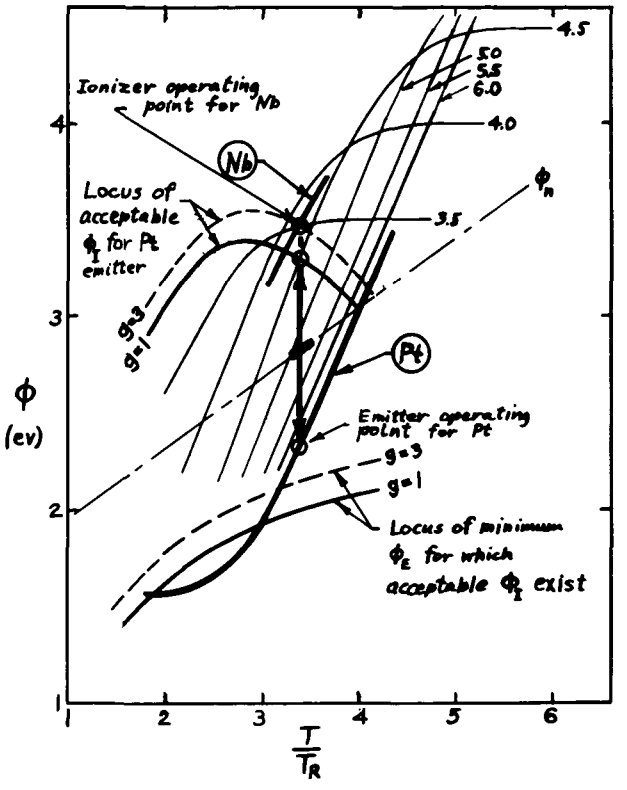


Fig. 14 Design procedure for selection of compatible ion and electron emitters in the unignited triode converter.

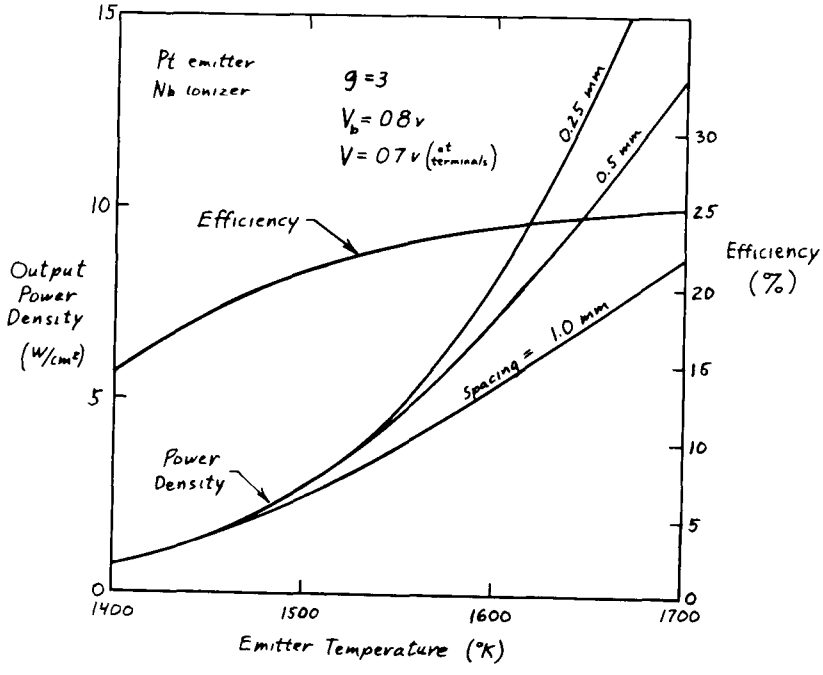


Fig. 15 Optimum performance of an unignited triode with a platinum electron emitter and a niobium ion emitter.

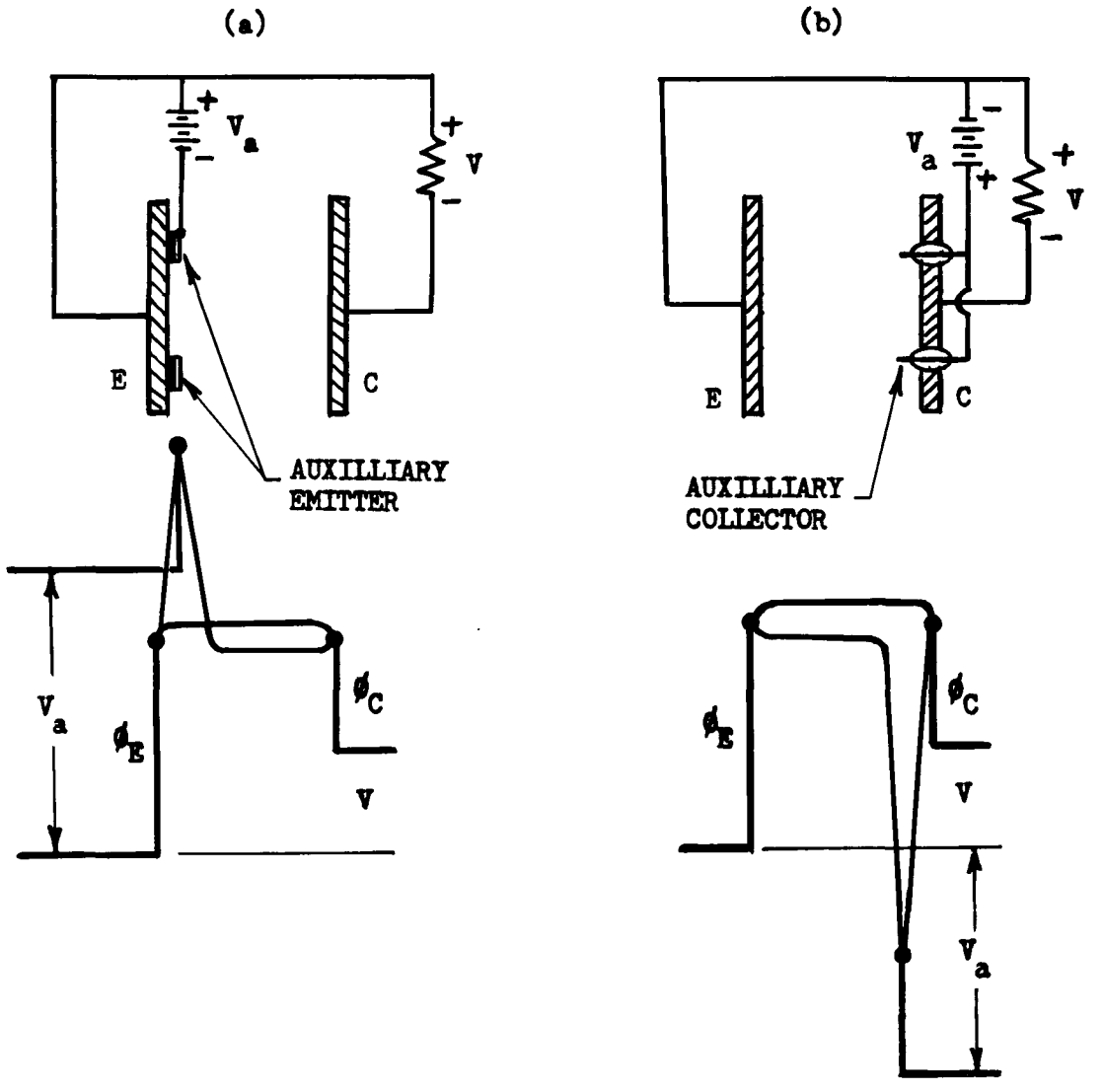


Fig. 16 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating ignited triode converter operation.
(a) Auxilliary emitter ("Plasmatron" type),
(b) Auxilliary collector (Gabor type).

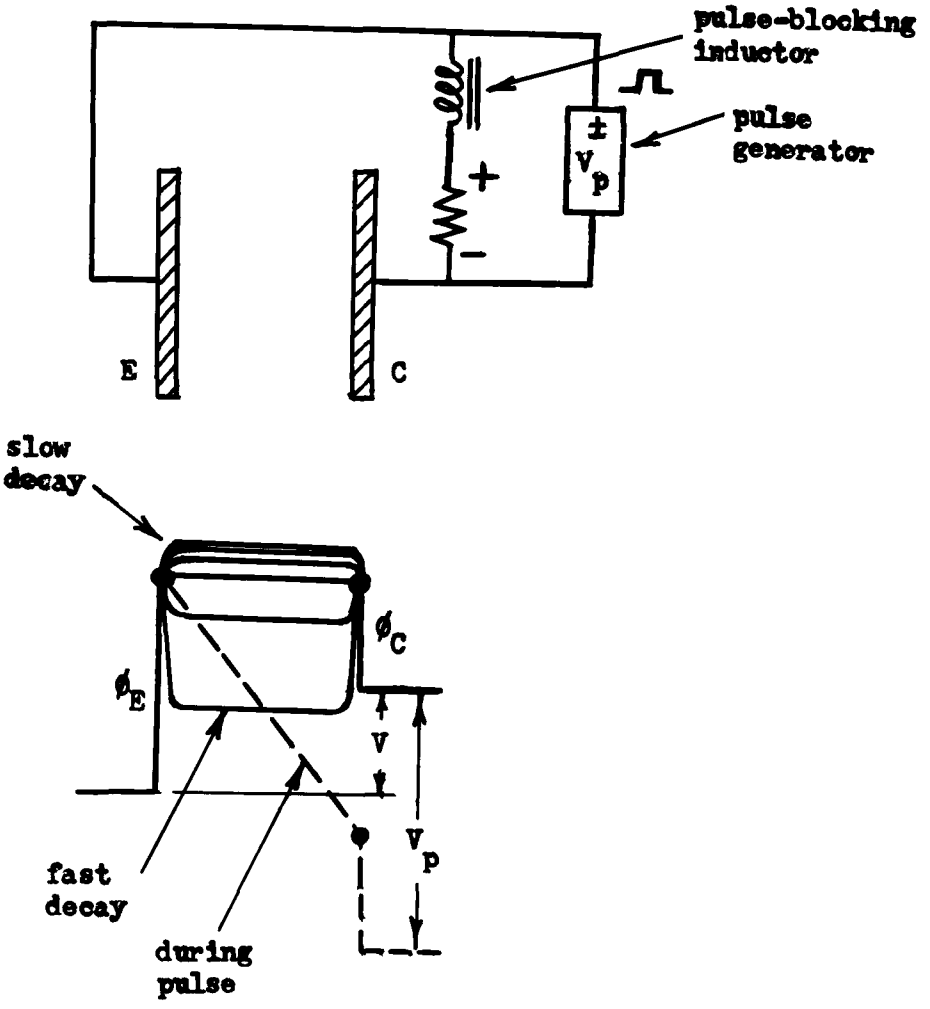


Fig. 17 Schematic and corresponding motive diagrams illustrating operation of the pulsed diode converter.

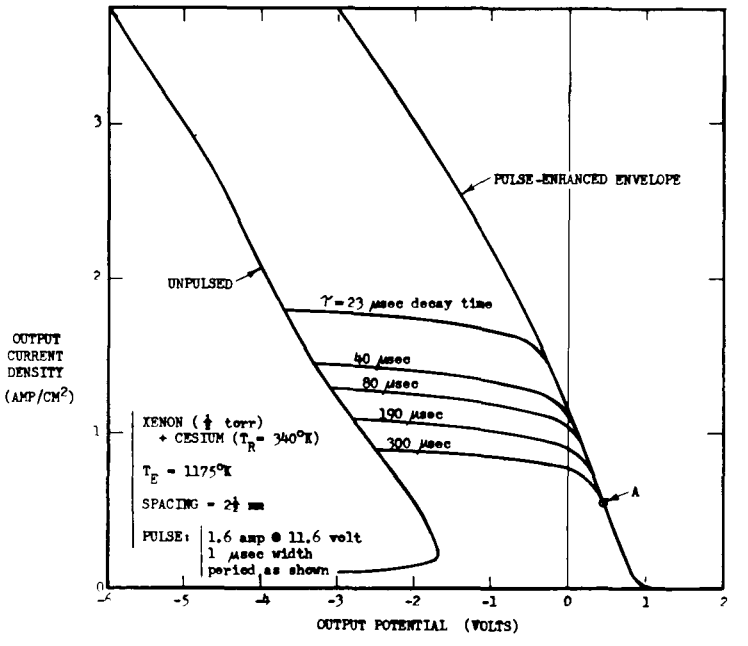


Fig. 18 Pulse-enhanced xenon diode converter with cesium additive.

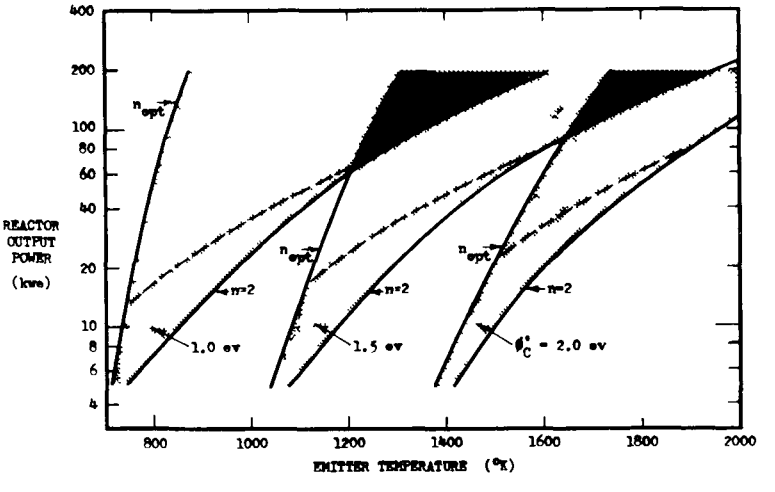


Fig. 19 Dependence of the performance of an in-core thermionic reactor on converter performance improvements as characterized by effective collector work function ϕ_C'. n_{opt} is for optimum number of cells; n = 2 is for core-length cells. Dashed curve is locus of 10 amp/cm^2.

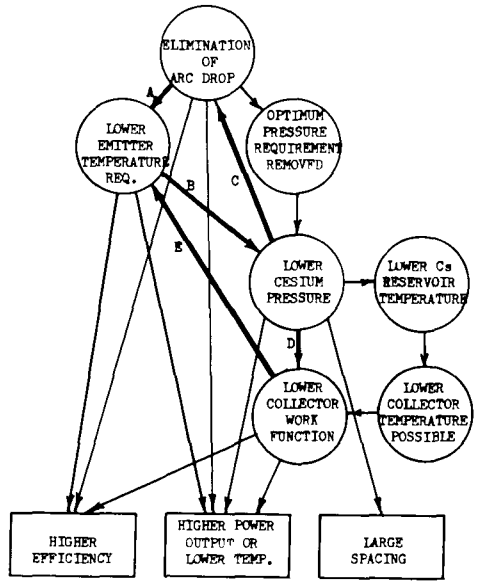


Fig. 20 Cumulative effect of factors leading to increased converter performance.

D I S C U S S I O N

V.P. PASHCHENKO: If my understanding is correct you are proposing four ways of improving converter performance: (i) increasing the initial (bare) work function of the cathode; (ii) reducing the work function of the anode; (iii) adding inert gases to reduce the ion diffusion time; and (iv) intensifying diode operation through enhanced caesium ionization. Is this true?

N.S. RASOR: Not exactly. I consider the main methods to be, first, ignited diode enhancement - by means of additives and so on. I doubt whether there is much chance of changing the performance of the conventional ignited diode with inert gas additives, but there are other ways of enhancing it. The second possibility would be the unignited triode, which is basically a different device (the ions are still formed by thermal emission). The third method would be the ignited triode and the pulsed diode would be the fourth. I put them in this order because it seems to me that, if there were a possibility of modifying the present ignited diode, we would have the considerable advantage of being able to make direct use of all the existing technology. But this modification is perhaps the most difficult of the options. We understand the physics of the other methods, and it is just a matter of developing them, as we did the diode. They are of course more complicated, though the pulsed diode might be able to rely to a considerable extent on existing technology.

K. URBANIEC: Your results indicated that the optimum interelectrode distance in the ignited mode is about 8 electron mean free paths. However, I know of some Russian work in which it was reported as about 20 mean free paths. Could this descrepancy be explained by different methods of calculating the mean free path?

N.S. RASOR: The values of the electron scattering cross-section that have been reported over the years vary widely, and a difference by a factor of 2 in the value used to compute the electron mean free path would not be unusual. I might add, however, that there is an optimum pressure spacing product; this is an experimentally observed phenomenon - one does not need the theory to discover it. I put the electron mean free path in parentheses, that is, I took the value I am accustomed to using; and the pressure spacing product is proportional to the ratio of the spacing to the mean free path.

BLANK

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF CONVERTER PERFORMANCE*

Firooz Rufeh

Thermo Electron Corporation
Waltham, Massachusetts U. S. A.

Introduction

Experimental programs have been underway for more than a decade to establish and compare the thermionic performance of various electrode surfaces. Five years ago, the volt-ampere characteristics of some of the converters were subjected to detailed examination that showed that in some of the converters, raising the collector temperature results in a decrease in emitter work function. It is well known that such an effect is not present in a clean cesium converter and the effect must be caused by the presence of an additive on the collector surface which is evaporated to the emitter to reduce its work function. Since the effect of the additive was not self-evident, it was suspected that much of the data obtained in the past could have been influenced by this uncontrolled variable which had gone unnoticed. Two important questions were raised at that time:

I. How can the unintentional additive formation be avoided so that the performance of clean electrodes can be evaluated?

II. How can oxygen additives be intentionally formed on the collector surfaces of converters to improve thermionic performance?

---

* Supported by U. S. Atomic Energy Commission Contracts AT(30-1)-4125, AT(30-1)-3874 and AT(11-1)-3056. Lester K. Price, AEC Project Manager.

The first question is discussed in this paper and the second question is dealt with in References 1 and 2. The most probable mechanism for the formation of the oxide was thought to be oxidation of the electrodes during outgassing, when the pressure in the interelectrode space becomes sufficiently high. To minimize oxygen partial pressure during outgassing, the converters were redesigned to increase their conductance to the vacuum pump, an oxygen getter was added to encompass the interelectrode space, and the component temperatures were raised slowly, not exceeding the pressure of 5×10^{-7} torr. This procedure increased the outgassing time of the converters from approximately two days to two weeks. In order to reduce the introduction of impurities through cesium, the cesium was refluxed in the presence of an ion pump for 20 hours, and was injected into the diode via a metal capsule. Using this combination of precautions, we were able to avoid formation of oxides on the collector surface.

At this time, data are available from a large number of variable spacing converters which are constructed, processed and tested in an identical manner. Since a variety of emitter and collector surfaces have been used, it is possible to divide the converters into two groups. The first group consists of converters with the same emitters and can be used to compare collector surfaces. The second group consists of those with the same collectors and can be used to compare emitter surfaces.

Converter Configuration

The converter is a planar device with an emitter area of 3 cm^2, a collector area of 2 cm^2, and an active guard area of 1 cm^2 as shown in Figure 1. Flexible bellows allow variations in spacing from 0.5 to 100 mils (0.012 to 2.5 mm). The collector-guard substrates are molybdenum and allow a large number of electrode materials to be brazed on and examined without changing the structure of the converter. Since the final closure of the converter is made by an electron beam weld at the flexible bellows, it is possible to examine the electrode surfaces just prior to the closure. A reasonably good conductance to the ion pump and the niobium shield around the emitter sleeve minimize possibilities of unintentional oxide formation. The emitter temperature is measured from a black body hole at the back of the emitter surface protruding to a depth of 50 mils from the emitter surface. The black body hole temperature reading has been experimentally correlated with the temperature of the emitting surface as a function of heat flux and other parameters and all the thermionic data are obtained in terms of the emitting surface temperature and are independent of the techniques of data acquisition. The output voltage is measured from voltage taps at the end of the emitter sleeve and requires an addition of 1.5 $mV/amp/cm^2$ for conversion to electrode voltage.

Effect of Collector Surface

Six of the converters were constructed with chloride tungsten emitters which were chosen to be as similar as possible based on X-ray diffraction and bare work function measurements. The emitters were electropolished and heat treated for 20 hours at 2300 °F prior to the work function measurements. Typical work function data obtained in a vacuum work function apparatus are shown in Figure 2. The bare work functions were also measured after the emitters were installed in the converters; the results were in agreement within 30 mV with those measured in the vacuum emission apparatus. The emitters were installed in six variable spacing converters with polycrystalline niobium, polycrystalline tungsten, sublimed molybdenum, ⟨110⟩ single crystal tungsten and ⟨110⟩ preferred oriented molybdenum collectors. A summary of the converter characteristics is given in Table I. The polycrystalline collectors consist of ground bulk niobium or tungsten, the sublimed molybdenum is made by the evaporation of molybdenum onto a ground niobium substrate, the ⟨110⟩ tungsten surface is made of a nominal single crystal which is electropolished and heat treated, and the ⟨110⟩ molybdenum collector* is cut from the end of a molybdenum rod which exhibits a high degree of ⟨110⟩ preferred orientation after electropolishing. Further details for some of these converters are given in references 3 and 4.

Thermionic data were obtained from these converters using identical techniques, covering a wide range of emitter, collector and cesium reservoir temperatures and interelectrode spacings. The output voltage was measured from voltage taps at the end of emitter sleeve and requires an addition of 1.5 mV/amp/cm^2 for conversion to electrode voltage.

The power outputs of these converters at the interelectrode spacing of 10 mils are compared in Figure 3. The performances of the converters with polycrystalline niobium and polycrystalline tungsten and the two converters with sublimed molybdenum collectors are practically identical and are considerably lower than those obtained from the converters with the ⟨110⟩ tungsten and molybdenum collectors. The higher performance of the ⟨110⟩ collectors is equivalent to a reduction of 100 to 150 °K in emitter temperature. The spacing dependence of this performance at an emitter temperature of 1900 °K is shown in Figure 4. The performances of the polycrystalline collectors are the same and are lower than the performances of the ⟨110⟩ collectors. Note also that the curves for the ⟨110⟩ collectors have almost the same spacing dependence as the polycrystalline collectors, but are shifted to higher output power. The similarity in their spacing dependence is the result of the similarity in their emitter characteristics; the shift to higher power output is indicative of the difference in their collectors.

---

* Constructed for DFVLR, Brauncheig

Let us now examine the performance of the lower group of converters in more detail. Figure 5 shows the cesium families at the emitter temperature of 1900 °K and the interelectrode spacing of 10 mils for the four converters. Figures 5a and 5b show the performance of the original and of the reconstructed converter with a sublimed molybdenum collector; the performance indicates good reproducibility. For example, at the output voltage of 0.6 volt, the current density of both converters is 10 amps/cm^2 and the corresponding cesium reservoir temperatures are 620 and 626 °K for the two converters, which are considered to be close. Figures 5c and 5d show the performance of the converters with polycrystalline niobium and polycrystalline tungsten collectors. Again, at 0.6 volt the current density for the two converters is 10.5 amps/cm^2, and the corresponding cesium reservoir temperature is 620 °K for both converters. The quasi-saturation currents for a given cesium reservoir temperature are extremely close, showing that the emitters are almost identical, and that the processing, outgassing and cesiating techniques used are good enough to give consistent and reproducible results. The similarity in the performance is surprising because of the different collector surfaces used. It appears that polycrystalline niobium, sublimed molybdenum, and polycrystalline tungsten have the same collector characteristics.

A comparison of the cesium optimized envelopes of the six converters is shown in Figure 9. The higher performance of the ⟨110⟩ preferred oriented collectors is evident, but it is difficult to find a simple explanation which is consistent with the similarities of the other collector surfaces.

Collector Work Function - Work function measurements were made on the ⟨110⟩ tungsten, the polycrystalline niobium and the sublimed molybdenum collectors. Unlike the others, the ⟨110⟩ tungsten collector exhibited Boltzmann lines extending over three orders of magnitude for an unusually wide range of cesium reservoir and collector temperatures. Because of non-uniformity of work function on the surface, the polycrystalline collectors are not capable of producing extended Boltzmann lines and could probably be inferior as thermionic collectors. Typical Boltzmann lines are shown in Figure 7 and the calculated work function values are shown in Figure 8. Valid back emission data were also obtained for almost the entire range of interest, as shown in Figure 9. The data from the two techniques are compared in Figure 10. The retarding plot data cover the T_C/T_R range of 1 to 1.6 and the back emission data cover the range of 1.1 to 2.0. There is a considerable range of overlap, showing good agreement between the two techniques. Although the interelectrode spacing for the work function data was less than 1 mil, the cesium pressures for some of the runs were sufficiently high that the data had to be extrapolated to zero Pd conditions. With polycrystalline collectors, it has never been possible to obtain valid data satisfying the requirements of Reference 5 for such a wide range of parameters.

The work function of the ⟨110⟩ tungsten collector is compared with that of the niobium and molybdenum collectors in Figure 11. The ⟨110⟩ W

collector has a lower collector work function minimum than the niobium and molybdenum collectors. In the vicinity of $T_C/T_R = 1.6$, where these collectors give highest performance, the difference in the work functions is not in quantitative agreement with the difference in the power output of the converters. As suggested in the past,[6] perhaps a more relevant quantity for correlation with power output is the "effective collector work function," determined in the following manner. Variation in output voltage is recorded as a function of collector temperature while all the other converter parameters are held constant, as shown in Figure 12. This curve is then superimposed on the collector work function curve, as in Figure 13. Minimum "effective collector work function" of the ⟨110⟩ tungsten collector is 1.7 eV, which is lower by 0.1 eV than the value found for polycrystalline collectors.[6] The lower effective work function is in reasonable agreement with the higher power output obtained with this converter.

We have so far concluded that polycrystalline niobium, tungsten and molybdenum are the same but ⟨110⟩ tungsten and ⟨110⟩ molybdenum are much more attractive as thermionic collectors. The reasons for the similarities and the differences are not well known. One explanation is that the polycrystalline Nb, W and Mo collectors are the same because they are all covered with a layer of the tungsten emitter which is deposited exposing a polycrystalline collector surface. The deposit on the ⟨110⟩ tungsten and ⟨110⟩ molybdenum collectors exposes a ⟨110⟩ preferred oriented surface which results in a higher performance. The other possibility is that the higher performance of the ⟨110⟩ collectors is not because of the orientation but is caused by the electropolishing process. Electropolishing leaves a thin layer of oxide that could reduce the collector work function. It will be useful to examine the performance of a collector which is electropolished and exposes a polycrystalline surface.

Effect of Emitter Surface

Among the converters which have been examined in the past, seven can be selected which have similar collector surfaces in order to study the effect of emitter characteristics. The emitters consist of ⟨110⟩ single crystal and chloride and fluoride CVD tungsten with various degrees of preferred orientation, covering the bare work function range of 4.6 to 5.1 eV. The details of their surface characteristics are given in Table II.

Comparison of the performance of these converters at the interelectrode spacing of 10 mils in Figure 14 shows a definite dependence of the power output on the bare work function of the emitter. The higher emitter work function values produce higher power outputs. It is also encouraging to note that differences as low as 50 mV can be resolved with good reproducibility.

The spacing dependence of the performance of these converters is shown in Figure 15. The emitters with higher bare work functions show higher values of optimum spacing and higher performance at all spacings

of practical interest. There is an additional data point (shown as the solid circle on this plot) from a fixed spacing converter[7] with a different design. The converter was processed and outgassed in a manner similar to the variable spacing devices. Its emitter was chloride tungsten with a high ⟨110⟩ preferred orientation and a bare work function of 4.92 eV, and its power output is in close agreement with four converters having an emitter bare work function of 4.98 eV.

The short circuit current of the emitters with different bare work functions is given in Table III. Note that the cesiated emission decreases with decreasing bare work function of these emitters. An additional consistency can be observed in this group of converters. Table I shows the cesiated emission of the emitters for several emitter and cesium reservoir temperatures. The higher the bare work function, the higher the observed cesiated emission (and therefore the higher the power output). The qualitative correlation of bare work function and cesiated emission observed with this group of preferred oriented tungsten emitters may not hold for other types of emitters.

Conclusions

In the past, oxygen has been an uncontrolled variable in the performance evaluation of various pairs of electrodes. It is now reasonably well understood how to avoid the influence of this variable on the emitter work function, and thermionic performance data are available for the evaluation of various emitter surfaces. A number of preferred oriented tungsten emitters examined in thermionic converters showed a strong qualitative correlation among bare work function, cesiated emission and power output of the emitters with a high degree of reproducibility.

Examination of a number of collector surfaces showed that polycrystalline niobium, polycrystalline tungsten and polycrystalline molybdenum surfaces are identical as thermionic collectors, but electropolished ⟨110⟩ tungsten and molybdenum collectors are superior. The superiority of these two collectors could be caused by their preferred orientation or by the presence of the oxide which may be formed during electropolishing. Further experiments are needed to separate the effect of preferred orientation from that of electropolishing. The power output from these collectors could not be correlated with the collector work function. The difference in the uniformity of work function distribution between the ⟨110⟩ preferred oriented and the polycrystalline collectors could easily be observed during work function measurements.

Now that the uncontrolled oxygen effects have been reasonably well eliminated, the next question is how to use oxygen in a controlled manner to improve the performance of thermionic converters. Several techniques are in progress and have shown good promise. Tungsten oxides formed at oxygen pressures of 10^{-5} torr and 760 torr and temperatures of approximately 1000°K have resulted in a significant increase in power output and have remained stable for extended periods of time. Further details are discussed in Reference 1.

REFERENCES

[1] D. Lieb and F. Rufeh, "The utilization of tungsten oxides for additive thermionic converters," Third International Conference on Thermionic Power Generation, Julich, Germany, 1972.

[2] B. Gunther, D. Lieb, F. Rufeh and T. Pigford, "Cesium oxide-cesium solution as a source of cesium and oxygen," Third International Conference on Power Generation, Julich, Germany, 1972.

[3] F. Rufeh, B. Gunther and D. Lieb, "Performance comparison of thermionic converters with several collector materials," Thermionic Specialists Conference, San Diego, 1971.

[4] D. Lieb and F. Rufeh, "Thermionic performance of CVD tungsten emitters with niobium and molybdenum collectors," Thermionic Specialists Conference, Miami, 1970.

[5] F. Rufeh, B. Gunther and D. Lieb, "Collector work function measurements," Thermionic Specialists Conference, Miami, 1970.

[6] F. Rufeh and D. Lieb, "The dependence of the volt ampere characteristics on collector temperature," Thermionic Specialists Conference, Carmel, 1969.

[7] C.C. Wang, F. Rufeh and D. Lieb, "Performance of chemically vapor-deposited tungsten emitters in thermionic converters," NASA Topical Report NASA CR-72623, Thermo Electron Report TE4068-182-68.

TABLE I

ELECTRODE CHARACTERISTICS OF
CONVERTERS WITH SIMILAR EMITTERS

Converter Number	⟨110⟩ W Emitter Work Function	Collector Material
46	4.98 ± 0.02	poly Nb
59	5.03 ± 0.03	poly W
47	4.98 ± 0.02	sublimed Mo
53	4.98 ± 0.02	sublimed Mo
51	5.00 ± 0.02	electropolished ⟨110⟩ W
58	5.00 ± 0.02	electropolished ⟨110⟩ Mo

TABLE II

ELECTRODE CHARACTERISTICS OF CONVERTERS WITH SIMILAR COLLECTORS

Converter Number	Emitter Preparation	Emitter Bare Work Function	Collector Preparation
42	nominal ⟨110⟩ single crystal tungsten, abraded and heat treated for 3 hours at 2700°K; predominantly ⟨110⟩ surface	5.14 ±0.03	ground bulk niobium polycrystalline exposed surface
59	chloride tungsten, electropolished and heat treated for 20 hours at 2300°K; highly ⟨110⟩ preferred oriented surface	5.03 ±0.02	ground bulk tungsten polycrystalline exposed surface
46	same as No. 59	4.98 ±0.02	ground bulk tungsten polycrystalline exposed surface
47	same as No. 59	4.98 ±0.02	molybdenum evaporated onto a polycrystalline surface
53	same as No. 59	4.98 ±0.02	molybdenum evaporated onto a polycrystalline surface
36	chloride tungsten, heat treated for 3 hours at 2200°K and electropolished; moderately ⟨110⟩ preferred oriented surface	4.87 ±0.03	ground bulk molybdenum polycrystalline surface
45	fluoride tungsten, surface ground and heat treated for 1 hour at 2300°K; moderately ⟨110⟩ preferred oriented surface	4.60 ±0.05	ground bulk niobium polycrystalline surface

TABLE III

COMPARISON OF CESIATED EMISSION AND BARE WORK FUNCTION FOR THE PREFERRED ORIENTED TUNGSTEN EMITTERS

Bare Work Function (eV)	Short Circuit Current Density amps/cm^2		
	T_E = 1600°K T_R = 551°K	T_E = 1800°K T_R = 564°K	T_E = 2000°K T_R = 591°K
5.13	12.8	7.6	10.6
4.98	7.6	4.8	7.0
4.87	6.0	3.4	6.7
4.60	<2	<2	<2

LIST OF ILLUSTRATIONS

Figure 1. Research variable parameter converter.

Figure 2. Typical emitter bare work function data.

Figure 3. Performance comparison of converters with several collector surface characteristics at various emitter temperatures. Collectors: ⟨110⟩ preferred oriented Mo, ⟨110⟩ single crystal W, polycrystalline Nb, sublimed Mo and polycrystalline W. Emitters: All ⟨110⟩ preferred oriented chloride tungsten.

Figure 4. Performance comparison of the converters in Fig. 3 at various spacings, showing that the differences in performance are caused by the differences in their collectors.

Figure 5. Cesium families showing similar performance from converters with identical chloride tungsten emitters but different collectors: (a) with sublimed molybdenum collector; (b) previous converters disassembled and reassembled; (c) with polycrystalline niobium; (d) with polycrystalline tungsten.

Figure 6. Comparison of the cesium optimized envelopes of the converters in Fig. 3.

Figure 7. Extended Boltzmann lines obtained from the single crystal ⟨110⟩ tungsten collector for a wide range of cesium reservoir temperatures.

Figure 8. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by retarding plot technique.

Figure 9. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by back emission technique.

Figure 10. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by retarding plot and back emission techniques.

Figure 11. Collector work function comparison of ⟨110⟩ tungsten, polycrystalline niobium, sublimed molybdenum and a ⟨110⟩ tungsten sample flashed to 2000°K just prior to measurement.

Figure 12. Variations in output voltage with collector temperatures with all other converter variables held constant.

Figure 13. Superposition of Figs. 11 and 12 showing an "effective collector work function" minimum of 1.7 eV.

Figure 14. Performance comparison of converters with similar collectors but different emitter bare work functions. (For details, see Table II.)

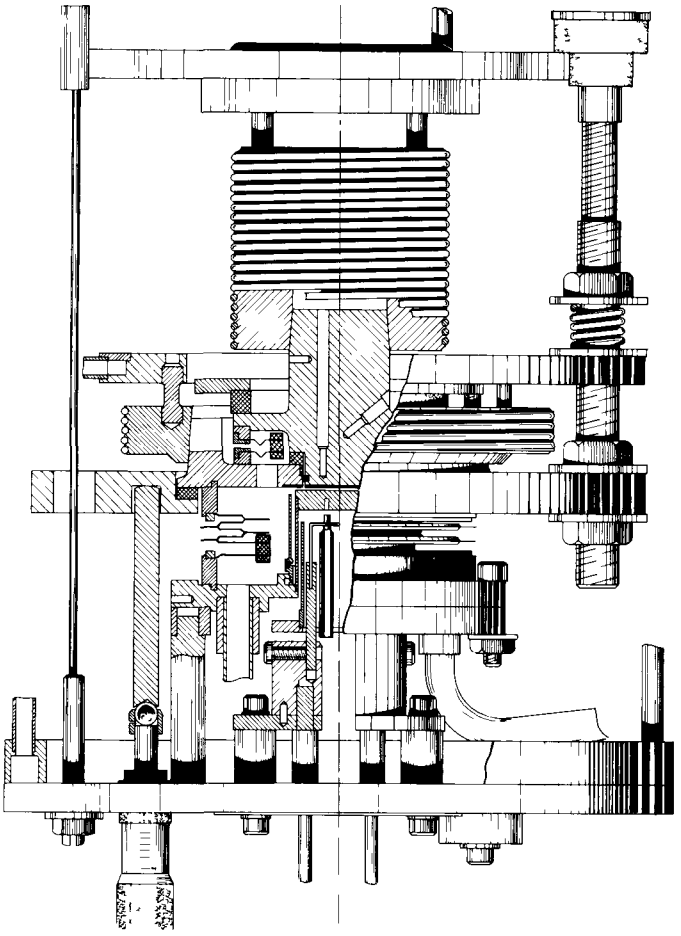


Figure 1. Research variable parameter converter.

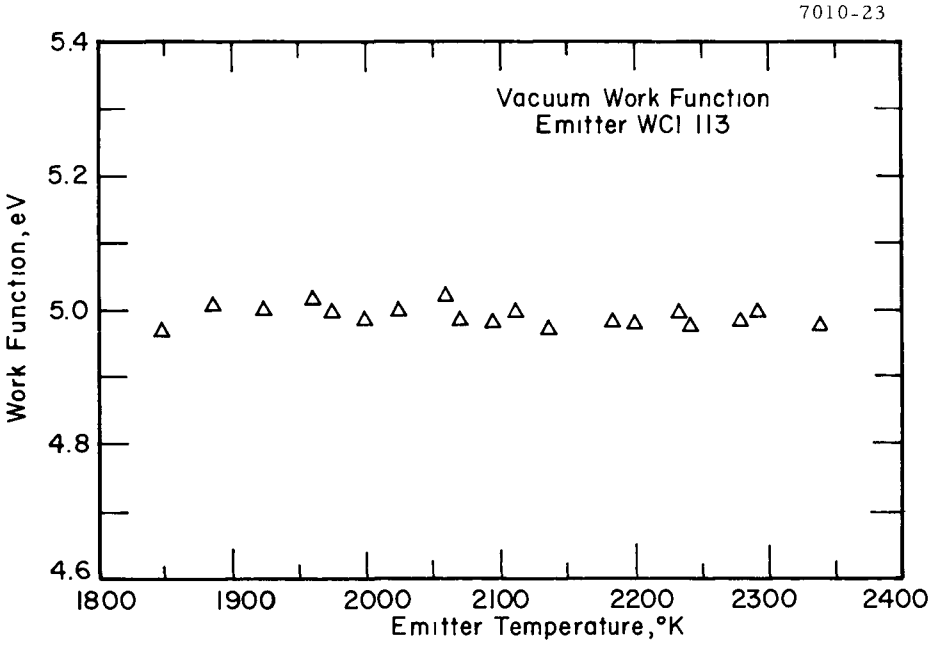


Figure 2. Typical emitter bare work function data.

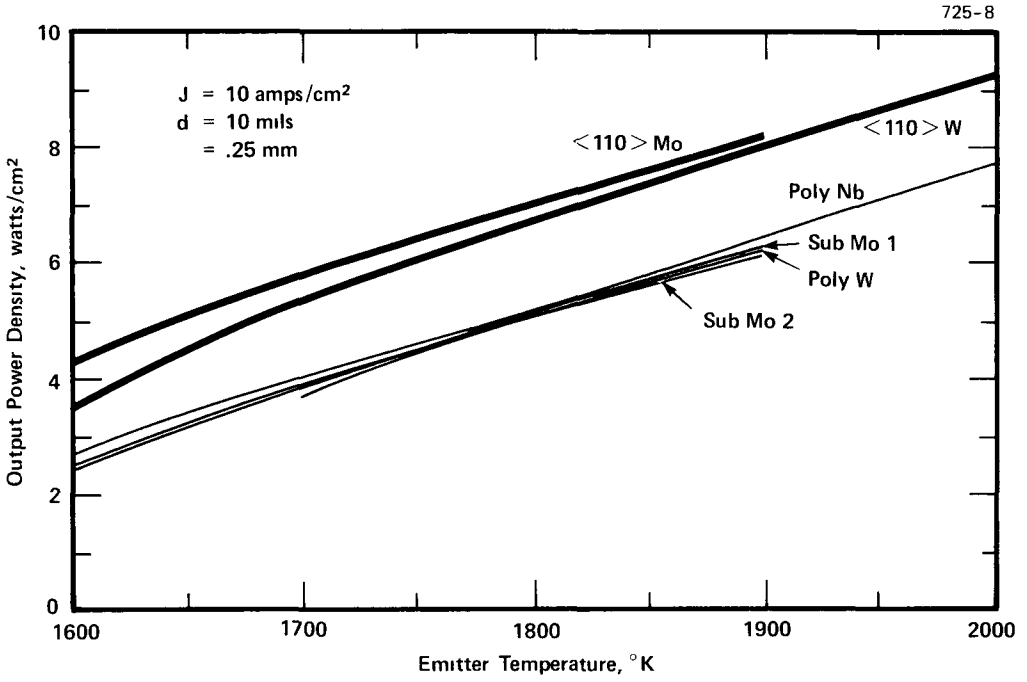


Figure 3. Performance comparison of converters with several collector surface characteristics at various emitter temperatures. Collectors: ⟨110⟩ preferred oriented Mo, ⟨110⟩ single crystal W, polycrystalline Nb, sublimed Mo and polycrystalline W. Emitters: all ⟨110⟩ preferred oriented chloride tungsten.

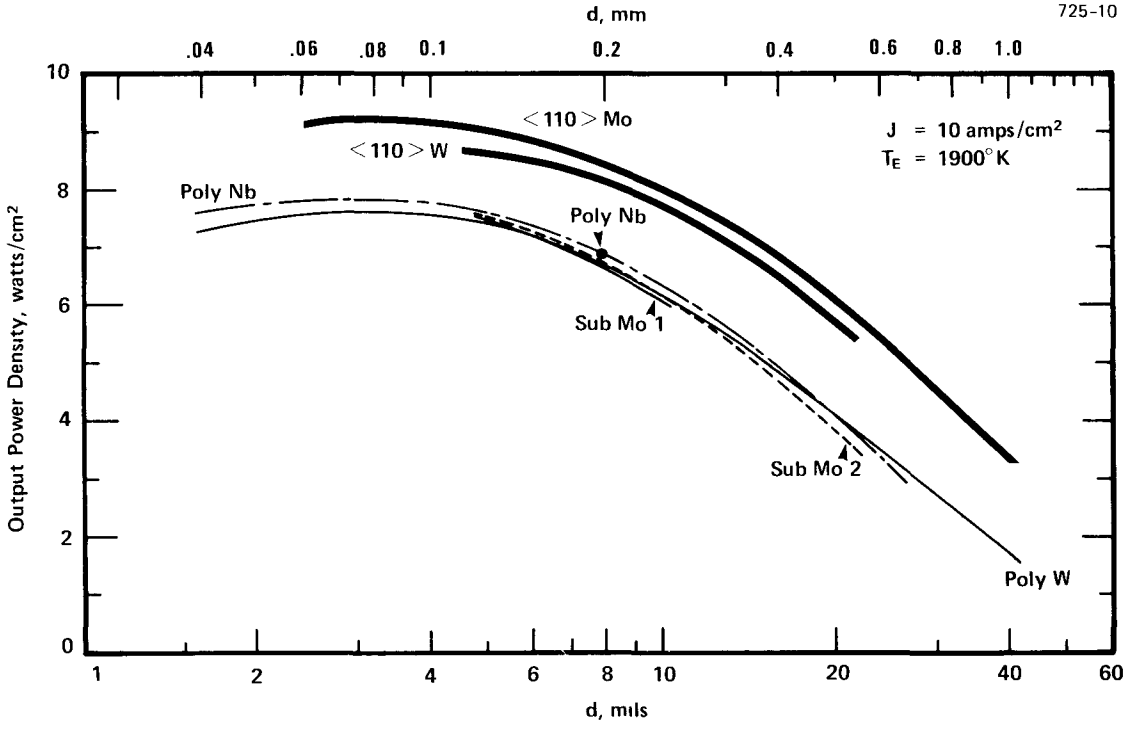


Figure 4. Performance comparison of the converters in Fig. 3 at various spacings, showing that the differences in performance are caused by the differences in their collectors.

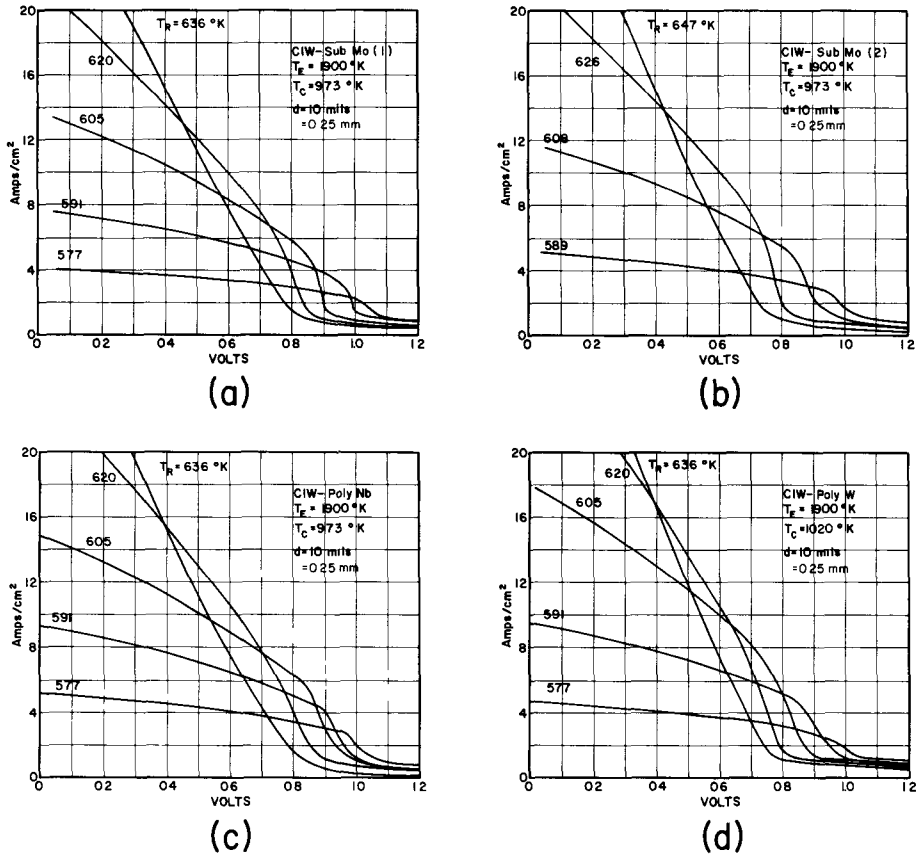


Figure 5. Cesium families showing similar performance from converters with identical chloride tungsten emitters but different collectors: (a) with sublimed molybdenum collector; (b) previous converters disassembled and reconstructed; (c) with polycrystalline niobium; (d) with polycrystalline tungsten.

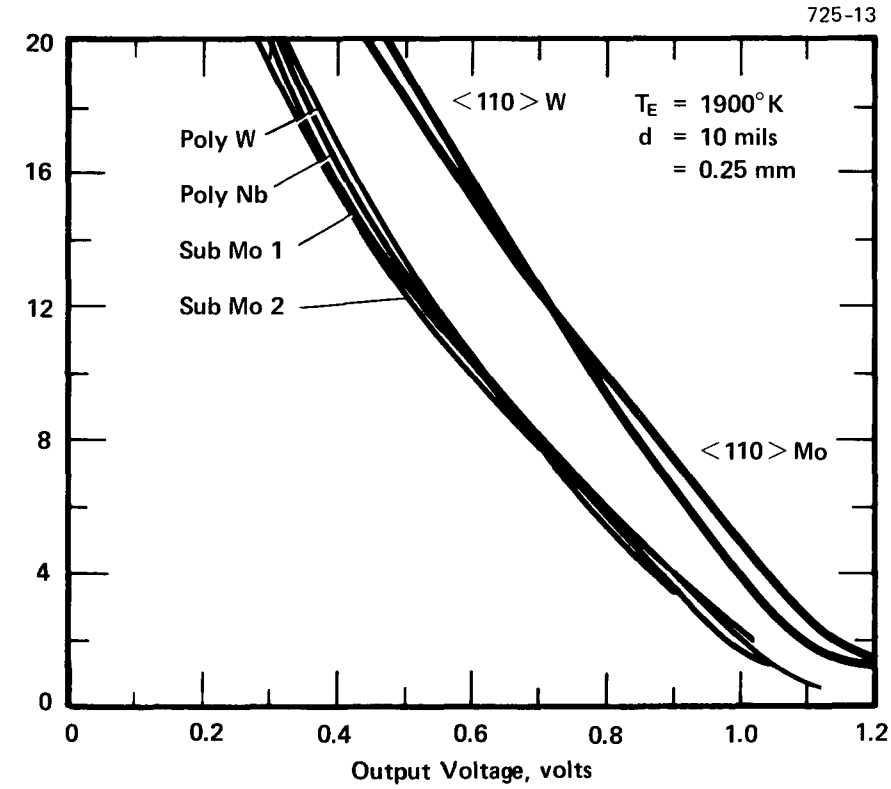


Figure 6. Comparison of the cesium optimized envelopes of the converters in Fig. 3.

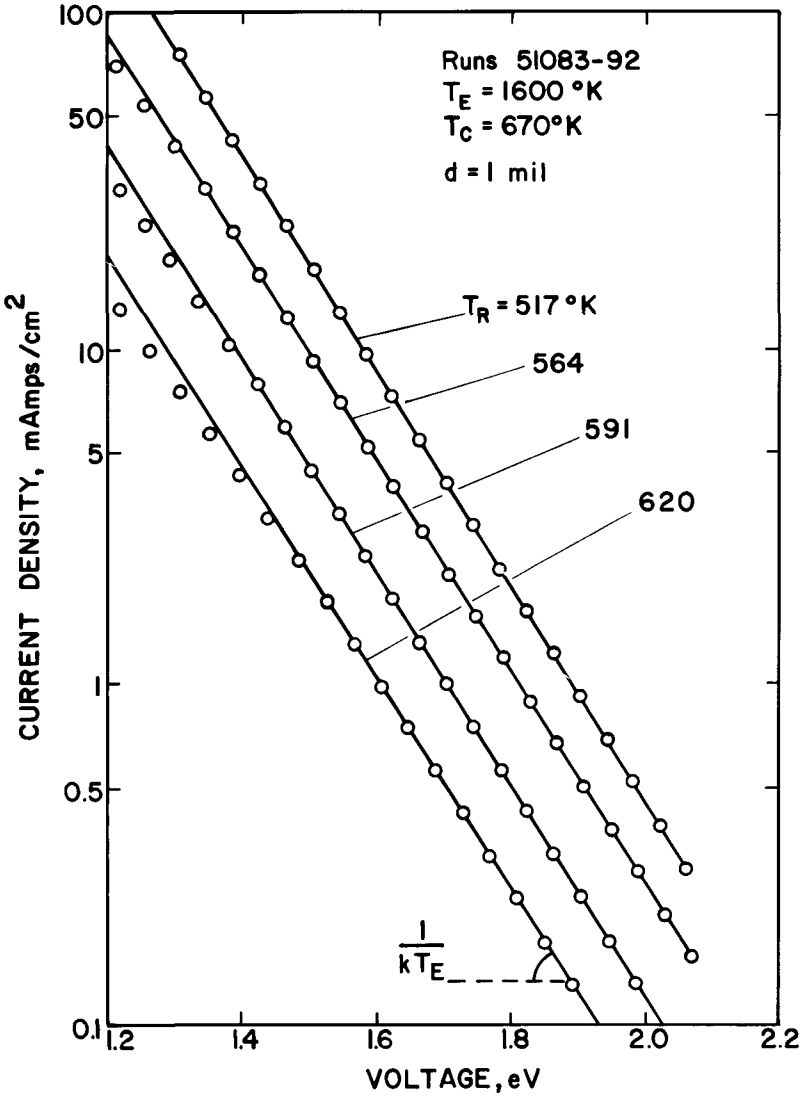


Figure 7. Extended Boltzmann lines obtained from the single crystal ⟨110⟩ tungsten collector for a wide range of cesium reservoir temperatures.

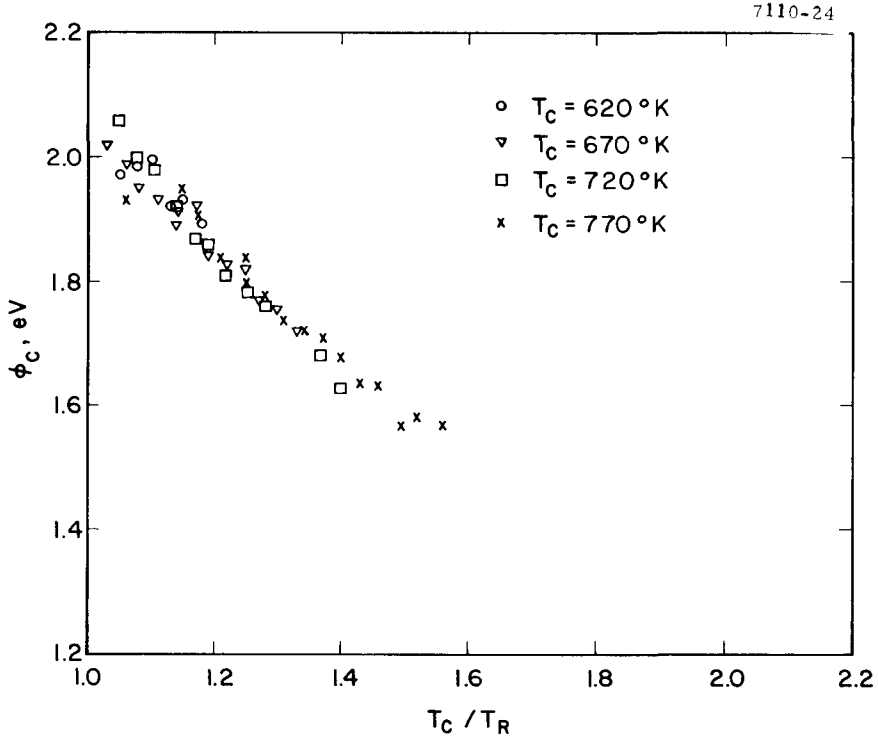


Figure 8. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by retarding plot technique.

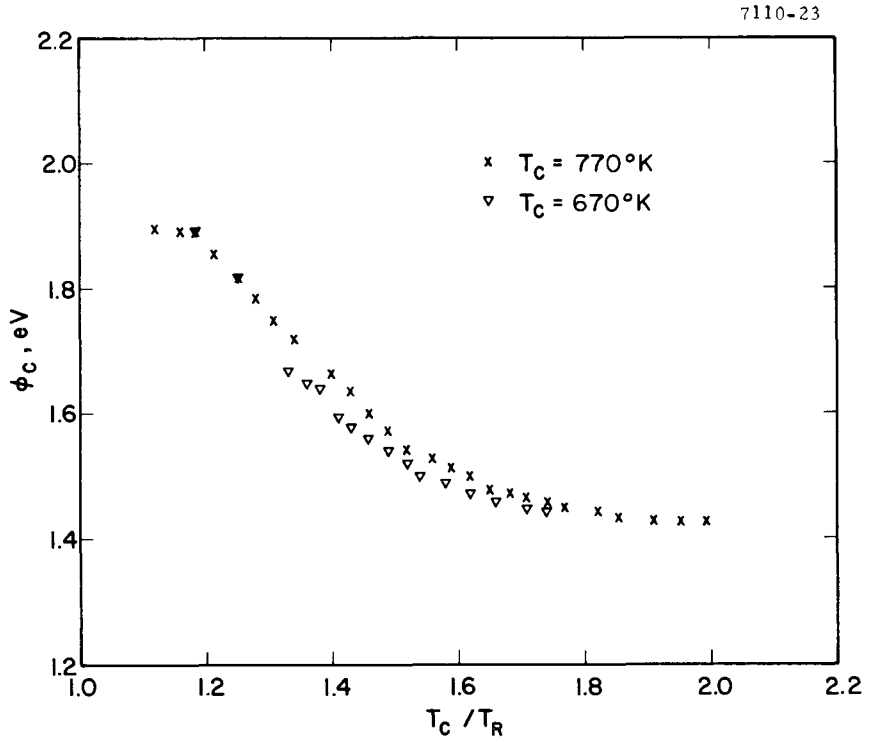


Figure 9. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by back emission technique.

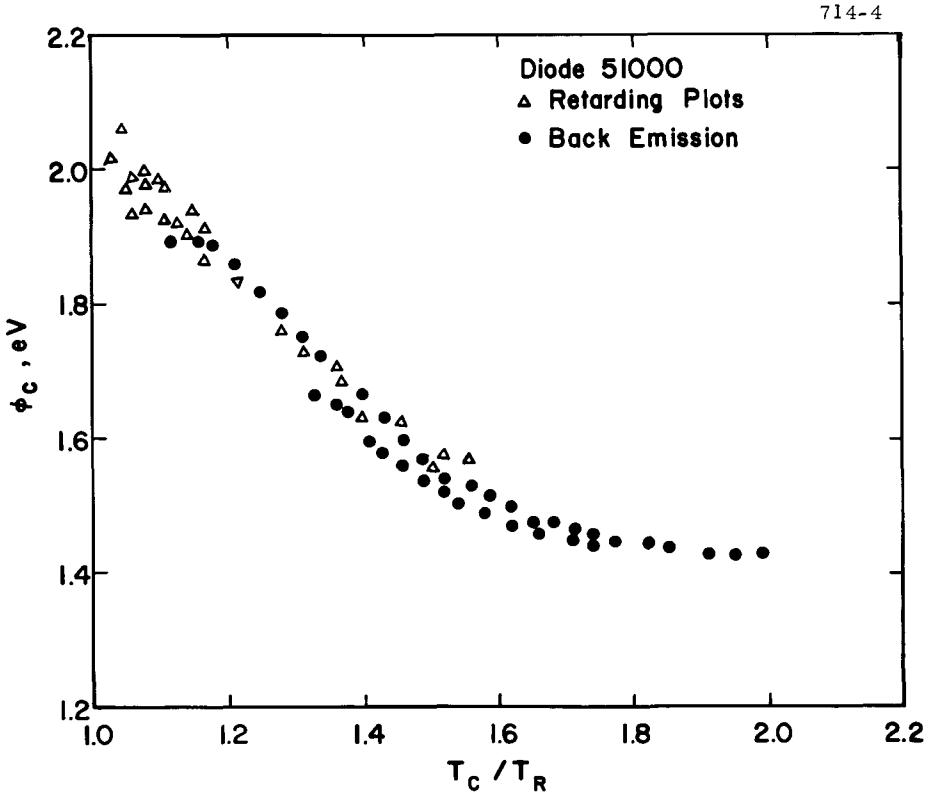


Figure 10. Work function measurements on the ⟨110⟩ single crystal tungsten collector by retarding plot and back emission techniques.

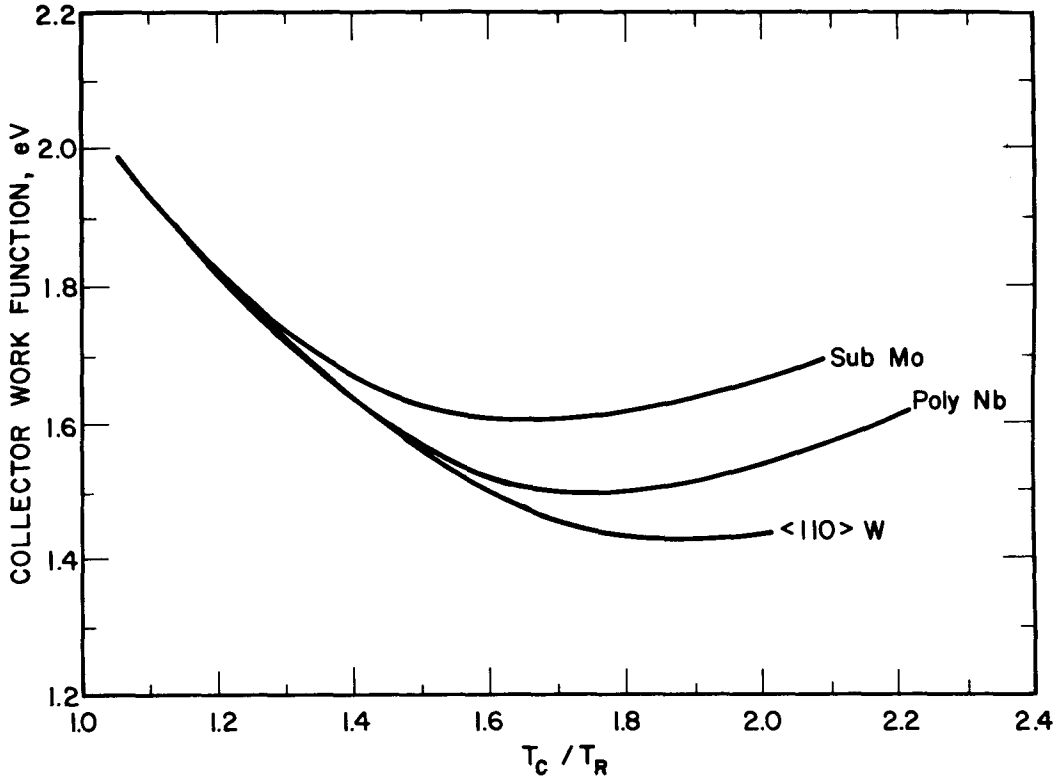


Figure 11. Collector work function comparison of ⟨110⟩ tungsten, polycrystalline niobium, sublimed molybdenum and a ⟨110⟩ tungsten sample flashed to 2000°K just prior to measurement.

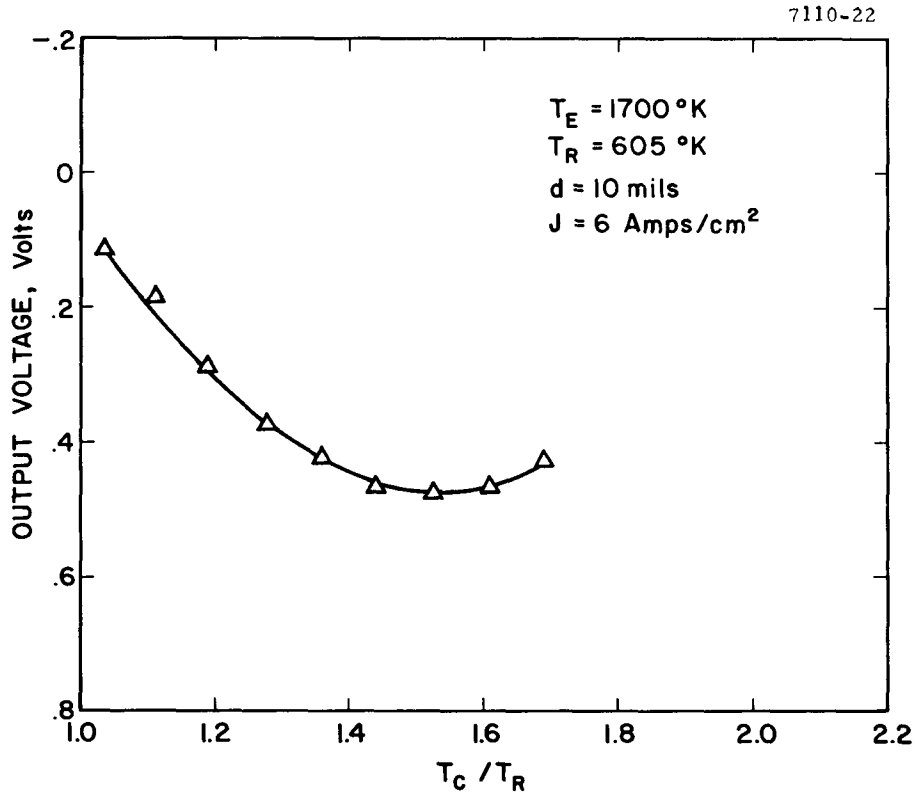


Figure 12. Variations in output voltage with collector temperatures with all the other converter variables held constant.

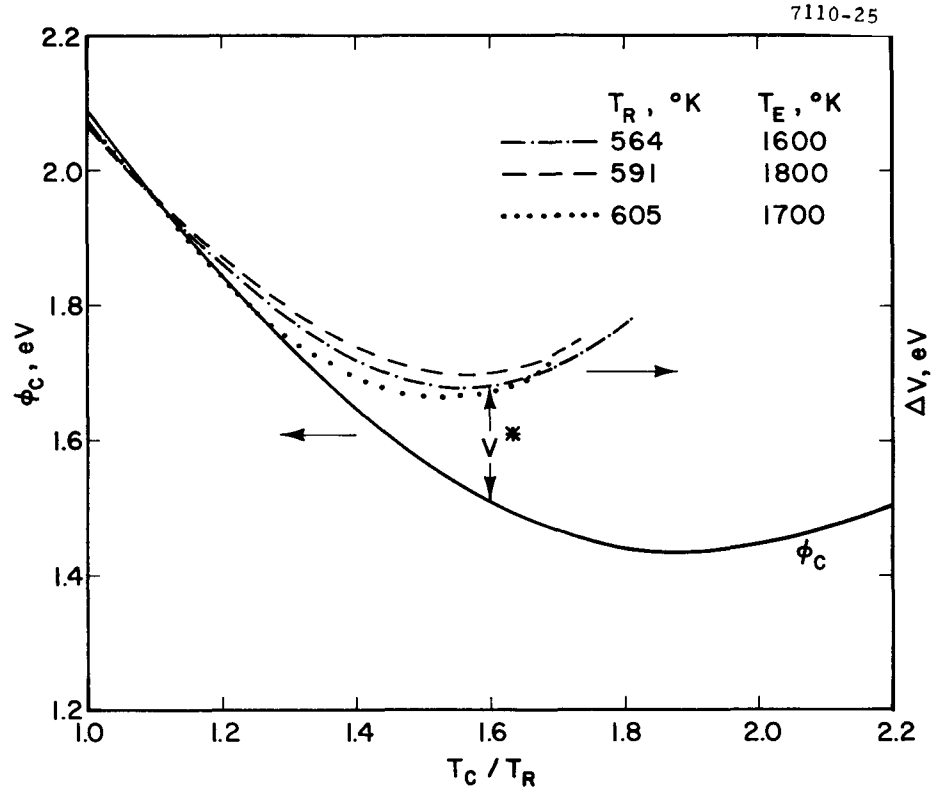


Figure 13. Superposition of Figs. 11 and 12 showing an "effective collector work function" minimum of 1.7 eV.

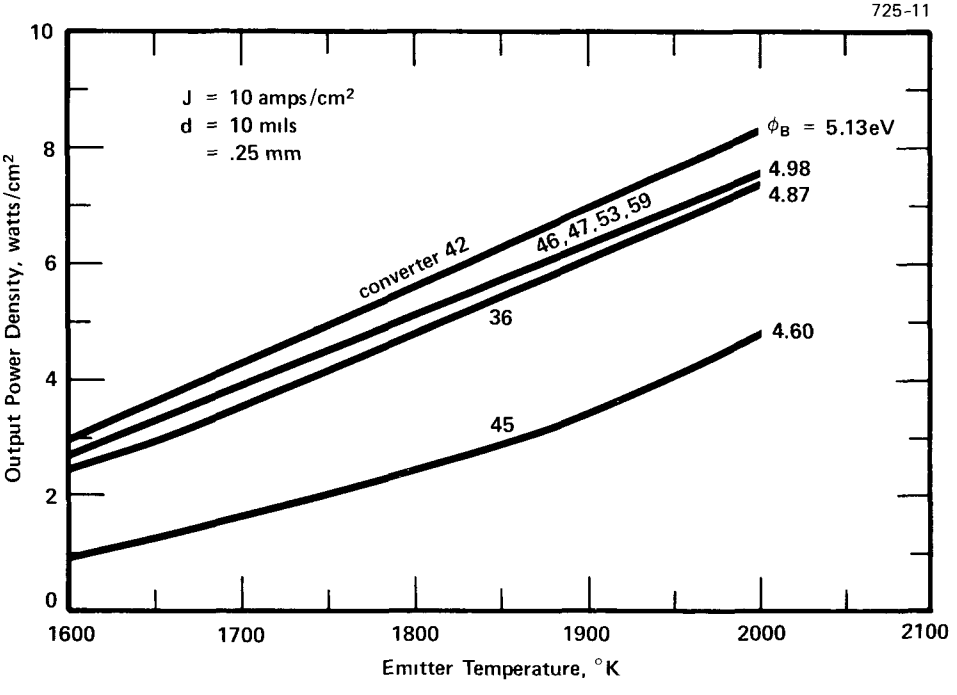


Figure 14. Performance comparison of converters with similar collectors but different emitter bare work functions. (For details, see Table II.)

D I S C U S S I O N

V.P. PASHCHENKO: Am I right in thinking that all six diodes nown at the beginning of your paper had cathode work functions f 5 eV, including the niobium?

F. RUFEH: All the cathodes had bare work functions of 5.0, and ll were <110> cloride tungsten. The niobium electrode was an node.

V.P. PASHCHENKO: I get the impression that you measure your -V characteristic only on the reverse branch, i.e. only from the oint at which the converter current begins to decline. Is this rue?

F. RUFEH: Yes, we usually report only the branch from the ig- ited to the extinguished mode. The reason for this is that most f our data are in the form of caesium families and would become oo crowded if both branches were included.

B. DEVIN: Dr. Rufeh has plotted the performance of various iodes against a parameter which is the emitter work function. But or these diodes, I believe, the optimum caesium pressure also aried. Performance could have been plotted against optimum caesium emperature. This would have suggested a plasma phenomenon, or, in- irectly, a collector phenomenon as the source of the difference in erformance, rather than an emitter phenomenon as in Dr. Rufeh's ase. The emitter is not itself the dominating factor and is not an ndependent variable. Perhaps Dr. Rufeh would like to comment on his point.

F. RUFEH: In a thermionic converter the caesium reservoir tem- erature is chosen primarily to adjust the work function of the mitter and not to optimize the plasma. Thus instead of the bare ork function we could use T_{Ropt} as the figure of merit of the mitter, but not as that of the plasma or the collector. As a matter f fact, in 1970 we showed the correspondence between the bare work unction of the emitter and caesiated emission. The bare work func- ion is preferred because it can be measured before the emitter is nstalled in a converter.

M. von BRADKE: You find that the crystallographic orientation of the collector has an influence on performance. Do you think that this is related to the absolute value of the collector work function or to its uniformity?

F. RUFEH: I am inclined to think that uniformity has made a major contribution to the higher performance of the <110> converters, though other effects - those due to electropolishing of th surface for example - should also be kept in mind.

EVALUATION OF SUBLIMED MOLYBDENUM COLLECTOR COATINGS FOR ADDITIVE DIODE OPERATION

by

J. Dunlay, S. Matsuda, and V. Poirier

Thermo Electron Corporation
Waltham, Massachusetts U. S. A.

INTRODUCTION

The use of sublimed molybdenum coatings to achieve additive diode performance was discovered during a program studying oriented electrode surfaces. These studies originally investigated sublimed tungsten surfaces on tungsten substrates and showed that the thermionic performance of polycrystalline or ⟨100⟩ oriented emitters could be increased to that of ⟨110⟩ oriented emitters through the use of sublimed coatings. Similar techniques of forming oriented surfaces were then attempted for collector applications using molybdenum coatings on niobium substrates. Diode tests of molybdenum coatings formed under specific conditions demonstrated that oxygen additive performance is always achieved and suggested the use of sublimed coatings as a practical means of fabricating additive thermionic diodes.

COATING FABRICATION

The collector coatings are formed by sublimation of molybdenum directly on a niobium substrate. The substrate and coating are fabricated as a subassembly. Normal fabrication procedures are used to complete the assembly of the diode and to outgas and load cesium. Oxygen is added to the molybdenum by subliming in a low pressure oxygen environment.

This work was supported by the U. S. Atomic Energy Commission under contract AT(30-1)-3056, Lester K. Price, Project Manager.

Typical oxygen partial pressures are in the range of 10^{-5} to 10^{-6} torr. The evaporator is operated at approximately 2200°C. At these sublimation conditions, it is believed that molybdenum is removed from the evaporator and condensed on the collector primarily as a metal. The adsorption of oxygen and formation of oxides occur at the surface of the condensed layer. This process is continuous during sublimation and results in a distributed source of oxygen throughout the molybdenum coating.

HEAT PIPE DIODE TESTS

Five diodes were assembled to study the performance of the molybdenum-coated collector surfaces. The test diode design is illustrated in Figure 1. The diode configuration is cylindrical and uses a tungsten heat pipe to heat the emitter uniformly. The interelectrode spacing is .010 inch. The collector coatings were sublimed at a substrate temperature of 850°C and under a diffusion pumped chamber pressure of about 5×10^{-6} torr. The partial pressure of oxygen was, accordingly, approximately 1×10^{-6} torr.

Performance tests of all five diodes revealed oxygen additive characteristics. Large changes in saturated emission were observed as a function of collector temperature, indicating that the additive source was located in the collector structure. This collector effect is illustrated in Figure 2. The maximum deviation in performance of an individual diode from the average was about 10 percent.

One of the heat pipe diodes was life tested for 1000 hours. Performance changes observed during this period are illustrated in Figure 3. Each data point represents optimized operating conditions. Output power density decreased slightly initially, with a corresponding increase in optimum cesium reservoir temperature and optimum collector temperature. After about 500 hours, the decline in power density leveled out; some recovery was observed by the end of 1000 hours. This power density recovery was accompanied by decreases in both the optimum cesium reservoir and optimum collector temperatures. The test was terminated at the end of 1000 hours to permit inspection of the interior of the diode.

The interior surfaces of the diode were clean, with no visual evidence of oxide formation. An analysis of the molybdenum collector coating indicated an oxygen content of approximately 1600 ppm. Estimates of oxygen solubility in molybdenum under a partial pressure of 10^{-6} torr predict a very low solubility. Therefore, the oxygen is believed to be distributed throughout the coating in oxide form.

The behavior of the 1000 hour test diode suggests that the required oxygen content of the molybdenum coatings should be higher than 1600 ppm

for stable additive performance over extended periods. Coating experiments were run to investigate sublimation under higher partial pressures of oxygen. These experiments indicated that oxygen contents of 5000 ppm could be obtained at partial pressures of 5×10^{-5} torr. Interference patterns were observed on the deposited surface. Higher partial pressures of oxygen (10^{-4} torr) yielded 7500 ppm of oxygen, with appreciable coloring of the surface.

TFE DIODE TESTS

A sublimed molybdenum coating with 5000 ppm oxygen was tested in the diode illustrated in Figure 4. The diode configuration is based on a TFE design utilizing oxygen additives to achieve high performance with an interelectrode spacing of .020 inch. The basic design was modified to permit installation of an electron bombardment filament for electrical heating of the emitter. The diode has an electrode area of 35 cm^2 and was designed for an emitter temperature of 1800°K, a current density of 6 amps/cm^2, and an output density of 4.6 watts/cm^2.

The collector coating was sublimed with the substrate temperature maintained in the temperature range of 700 - 1000°C. The higher substrate temperature (1000°C) was used initially to enhance bonding of the coating to the substrate. After a coating thickness of about .001 inch was deposited under vacuum conditions (10^{-6} torr), the substrate temperature was reduced to approximately 750°C and the oxygen pressure increased to 5×10^{-5} torr for the remainder of the coating process. A total coating thickness of .003 to .004 inch was obtained.

Performance data at a current density of 6 amps/cm^2 are shown in Figure 5. Heat pipe diode data (.010 inch spacing) are included for comparison. Performance data for a non-additive diode (CVD chloride tungsten emitter and niobium collector) are also shown at both spacings for reference purposes. The additive diodes exhibit significantly higher performance than non-additive diodes. The difference in performance is greater at larger interelectrode spacing and higher emitter temperature.

After performance testing, the TFE diode was placed on life test at the following operating conditions:

Emitter temperature	- 1800°K
Current output	- 210 amps
Power output	- 162 watts
Cesium reservoir temperature	- 290°C
Input bombardment power	- 1430 watts

The input bombardment power, output current, and cesium reservoir temperature are maintained at constant levels during testing. The emitter temperature and output voltage are allowed to vary. A history of the diode performance during life test is presented in Figure 6.

During the first few hundred hours of operation, the diode output power increased by approximately 7%. The emitter temperature also increased during this period, coincident with the rise in output power. Both the power and emitter temperature changes occurred with a fixed input bombardment power and cesium reservoir temperature. The observed changes are believed to result from a decrease in the effective emissivity of the electrodes and, in particular, of the collector surface. The lower emissivity tends to decrease the radiation losses in the diode. With the constraints of a constant input power, the emitter temperature must increase to maintain an overall thermal balance.

The change in emissivity occurred mainly during the first few hundred hours of diode operation. Small additional changes were observed between the 500-hour and 1330-hour points. At the 1330-hour point, the decision was made to reduce input power sufficiently to re-establish the diode output conditions at the beginning of the test. Optimum diode operating conditions were checked at this point; the optimum cesium reservoir temperature was unchanged.

The life test is continuing at the reduced input power level of 1280 watts. A small additional increase in output power has occurred, but the output appears to have reached a constant value for the last 1000 hours. A total test period of 3000 hours was accumulated by April 1972.

At the 2900-hour point, diode performance sensitivity to collector temperature was measured. These data are shown in Figure 7. The cesium reservoir temperature was optimized at each collector temperature point. The higher collector temperature requires a lower optimum cesium reservoir temperature. The results show that diode output is relatively insensitive to collector temperature.

SUMMARY

A total of six cylindrical diodes were fabricated during the past two years using sublimed molybdenum collector coatings. All of these diodes exhibited oxygen additive performance. The initial 1000-hour life test indicated the need for higher oxygen concentrations. The present life test is investigating a higher oxygen content coating; 3000 hours of stable operation have been accumulated.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to express their appreciation to co-workers on this program. They include N. Adrian, J. Fronduto, H. Hardister, and B. Nowokunski.

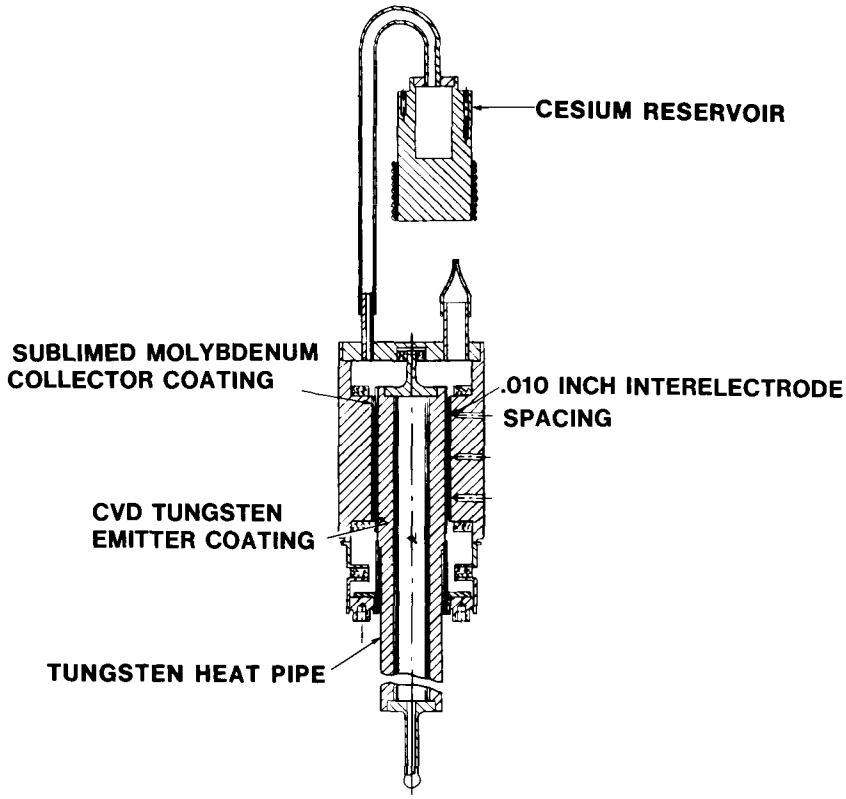


Figure 1. Heat Pipe Diode Configuration

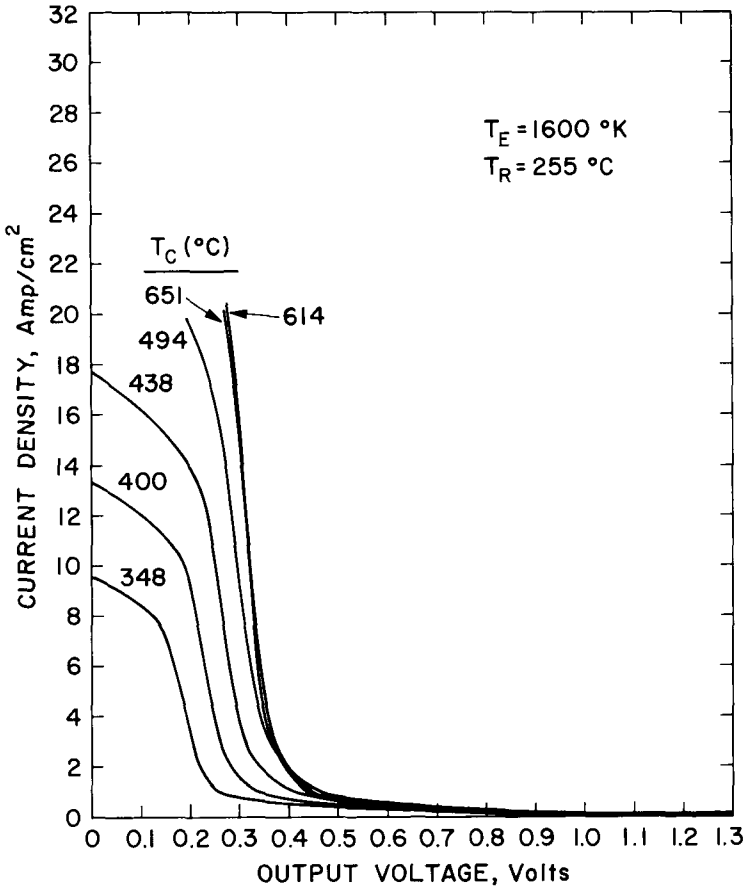


Figure 2. Heat Pipe Diode Collector Additive Effect

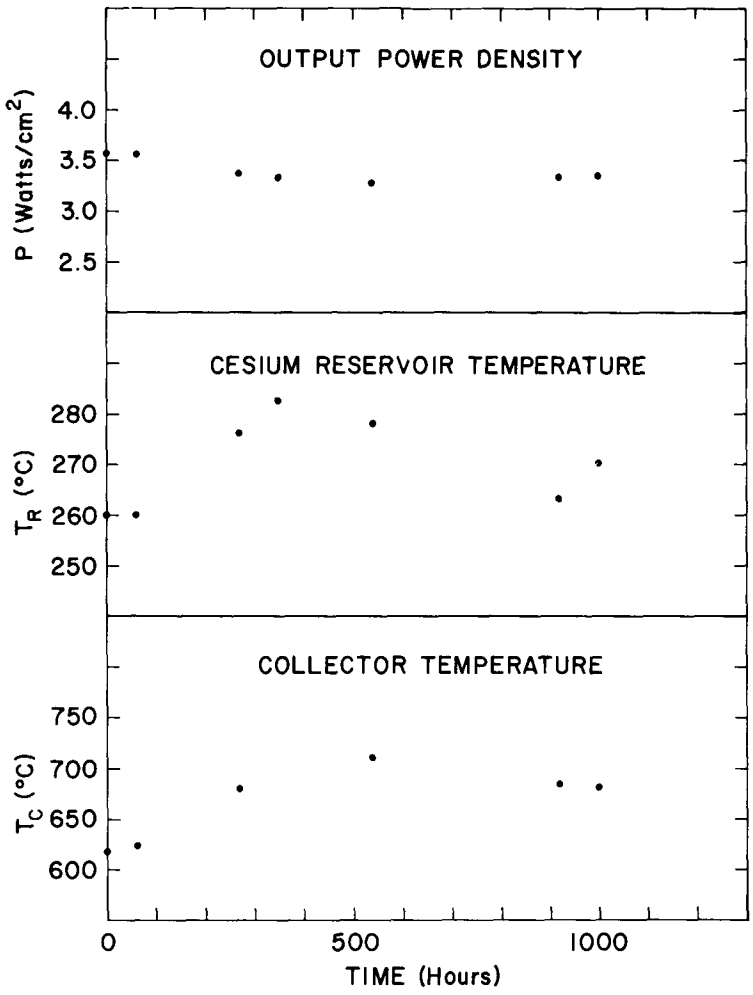


Figure 3. Heat Pipe Diode Life Test Data (T_E = 1700°K).

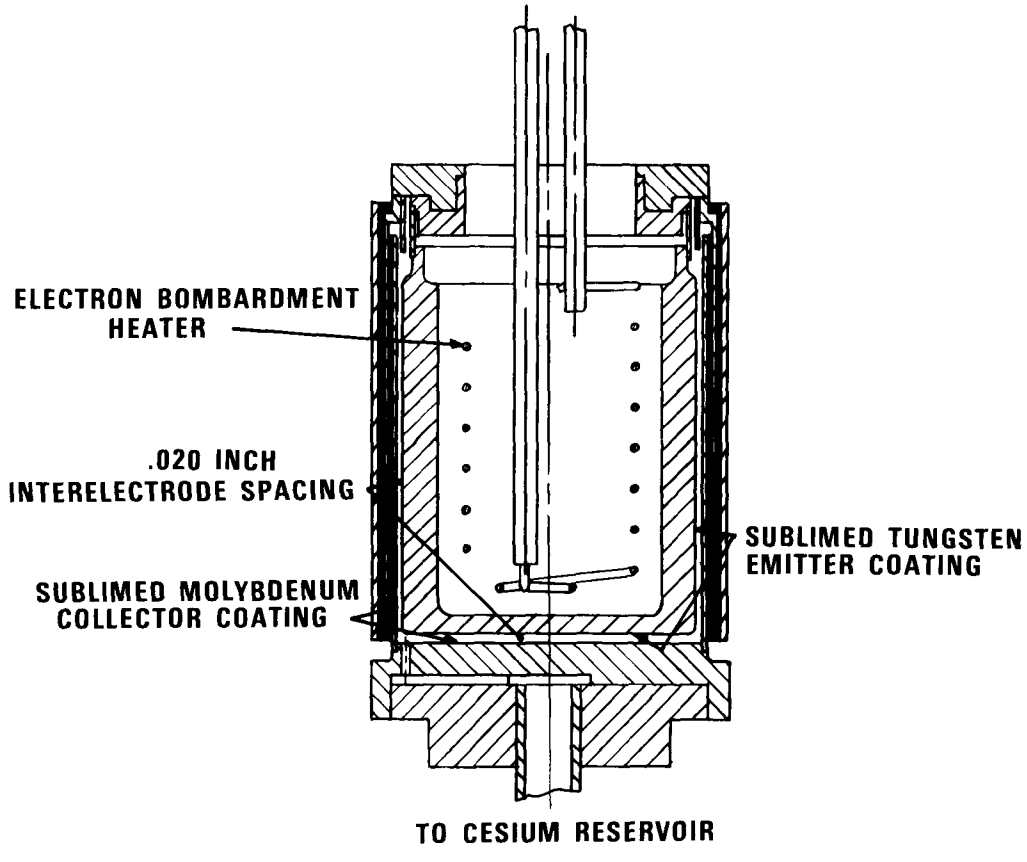


Figure 4. TFE Diode Configuration

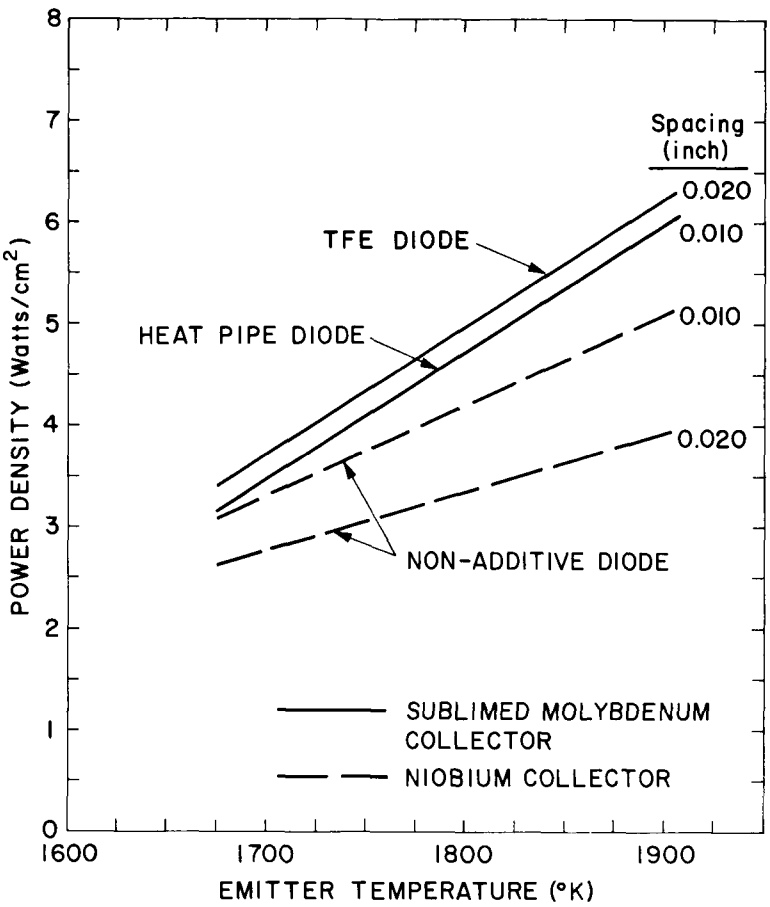


Figure 5. Comparison of Additive and Non-additive Diode Performance (J = 6 amps/cm^2).

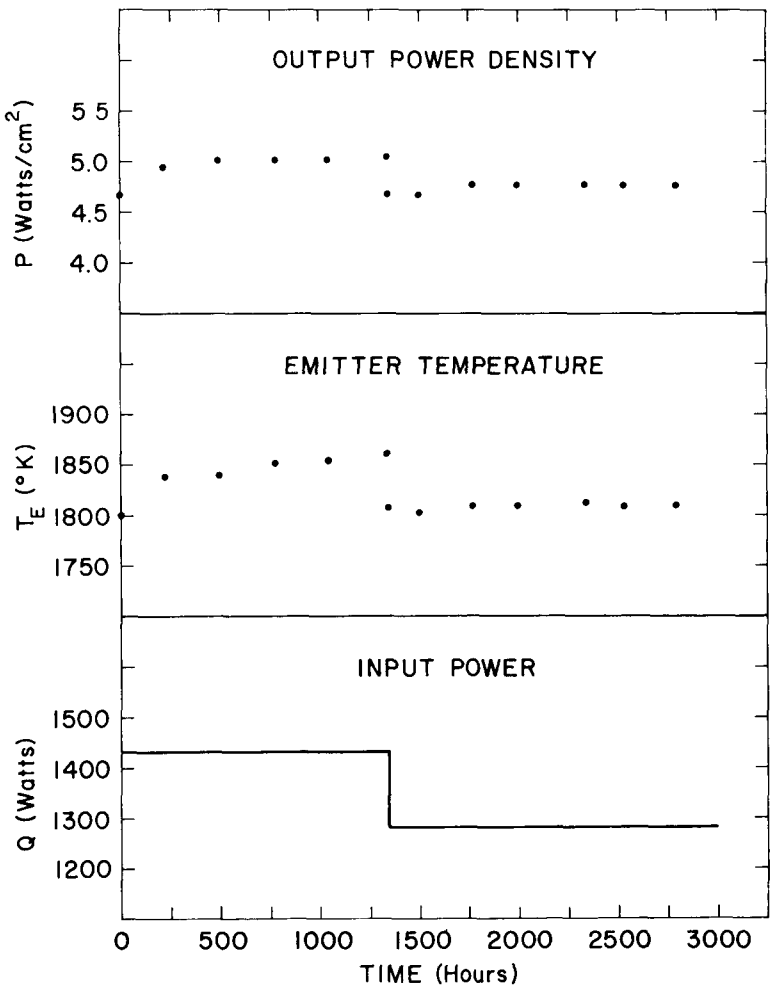


Figure 6. TFE Diode Life Test Data.

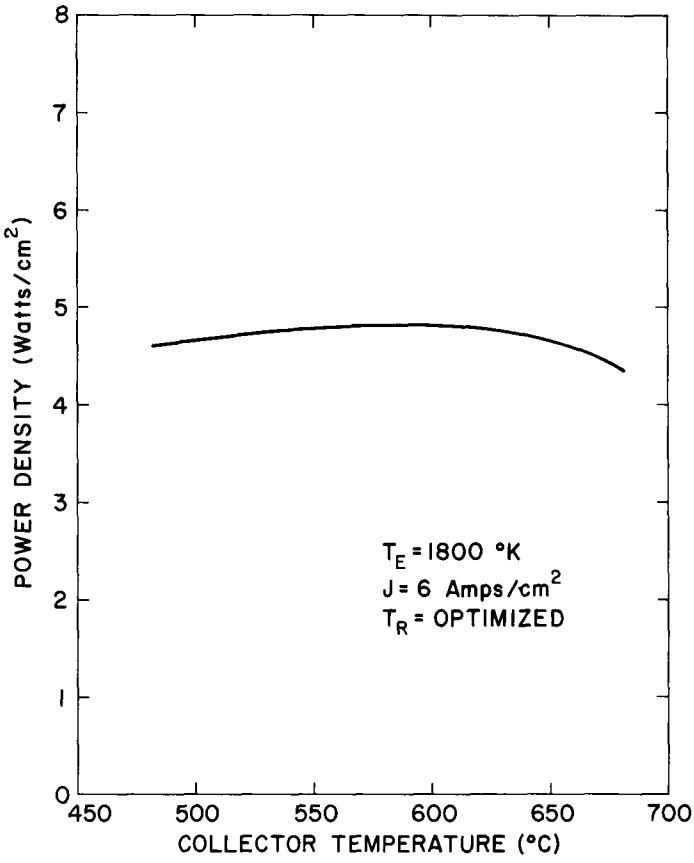


Figure 7. TFE Diode Collector Temperature Sensitivity (Life Test Time - 2900 Hours).

D I S C U S S I O N

B. DEVIN: What were the dimensions of the cylindrical diode that you tested?

J. DUNLAY: The emitter dimensions are approximately 1.1 in. x 1.1 in. (diameter and length). Both the side and the closed end of the emitter are used for emission. The total electrode area is 35 cm^2.

BLANK

THE UTILIZATION OF TUNGSTEN OXIDES FOR ADDITIVE THERMIONIC CONVERTERS

D. Lieb and F. Rufeh

Thermo Electron Corporation
Waltham, Massachusetts U. S. A.

INTRODUCTION

Oxygen's potential as an additive for improving the performance of thermionic converters has been long known.

From the experimental work in the past,[1, 2] two techniques have emerged which show good promise. In the first, oxygen is supplied by a metal oxide source located on the collector surface; in the second technique oxygen is supplied along with cesium from a source containing a solution of cesium oxide in cesium, as described in Reference 3.

The application of the first method has been guided by experimental data obtained over the last decade from converters which have shown additive effects without any intentional effort to introduce additives into the converters.[2, 4] These converters generally had a high performance and, in addition, showed that the emitter work function could be varied several electron volts by changing the collector temperature a few hundred degrees. The dependence of emitter work function on collector temperature indicates the presence of an additive on the collector surface. The

This work was supported by the U. S. Atomic Energy Commission under Contract AT(11-1)-3056, Lester K. Price, Project Manager.

additive was stable and temperature cycles at high and low cesium pressures were unable to disturb it. After disassembly, these converters showed a metallic looking layer several mils thick on the collector surface. An analysis of the construction and processing of these converters led to the conclusion that metal oxides must have been formed during the outgassing of the converter. In our general outgassing practice at that time, the converter was connected to an 8 liter/sec ion pump via a 3/8 inch O. D. by 15 inch long tubing. Considering the pressure drop in this tubing and in the diode structure, the electrodes could have been exposed to high partial pressures of oxygen during outgassing. Oxides could then be formed either directly on the collector or on the emitter, with subsequent evaporation and condensation on the collector.

To test this hypothesis, an ultra-high vacuum chamber was constructed and the formation of metal oxides and their effect on the emitter work function were studied according to the following procedure.

First, the emitter work function was measured as a function of oxygen pressure (these results were to be used later as a calibration). Second, oxides were formed by maintaining the electrodes at a given temperature and oxygen pressure. Third, the system was evacuated and the emitter work function was measured as a function of the temperature of the collector which holds the metal oxides. This relation is one of the main goals of the experiment, since it shows which oxides make a substantial change in emitter work function at normal collector temperatures. To go one step further, the relations obtained in the first and third steps can be used to obtain the dependence of the effective oxygen pressure on collector temperature. This information is useful for determining the physical mechanisms responsible for the observed processes.

The promising oxides studied in the metal oxide chamber were then formed in thermionic converters according to the procedure found in the metal oxide apparatus. Their cesiated performance was recorded and compared with the performance of the same electrodes without the pressure of the metal oxide.

EXPERIMENTS IN THE METAL OXIDE CHAMBER

Apparatus

The apparatus shown in Figures 1 and 2 consists of an ultra-high vacuum chamber containing a planar work function measurement structure. The collector is guarded and has an active area of 0.5 cm^2. Heater-coolers attached to the collector and guard allow the temperature to be varied between 400°K and 1000°K, independent of emitter temperature. The chamber itself has a variable leak valve inlet at the top through which oxygen can be admitted, and is separated from the ion pump by a throttle valve. Bell jar pressure is monitored by a pair of nude ionization

gauges mounted on either side of the work function test structure. With this arrangement, pressure in the bell jar can be easily controlled manually from 10^{-9} to 10^{-4} torr. A "shower head" diffuser plate at the top of the bell jar helps to maintain a uniform pressure throughout the chamber cross-section. The chamber is roughed using sorption pumps and also utilizes titanium filament getters to increase the pumping rate.

Experimental Procedure and Results

For the initial set of experiments, an electropolished tungsten emitter and a polycrystalline molybdenum collector and guard (Figure 2) were installed. The emitter was made from bar stock and as a result had a largely ⟨110⟩ preferred orientation. An initial set of bare work function measurements was made; the work function was found to be 4.85 eV. Next, a calibration of emitter work function as a function of oxygen pressure was made. The initial data runs at an emitter temperature of 1890°K showed nonreproducible results. A similar problem had been noted by Alleau and Bacal,[6] who attributed it to carbon contamination on the emitter surface. After the emitter was cleaned of contamination by exposure to an oxygen pressure of 5×10^{-7} torr for 30 hours at the temperature of 1900°K, emitter work function was measured as a function of oxygen pressure at emitter temperatures of 1890°, 2050°, and 2175°K, as shown in Figure 3. These results were reproducible and were in agreement with the values reported by Stickney.[7]

We then proceeded to step II of the experimental procedure, the oxide formation. The molybdenum collector and guard were oxidized at 670°K with an oxygen pressure of 1×10^{-5} torr for 12 hours while the emitter was held at a temperature low enough to avoid significant oxidation. The chamber was pumped and outgassed, and emitter work function was then checked as a function of collector temperature; no variation was noted. Next, the collector and guard were oxidized at 840°K for 16 hours at an oxygen pressure of 1×10^{-5} torr with the emitter still cold. Again, emitter work function was checked as a function of collector temperature, and again no variation was noted. This showed that molybdenum oxides formed on the collector were not able to influence emitter work function. The tungsten emitter was then oxidized by raising its temperature to 1070°K and maintaining the oxygen pressure at 1×10^{-5} torr for a period of two hours. The system was then pumped down and the emitter temperature was slowly increased to 1800°K to deposit the tungsten oxides from the emitter onto the collector. The system was outgassed with the emitter up to 2300°K to eliminate adsorbed oxygen. A check of emitter work function as a function of collector temperature showed a very definite collector effect, as illustrated in Figure 4.

Five other oxidations were performed at other emitter temperatures to see if oxides with higher effective oxygen pressure could be formed to raise the work function even further. Higher oxides could not be formed.

The collector and guard were removed and the oxide deposits were analyzed. X-ray analysis of the collector showed the presence of WO_3, W_3O_8, $W_{18}O_{49}$ and two Mo-W-O complexes.

To verify further that molybdenum played no part in our emitter work function elevation, the system was reconfigured with a new polycrystalline tungsten emitter with largely ⟨110⟩ preferred orientation and a tungsten guard and collector. The same series of oxygen cleaning and calibration runs as previously described was performed, with comparable results. The emitter was then oxidized. Again, the oxides were flashed from the emitter to the collector and the system was outgassed. The emitter work function as a function of collector temperature was measured at an emitter temperature of 1890°K; the results are shown in Figure 5. The collector was then removed from the system and an x-ray analysis of the surface oxide deposit showed the presence of $W_{18}O_{49}$ and $W_{20}O_{58}$.

EXPERIMENTS IN CONVERTERS

The conclusions drawn from the work with the metal oxide chamber were used to guide the formation of metal oxides in a cesium converter and to observe both the effect of the oxide on the emitter and collector characteristics and the overall power output of the converter.

Apparatus

The experimental apparatus consists of a thermionic converter connected to an outgassing and oxygenation system, as shown in Figure 6. The converter (No. 60,000) is variable spacing and is equipped with an active guard (necessary for emitter work function measurements). The emitter was chloride vapor deposited and electropolished tungsten and the collector was ground polycrystalline tungsten. Further details on the converter are given in reference 8. After completion of outgassing and emitter work function measurements, the ion pump was partially isolated by the throttle valve; oxygen was introduced while the emission was being monitored. The emitter work function increased as the oxygen pressure was increased. The converter was oxygenated by exposing the emitter at 1100°K and the collector at 900°K to 10^{-5} torr of oxygen for 10 hours. At the completion of oxygenation, oxygen was pumped out and the converter was outgassed. Work function measurements showed that emitter work function increased as collector temperature increased. The increase in work function indicates the presence of a metal oxide on the collector which dissociates or evaporates to provide oxygen for the emitter. It was surprising, however, to note that once the oxide was formed or deposited on the collector, the collector bare work function was reduced to less than 3 eV. Such a low work function is obviously not that of polycrystalline tungsten and must be associated with the presence of the oxide. As will be shown later, this low collector "bare work function" results in a low cesiated collector work function and a correspondingly high voltage output.

After admission of cesium in the converter, the collector temperature was varied as the other converter parameters were held constant. The I-V characteristics in Figure 7 show an increase in emitter saturation current as the collector temperature is raised, which is indicative of the oxygen arriving at the emitter surface from the collector. Power data were obtained for a number of emitter temperatures and interelectrode spacings. In Figure 8, typical cesium families at an emitter temperature of 1800°K and an interelectrode spacing of 20 mils (0.5 mm) are compared with the data obtained from the same converter at the same emitter temperature and interelectrode spacing before the formation of oxide. A significant increase in power output is observed. For example, at a current density of 10 amps/cm^2 the output voltage has increased from 0.35 volts to 0.60 volts, or almost by a factor of two. Note also that the required cesium reservoir temperatures for this current density with and without tungsten oxide are 564 and 620°K, respectively. Tungsten oxides reduce the required cesium reservoir temperature for a given emission by about 50°K. This reduction in cesium reservoir temperature is partially responsible for the improved performance.

A summary of the data at various interelectrode spacings is shown and compared with the data from other converters in Figure 9. The lowest curve is that of a converter with a ⟨100⟩ preferred oriented fluoride tungsten emitter and a polycrystalline niobium collector. The next curve is the performance of the best ⟨110⟩ orientation chloride tungsten emitter available today with a variety of polycrystalline collectors; it also represents the performance of the present converters before the addition of tungsten oxide. The solid curve is the performance of the present converter after the addition of tungsten oxides and differs from the cesium-only curve in two respects. First, the additive has shifted the optimum spacing from 4 to about 10 mils (0.1 to 0.25 mm), and only a small penalty is paid by increasing the spacing to 20 mils (0.5 mm). The increase in optimum spacing and the relatively spacing-independent character of the curve are caused by the decrease in the cesium pressures with the consequently lower electron-cesium atom interactions. Second, even if spacing is optimized, the performance of the additive converter is higher than the cesium-only converter. The higher power at optimum spacing is caused by the lower effective collector work function in the presence of the additive. The power output as a function of emitter temperature plot in Figure 10 shows that the improvement in performance caused by tungsten oxide is equivalent to a reduction of several hundred degrees in emitter temperature for the same power output.

The converter was life tested at the operating conditions shown in Figure 11 except for interruptions to allow acquisition of parametric data at other operating conditions. The performance was documented as a function of time from the first day of operation to study the stability of performance. Note that if the primary oxygen loss mechanism is

leakage through the edges of the interelectrode space, this geometry represents at least an order of magnitude more depletion as compared to a cylindrical device. The life test data in Figure 11 show that after 100 hours of operation, the power output dropped suddenly by approximately 20% and recovered slowly to its original value. The decrease in performance occurred when the emitter was made to touch the collector in order to determine the interelectrode spacing more accurately. The high temperature emitter must have caused the evaporation of the tungsten oxides on the collector surface and disturbed the thermodynamic equilibrium. It is interesting that the performance could recover after several days of operation. This is probably the time required for the oxides on the collector to re-establish equilibrium with the immediate surface of the collector. The performance remained stable within a few percent for the subsequent 1400 hours, after which time it became erratic. We suspected a leak in the converter, a loss of oxygen, or both. The converter was leak checked and a leak was found in the lower leadthrough (between the collector and guard), which is not an unusual occurrence for a research diode after so many hours of operation in a diffusion pump system.

The converter was disassembled to examine the surfaces of the internal components. As expected, the collector and guard were covered with a metallic deposit and the rest of the system was shiny. The emitter surface appeared virtually the same as when it was originally installed, and the 5-mil and 7-mil nickel bellows, including those of the lower leadthrough, were quite ductile. The external surfaces of the converter, on the other, had become dark because of the many hours of operation in the diffusion pump system.

The most interesting observation was that the metal-oxide layer appeared only on the collector and guard area directly opposite the emitter. The location of the oxide suggests that the predominant oxides were formed on the emitter, which was kept at 1070 °K, and evaporated onto the collector when the temperature of the emitter was increased. If the oxides were formed directly on the collector, which was kept at 870 °K, we would expect a metal oxide coating over the entire surface of the collector rather than just opposite the emitter.

CONCLUSIONS

The conclusions that can be drawn are that oxides which influence emitter work function can be deposited on the collector. Tungsten oxides formed on the emitter and evaporated to the collector are able to elevate emitter work function, while Mo oxides formed on the collector at the conditions of this experiment are unable to produce this effect. Further, in fabricating and processing nonadditive converters, care must be taken to avoid formation of oxides on the electrode surfaces, since oxygen pressures as low as 5×10^{-6} torr and tungsten electrode temperatures of 1000 °K are adequate for oxide formation.

In a cesiated converter, the presence of the tungsten oxides on the electrode results in a significant increase in performance. The increase in performance is caused by reducing the electron-heavy particle interactions in the interelectrode space and by reducing the effective work function of the collector.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors express their appreciation to C. Wright for excellent assistance in acquisition and reduction of the data.

REFERENCES

1. F. Rufeh, D. Lieb and F. Fraim, "Recent Experimental Results on Electronegative Additives," Proc. of the Thermionic Conversion Specialists Conference, November 1967.

2. D. Lieb, F. Rufeh and F. Fraim, "Final Report - Research in Thermionic Conversion," Contract NAS 7-508, Thermo Electron Report No. TE4072-49-68, 1968.

3. B. Gunther, D. Lieb, F. Rufeh and T. Pigford, "Cesium Oxide Cesium Solution as a Source of Cesium and Oxygen," Third International Conference on Power Generation, Julich, Germany, 1972.

4. F. Rufeh, et al., "Third Quarterly Report - Research in Thermionic Conversion," Contract NAS7-508, Thermo Electron Report No. TE4072-125-67, 1967.

5. D. Lieb, F. Rufeh, K. Stolkopf and T. Pigford, "The Formation of Metal Oxygen Compounds for Additive Thermionic Converters," Proceedings of Thermionic Specialists Conference, November 1971.

6. T. Alleau and M. Macal, "Influence of Oxygen Adsorption on (100) Tungsten Work Function," Proc. of the Thermionic Conversion Specialists Conference, November 1970.

7. W. Englemaier and R. Stickney, "Thermionic and Adsorption Characteristics of a Single-Crystal Tungsten Filament Exposed to Oxygen," Report on the Twenty-Sixth Annual Conference on Physical Electronics, MIT, 1966.

8. F. Rufeh, "Experimental Analysis of Converter Performance," Third International Conference on Thermionic Power Generation, Julich, Germany, 1972.

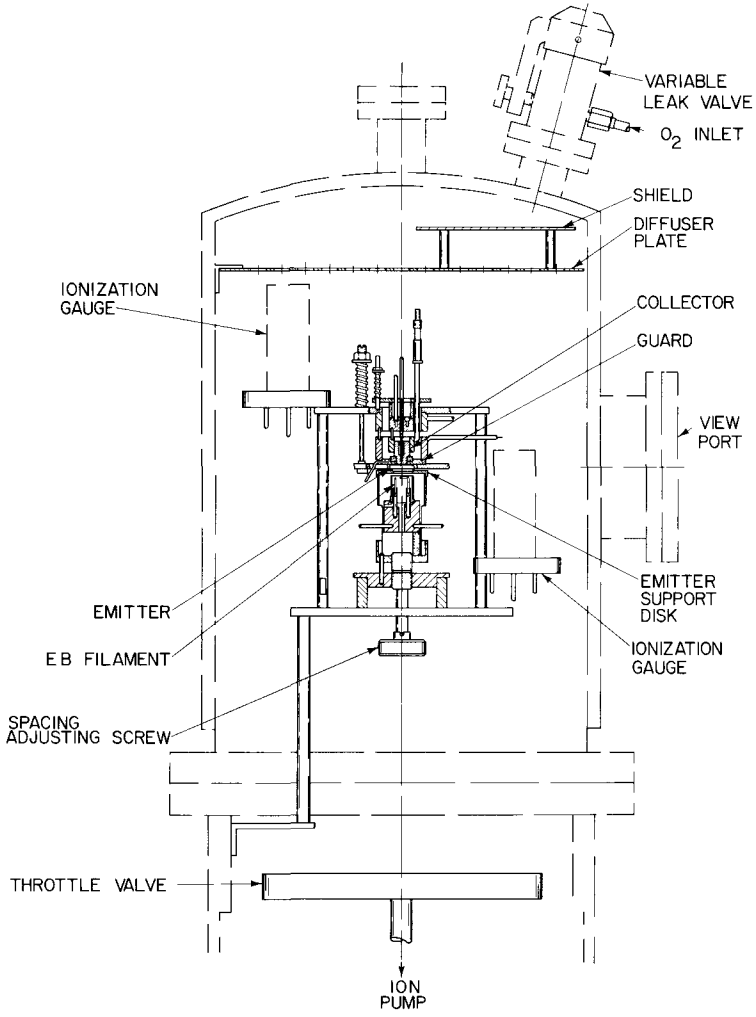


Figure 1. Schematic of the Metal Oxide Formation Chamber.

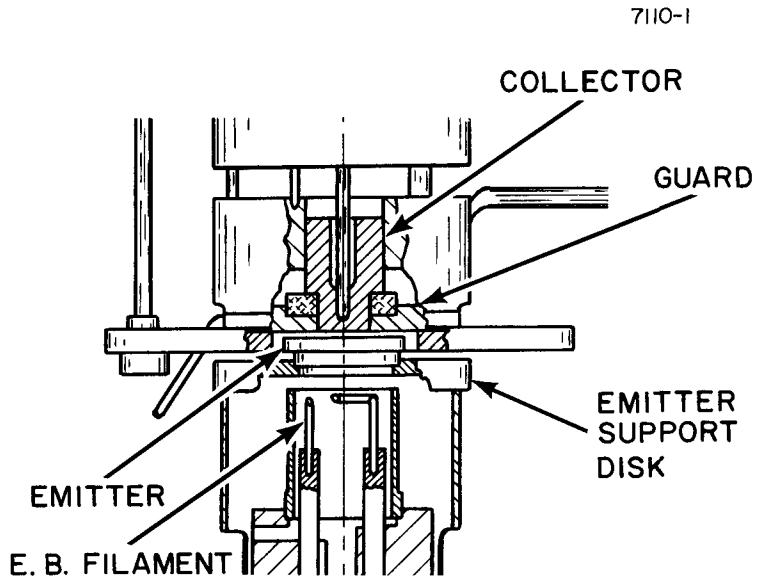


Figure 2. Enlarged View of the Electrode Structure.

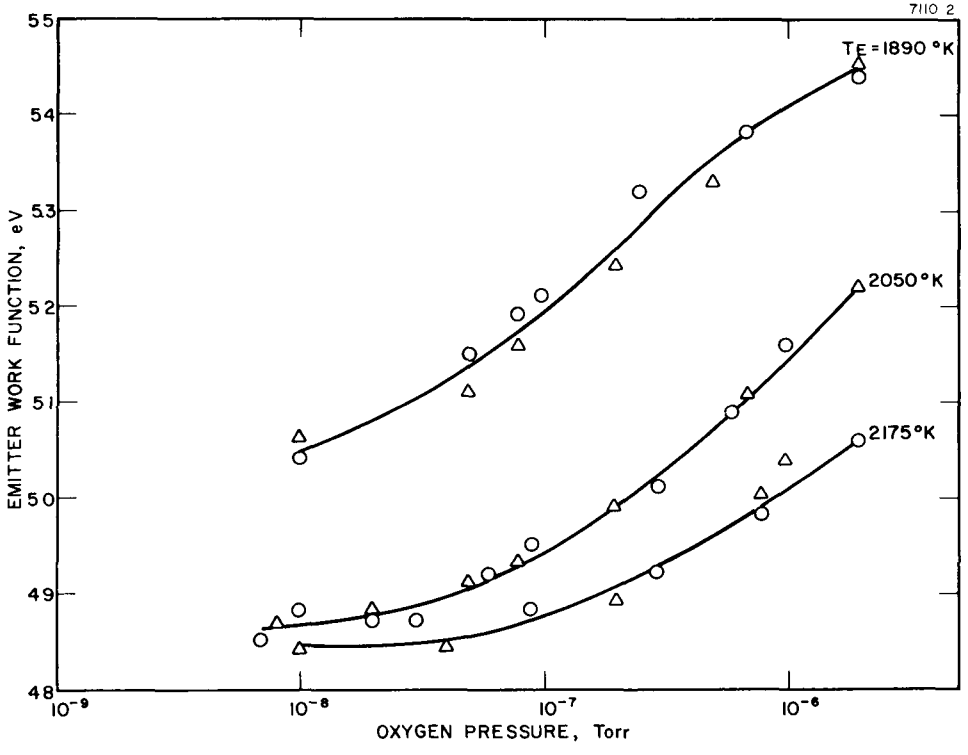


Figure 3. Effect of Oxygen Pressure on the Emitter Work Function for Several Emitter Temperatures.

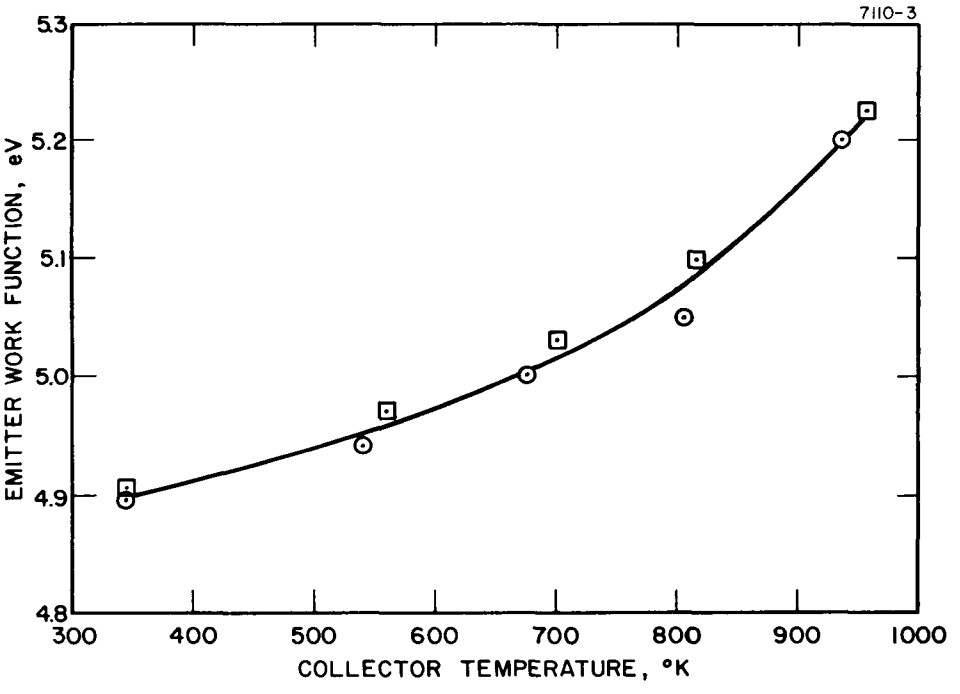


Figure 4. Influence of the Oxides on Emitter Work Function for the First Electrode Pair.

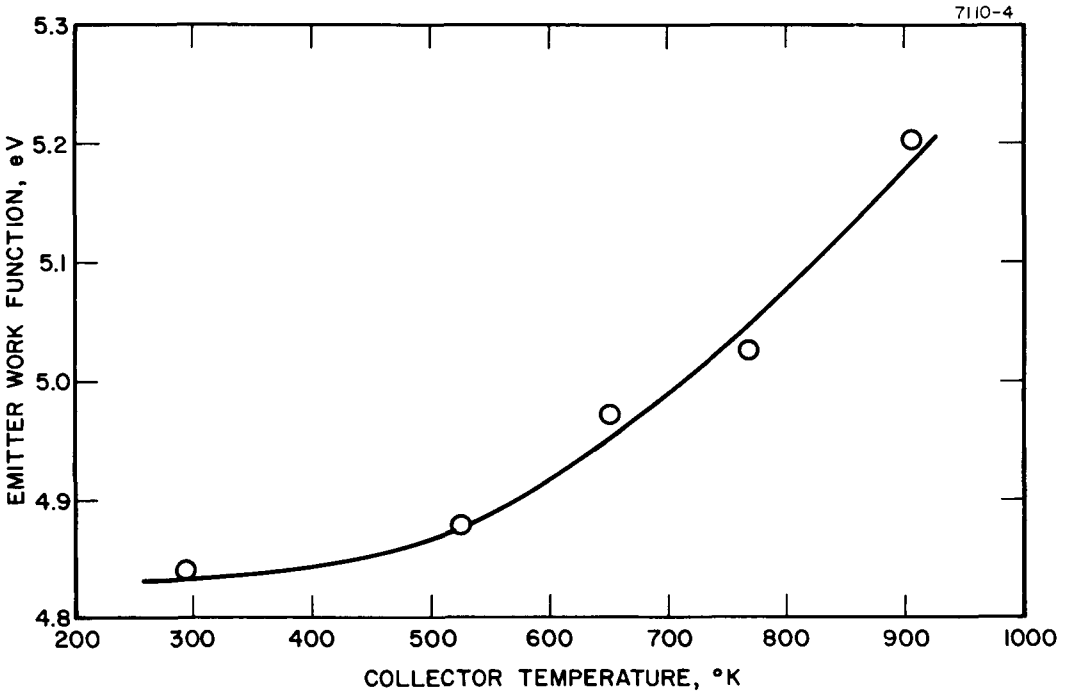


Figure 5. Influence of the Oxides on Emitter Work Function for the Second Electrode Pair.

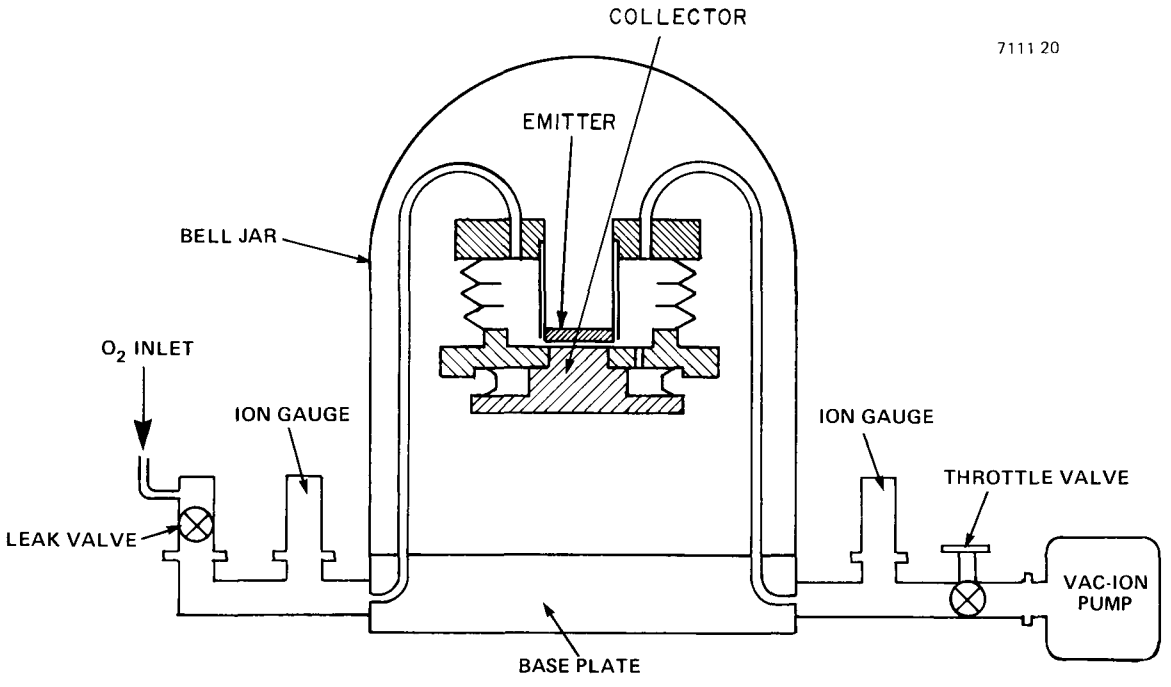


Figure 6. Experimental Setup for Oxygenation of the Converter.

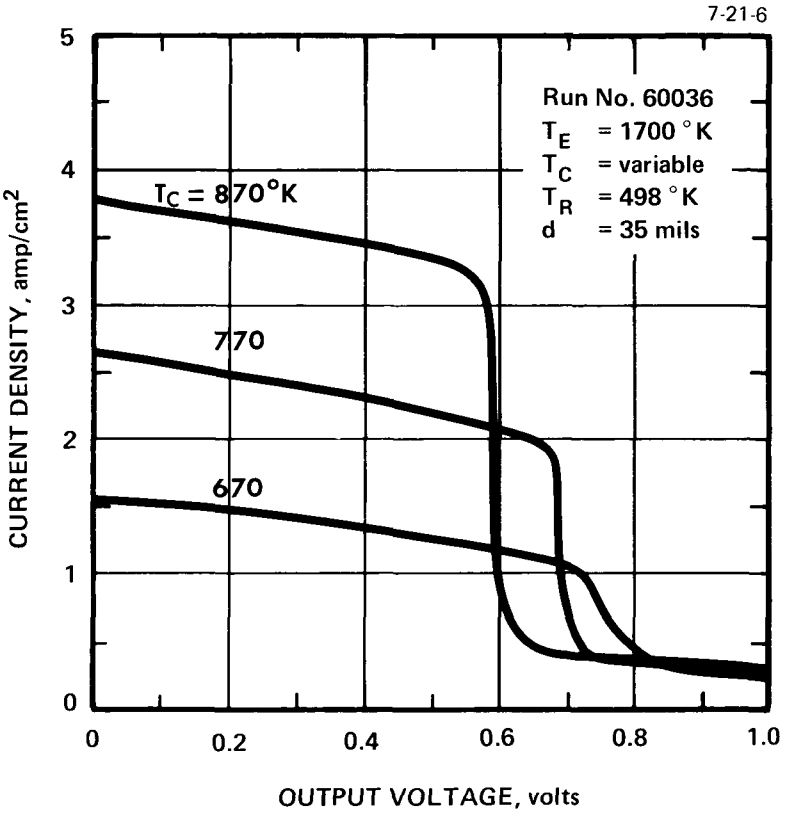


Figure 7. Influence of Collector Temperature Saturation Current.

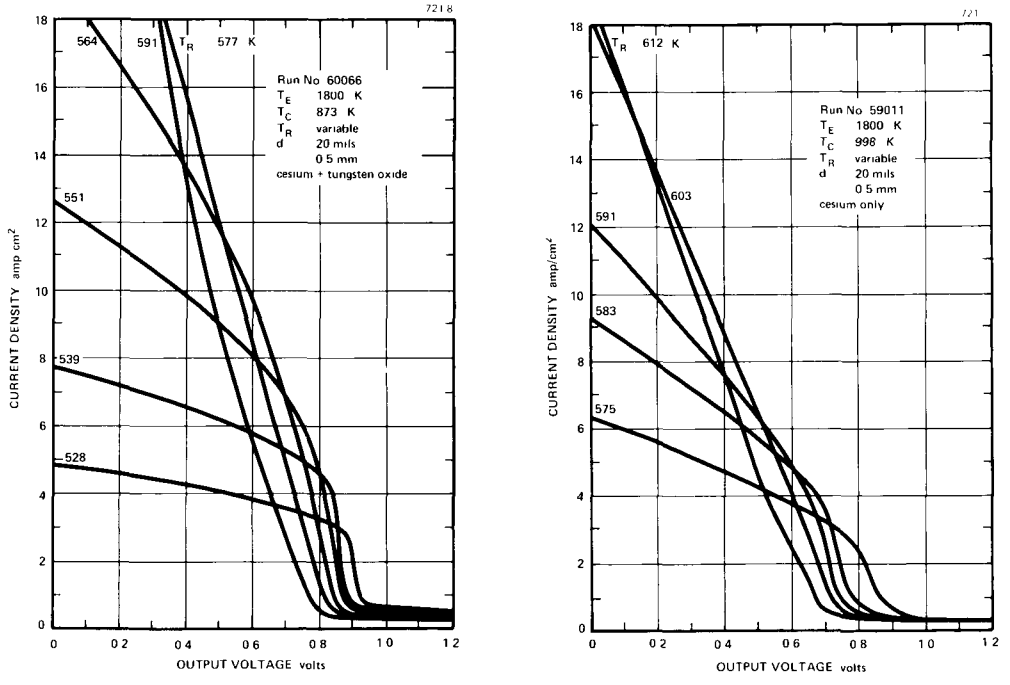


Figure 8. Typical Cesium Families Showing the Improvement in Performance After Formation of Tungsten Oxides.

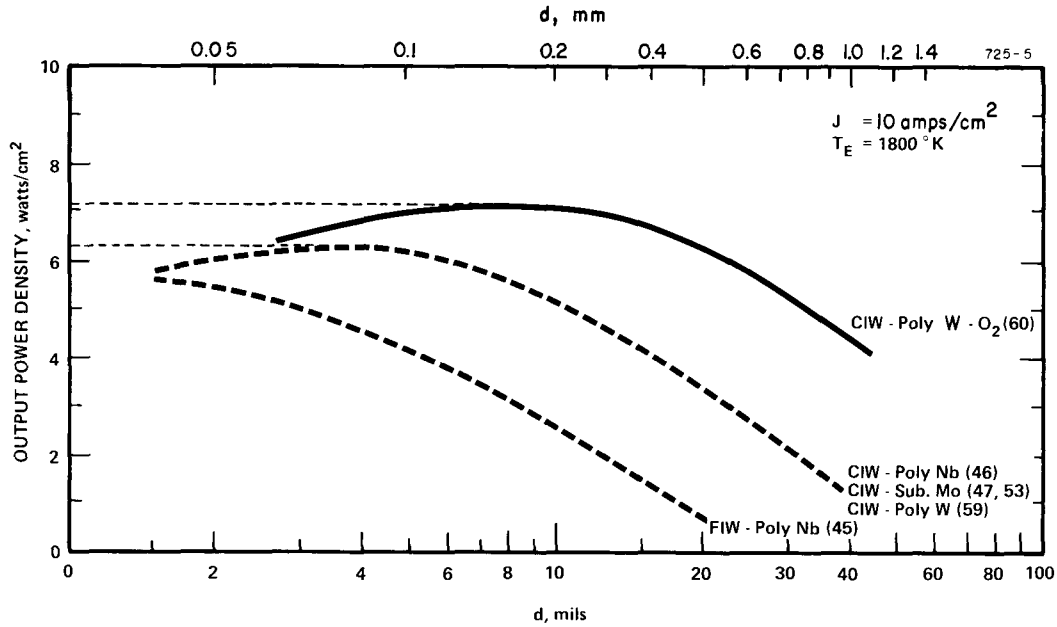


Figure 9. Performance Comparison of the Converter with the Tungsten Oxide Additive (Solid Curve) with Non-Additive Converters at Various Interelectrode Spacings.

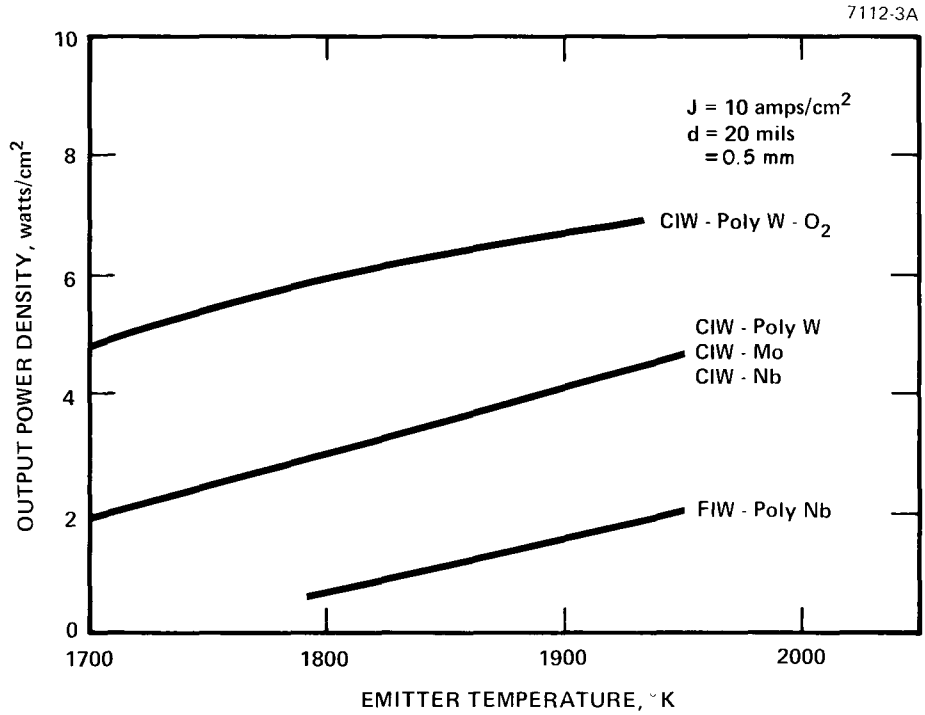


Figure 10. Performance Comparison of the Additive Converter with Other Converters at Various Emitter Temperatures.

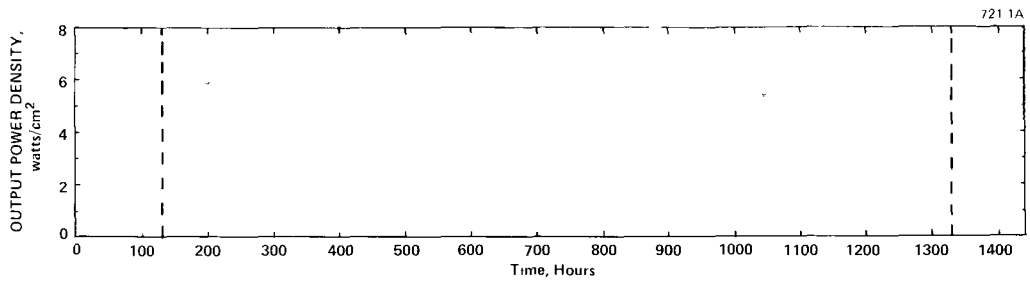


Figure 11. Life Test Data of the Additive Converter at T_E = 1800°K, T_C = 873°K, T_R = 577°K, d = 20 mils (0.5 mm) and J = 10 amps/cm^2.

Cesium Oxide - Cesium Solution as a Source of Cesium and Oxygen

by

B. Gunther and F. Rufeh
Thermo Electron Corporation
Waltham, Massachusetts U. S. A.

and

T. H. Pigford
University of California
Berkeley, California U. S. A.

The performance improvements achieved by the addition of oxygen to thermionic converters have been described in Reference 1. One technique for addition of oxygen is the use of a reservoir containing a solution of cesium oxide in cesium as a source of both oxygen and cesium. This technique was suggested by the experimental work of the past,[2] where oxygen was added to a pool of cesium to make a Cs_2O mole fraction of 0.5; the reservoir was subsequently heated to 650 °K to distill the volatile components to a colder chamber which was subsequently removed from the system. The converter was then heated to the normal operating conditions and attractive power output was observed in the reservoir temperature range of 670 to 700 °K. Although the exact composition in the liquid phase is not known, the resulting cesium and cesium oxide vapor pressures were estimated from the I-V characteristics to be of the order of 1 and 10^{-7} torr, respectively. In this paper, the feasibility of using the Cs_2O-Cs solution as a source of cesium and oxygen is discussed; the experimental system designed for a systematic investigation is described, and preliminary data are presented.

*This work was supported by NASA Lewis Research Center under Contract No. NAS3-14413; Leonard K. Tower, NASA Project Manager.

RESERVOIR COMPOSITION

Knowledge of the vapor pressure of mixtures of Cs_2O and Cs is necessary in order to predict the oxygen composition of the Cs-O mixture in the reservoir which will yield the desired pressures of Cs_2O and Cs. Far less is known about the vapor pressure of pure Cs_2O than is now known about its free energy and heat of formation, and there are no data on Cs_2O-Cs mixtures.

Tower[3] calculated the composition of the vapor above solutions of Cs_2O in Cs using thermochemical data for $Cs_2O(g)$ from reference 4 and for $Cs_2O(c)$ from reference 5. He showed that the results were quite sensitive to the thermal data used for the computations. For example, a computation using a Cs_2O atomization energy of 131 Kcal/mole (Ref. 7) instead of the value of 117 Kcal/mole (Ref. 6) employed in the Janaf tables[4] increased the gaseous oxygen concentration by 1 to 3 orders of magnitude. The unreported Cs_2O vapor pressures used by Tower[3] are shown in Figure 1 along with the data from an experiment by Klemm and Scharf[8] in which cesium oxide evaporating into a stream of flowing gas was condensed and weighed. The data of Klemm and Scharf is in good agreement with the computations of Tower based on the atomization energy of 117 Kcal/mole.

As described previously, thermionic data suggest cesium oxide vapor pressure values which are considerably lower than the calculated values and the data of Klemm and Scharf. Gusarov et al[7] have made mass spectrometric analyses of the evaporation products of a cesium oxygen system. The initial solid composition was Cs_2O_2, but reactions with the platinum container may have reduced the oxygen content. If it is assumed that the oxide is reduced to Cs_2O, the partial pressure deduced from this data is in agreement with the thermionic data, as shown in Figure 4. The uncertainties in the vapor pressure data shown in Figure 1 prohibit a reasonable estimate of reservoir composition. The curves in Figure 1 will be used to illustrate this point. In the following discussion a first approximation for the partial pressures for mixtures of Cs_2O in Cs can be determined from the vapor pressures of the pure components by assuming Raoult's law for a dilute solution:

$$p_{Cs_2O} = P_{Cs_2O} X_{Cs_2O}$$

where p_{Cs_2O} is the vapor pressure of pure Cs_2O and X is the mole fraction of Cs_2O in the mixture. Similarly,

$$p_{Cs} = P_{Cs} (1 - X_{Cs_2O}) \ .$$

Both p and P are temperature dependent. Using vapor pressure data, we can solve for the temperature and composition which yield the desired pressure,

$$P_{Cs} \sim 2 \text{ torr}, \quad P_{O_2} = 1/2\, P_{Cs_2O} \sim 10^{-7} \text{ torr}.$$

If we use lines A or B in Figure 1, the Cs_2O concentration will be so small for the pressure of interest that $X \ll 1$. The cesium partial pressure will then be only slightly less than the cesium vapor pressure. Therefore, to obtain about 2 torr of Cs, we need a reservoir temperature of 577°K.[9]

At this temperature $P_{Cs_2O} = 10^{-3}$ and 10^{-5} torr using curves A and B, respectively. In order to obtain $P_{Cs_2O} = 2 \times 10^{-7}$ torr, the Cs_2O mole fraction must be:

$$X = \frac{2 \times 10^{-7}}{10^{-3}} = 2 \times 10^{-4} \text{ and } \frac{2 \times 10^{-7}}{10^{-5}} = 2 \times 10^{-2}, \text{ respectively.}$$

If curve C in Figure 1 is used, however, the oxygen pressure of 10^{-7} torr is obtained from a solution which is primarily composed of Cs_2O at a temperature of 660°K. At this temperature, however, the cesium pressure is 13 torr, which requires a dilution to a cesium mole fraction of $X_{Cs} = 2/13 = 0.15$ or to a Cs_2O mole fraction of $X = 0.85$ in order to obtain the cesium vapor pressure of 2 torr. Note also that in this case Raoult's law is again assumed because of the low concentration of cesium in cesium oxide. Depending upon which vapor pressure data are accepted for cesium oxide, the required mole fraction of cesium oxide varies from $X_{Cs_2O} = 10^{-4}$ to 0.85.

It is therefore necessary that any experimental system for studying cesium oxide additives be capable of covering a wide range of reservoir compositions.

EXPERIMENTAL APPARATUS

An ideal system for examining Cs_2O-Cs solutions for a wide range of composition is the reservoir shown in Figure 2. In this system, oxygen can be admitted to the reservoir through valve V_1; the reservoir can be heated with both valves closed to achieve a uniform solution, and then valve V_2 can be opened to allow introduction of the mixture to the converter. Unfortunately, such a system cannot be easily achieved since the available valves do not remain operable when heated in a closed position in the presence of cesium.

An attempt to approach the desired system design is shown in Figure 3. The converter in Figure 3a is operated before the addition of oxygen

as an ordinary converter and its performance characteristics are recorded. Then the system is cooled to room temperature and a 0.5 inch O. D. copper tubing is inserted over the pinch-off and soldered to the reservoir, as shown in Figure 3b. When force is applied at the position of the arrows, the pinch-off is opened to allow addition of oxygen to the reservoir. After addition of oxygen, the tubing is pinched off to restore the configuration in Figure 3a. Note that the pool of cesium serves to isolate the converter from unreacted cesium, and the pinch-off allows addition of oxygen, therefore functioning as valves V_2 and V_1 in Figure 2.

The oxygenation sequence can be repeated as long as the length of the tubing allows. In the present experiment, the tubing was long enough to perform eight oxygen additions to study Cs_2O mole fractions of 0, 0.006, 0.018, 0.054, 0.16, 0.49 and 1.

The schematic diagram of the converter is shown in Figure 4. It employs a polycrystalline tungsten emitter which has been electropolished and heat treated, and a polycrystalline molybdenum collector. It is also equipped with a molybdenum guard ring which is fabricated by casting Al_2O_3 into the collector-to-guard gap to maintain temperature uniformity. The converter has been designed to avoid oxygen gettering materials such as niobium and tantalum, and to allow good conductance between the inter-electrode space and the reservoir.

PROCEDURE AND RESULTS

Thermionic performance of the converter was recorded before the injection of oxygen at the emitter temperatures of 1600, 1700, 1800, and 1900 °K. Typical cesium families before the introduction of oxygen are shown in Figures 5 and 6. The power of this converter, which had a polycrystalline tungsten emitter and a polycrystalline molybdenum collector, is compared with other converters in Figure 7. As expected, its power output, shown by the solid curve, is in between those of ⟨100⟩ and ⟨110⟩ preferred oriented tungsten emitters.[10]

After completion of the data acquisition in the absence of oxygen, the converter was cooled, the oxygen injection system was attached as in Figure 3b, and 100 cc of oxygen at a pressure of 26 torr was added to the 7 grams of cesium to produce a Cs_2O mole fraction of 0.006. The entire quantity of oxygen reacted with the cesium within a few minutes. The oxygen system was then pinched off and the reservoir was heated to 500 °K within two hours; cesium families were obtained at several emitter temperatures. These data were identical to the data prior to the addition of oxygen. The converter was then kept at the reservoir temperature of 500 °K for 20 hours to observe possible time dependencies and the data acquisition was repeated, giving similar results.

We proceeded with the next step of the experiment and added another 100 cc of oxygen at 51 torr to increase the Cs_2O mole fraction to 0.018. Again, after the converter had been kept at the reservoir temperature of 500°K for 20 hours to achieve uniformity of the solution, data were taken and compared with the cesium-only data. Comparison of typical cesium families in Figures 8 and 9 with families in Figures 5 and 6 show that the performance was not affected by increasing the Cs_2O mole fraction to 0.018. The system was again cooled to add another dose of oxygen to achieve a Cs_2O mole fraction of 0.054, but a leak was observed in the diode structure and the experiment had to be interrupted.

DISCUSSION

In view of the uncertainty in the cesium oxide vapor pressure data, a step-by-step addition and examination covering the entire range of Cs_2O mole fraction is needed to determine the required composition of the Cs_2O-Cs solution. The apparatus described here is shown to be appropriate for this application, and the experimental results have shown that cesium oxide mole fractions higher than 0.018 are needed to achieve oxygen effects. This is consistent with the previous thermionic data[2] and the data of Gusarov in Figure 1.

Another conclusion that can be drawn from these data is that it is not necessary to be concerned about avoiding oxygen impurities in the cesium reservoir, since Cs_2O mole fractions as high as 0.018 have failed to influence the performance.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge the many fruitful discussions with L. Tower and R. Breitwieser, and the assistance of C. Wright in data acquisition

REFERENCES

1. D. Lieb and F. Rufeh, "The Utilization of Tungsten Oxides for Additive Thermionic Converters," Third International Conference on Thermionic Power Generation, Julich, Germany, 1972.

2. F. Rufeh, D. Lieb and F. Fraim, "Recent Experimental Results on Electronegative Additives," Proc. of the Thermionic Conversion Specialists Conference, November 1967.

3. L. K. Tower, "Thermo Chemistry of Cesium-Oxygen Solutions and Their Gaseous Atmospheres, Estimated from a Phase Diagram," NASA TMX-2157, 1971.

4. D. R. Stull, ed., JANAF Thermochemical Tables, The Dow Chemical Co., Midland, Michigan.

5. J. P. Coughlin, "Contributions to the Data on Theoretical Metallurgy, XII. Heats and Free Energies of Formation of Inorganic Oxides," Bull. 542, Bureau of Mines, 1954.

6. A. M. Emel'yanov, A. V. Gusarov, L. N. Gorokhov, and N. A. Sadovnikova, "Study of Cesium Hydroxide and Oxide Vapors by the Electron-Impact Method," Teor, Eksp. Khim., Vol. 3, No. 2, 1967, pp. 226-232.

7. A. V. Gusarov, L. N. Gorokhov, and A. G. Efimova, "Mass-Spectrometric Study of the Evaporation Products of a Cesium-Oxygen System," High Temp., Vol. 5, No. 4, July-Aug. 1967, pp. 524-529.

8. W. Klemm and H. J. Scharf, "Zur Kenntnis der Verdampfungsvorgange bei den Alkalimetalloxiden Zeitschrift fur Anorganische Allgemeine," Chemie Vol. 303, pp. 236-282, 1960.

9. W. Nottingham, "General Theory of Plasma Diode Energy Converter," Thermo Electron Report TE 7002-5.

10. F. Rufeh, "Experimental Analysis of Converter Performance," Third International Conference on Thermionic Power Generation, Julich, Germany, 1972.

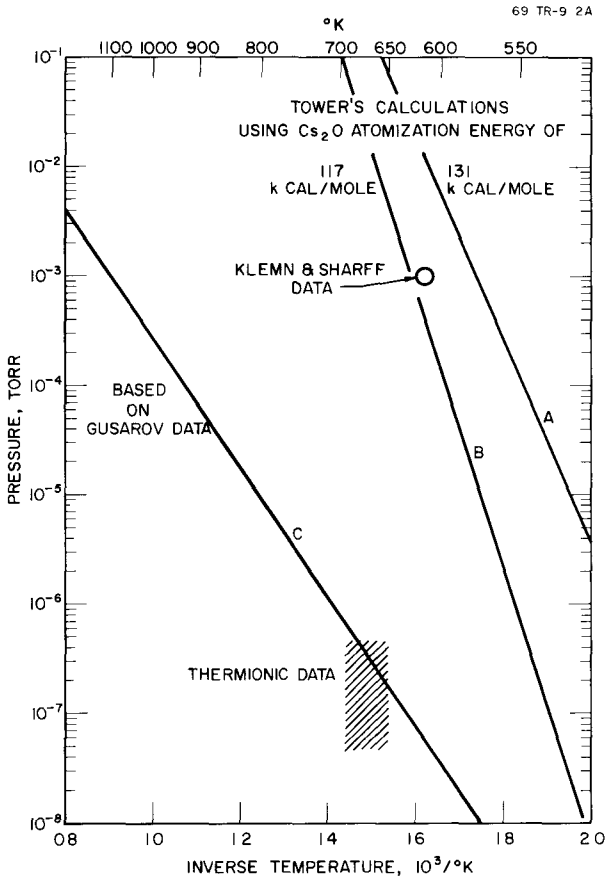


Figure 1. Vapor Pressure Characteristics of Cs_2O.

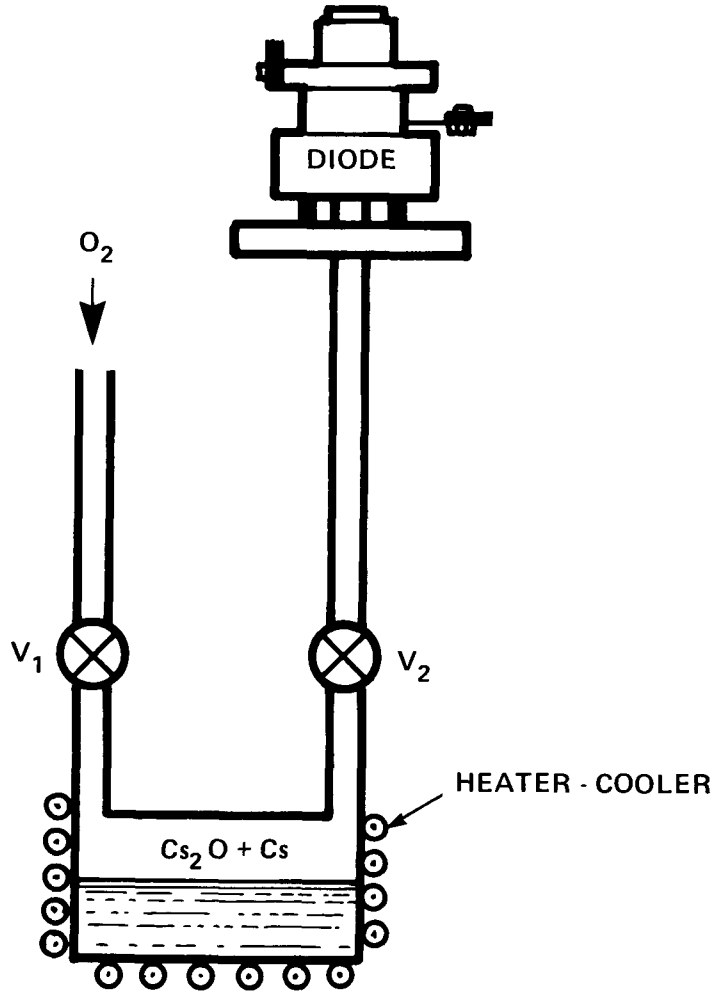
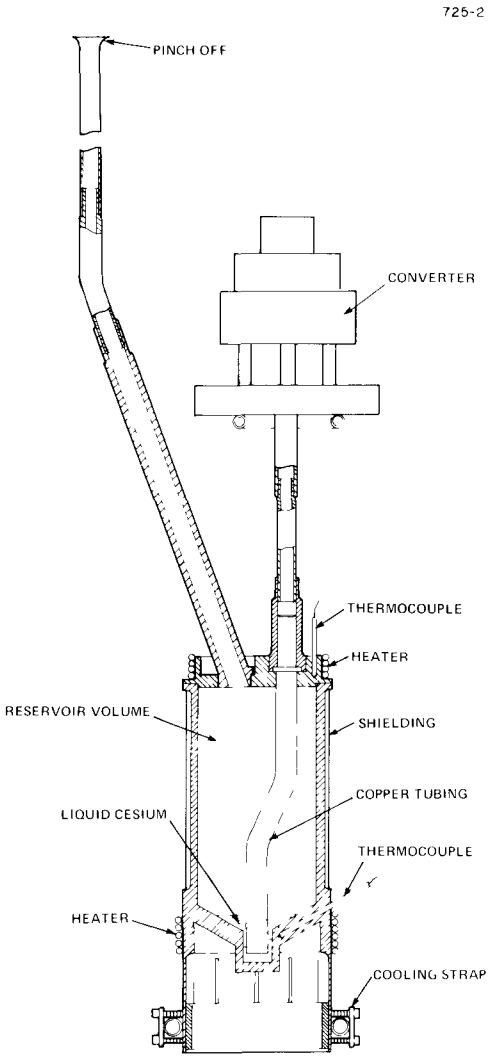
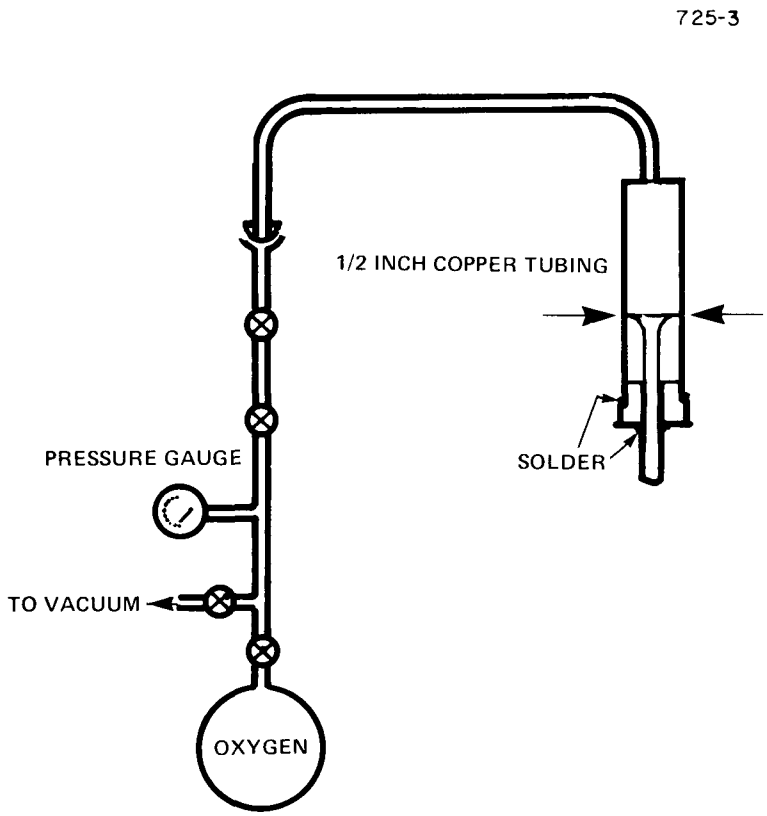


Figure 2. The Conceptual Schematic of the Experimental System Required for Cesium Oxide - Cesium Investigations.



(a) System Under Thermionic Operating Conditions



(b) System Set Up for Addition of Oxygen

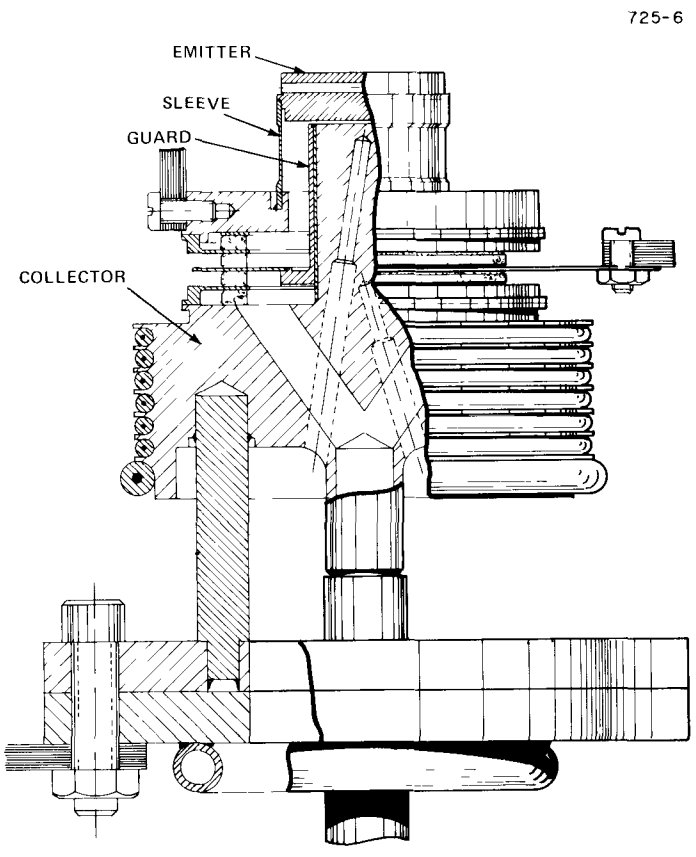


Figure 4. Schematic of the Thermionic Converter.

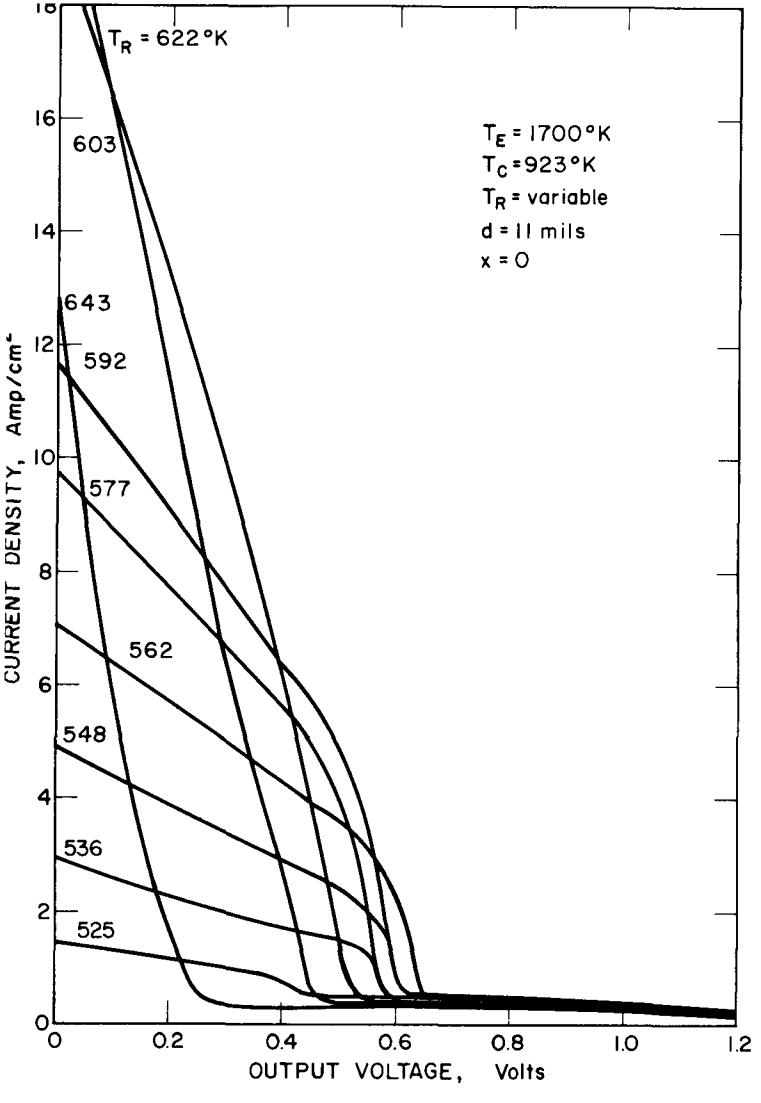


Figure 5. Variable Cesium Temperature Family in the Absence of Cs_2O at T_E = 1700°K.

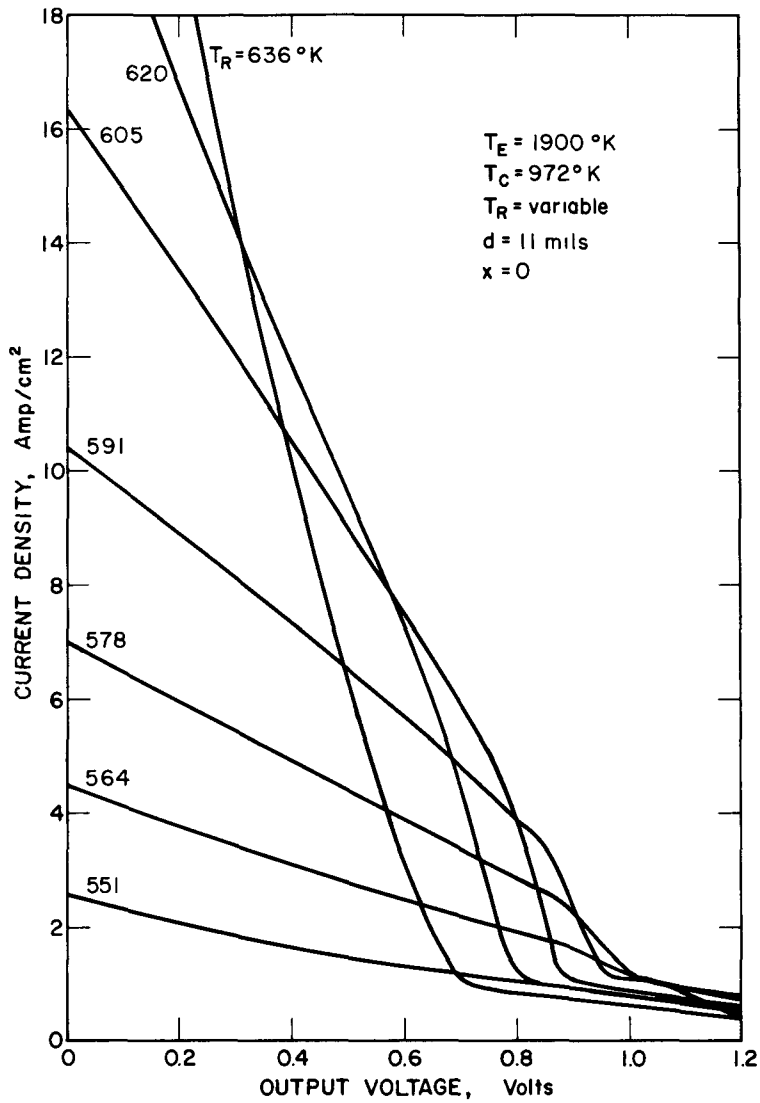


Figure 6. Variable Cesium Temperature Family in the Absence of Cs_2O at T_E = 1900°K.

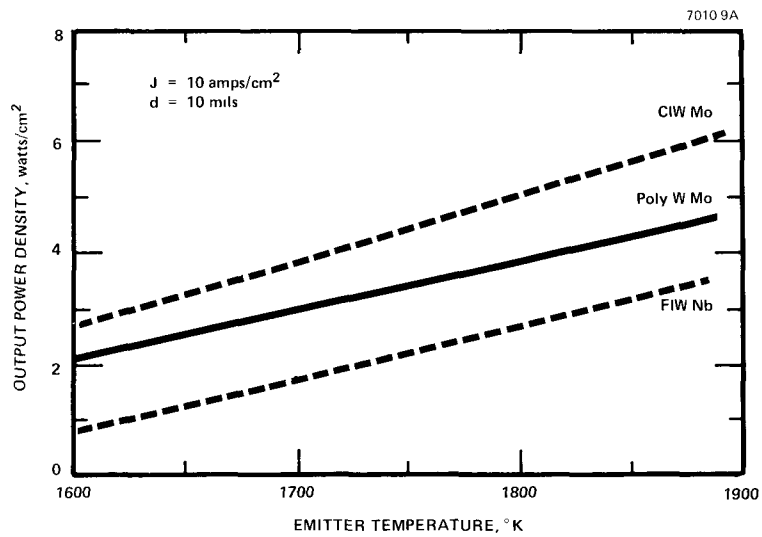


Figure 7. Comparison of Polycrystalline Tungsten Emitter Performance with Those of FlW ⟨100⟩ and ClW ⟨110⟩.

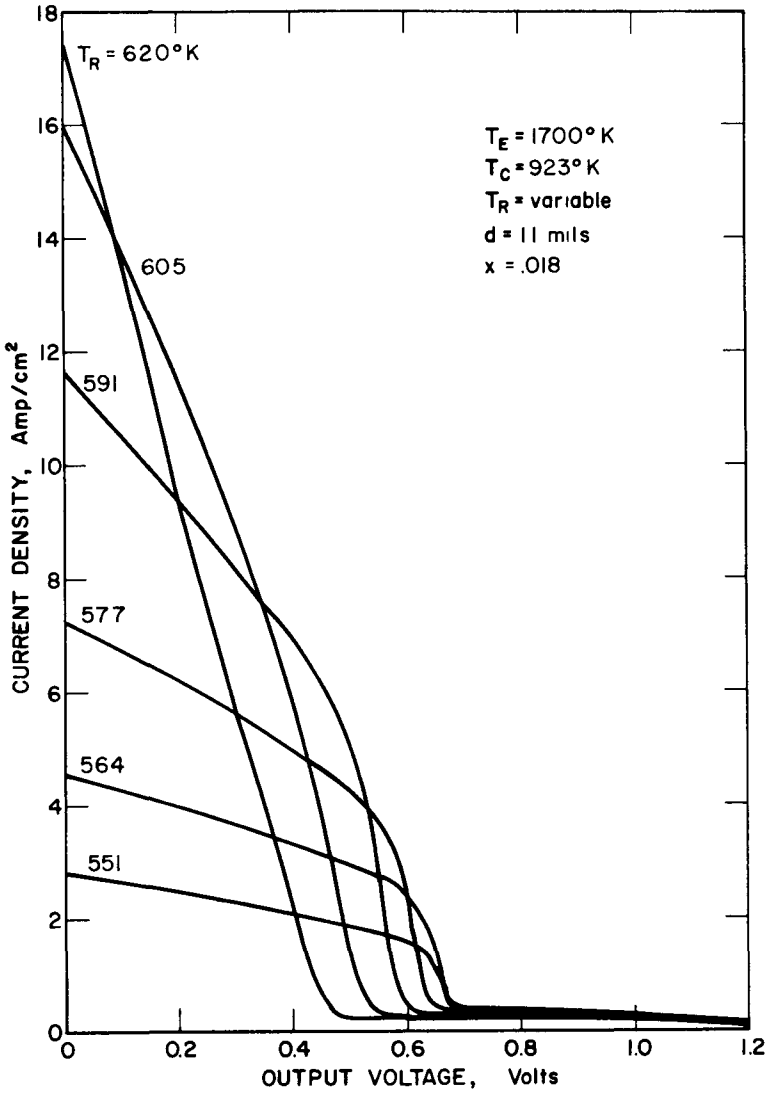


Figure 8. Variable Cesium Temperature Family at a Cs_2O Mole Fraction of 0.018 at an Emitter Temperature of 1700°K.

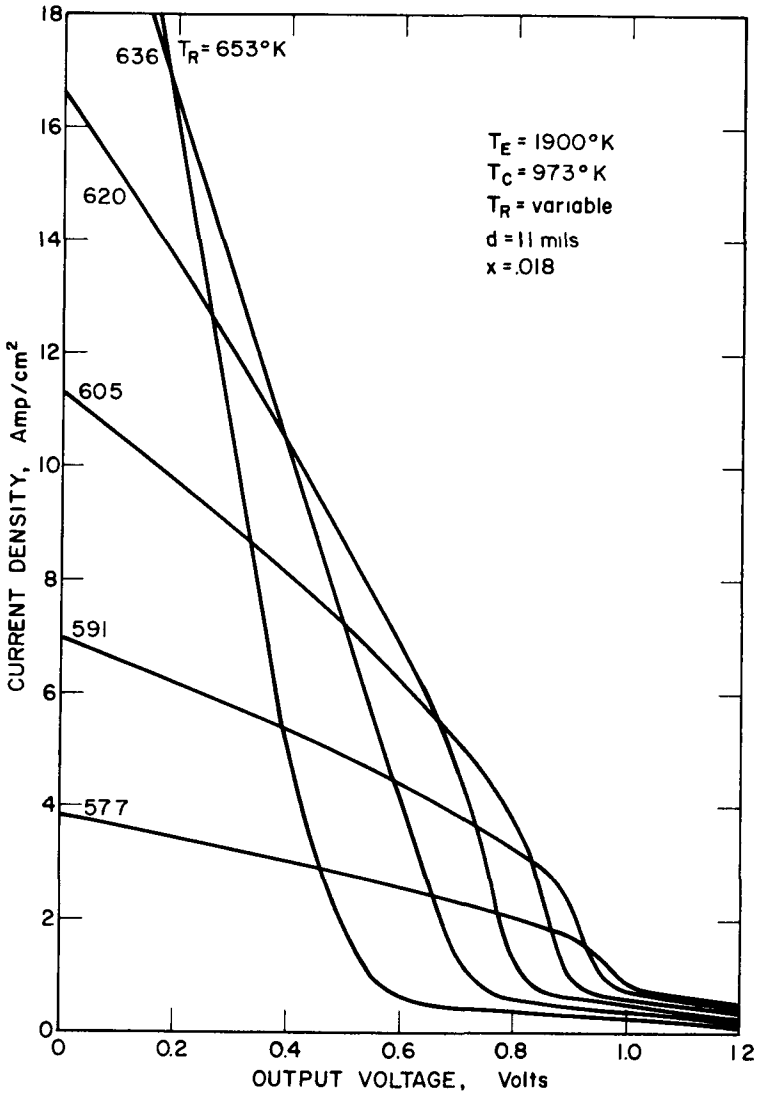


Figure 9. Variable Cesium Temperature Family at a Cs_2O Mole Fraction of 0.018 at an Emitter Temperature of 1900°K.

D I S C U S S I O N

D.V. KARETNIKOV: What was the concentration and composition of the residual gases in the oxidation chamber and subsequently in the converter?

F. RUFEH: The background pressure in the oxidation chamber was 10^{-9} torr, and in the converter about 10^{-8} torr after outgassing. We did not analyse the residual gases with a mass spectrometer in this experiment, but we have done such analyses on similar converters. We have found hydrogen, nitrogen, carbon monoxide and argon in that order of abundance.

F. GROSS: Did you do any calculations in respect of the layer deposited on the collector, in particular to determine whether the atoms had been transferred to the collector by evaporation only or by some other process as well - e.g. water cycle?

F. RUFEH: The quantity of material deposited on the collector was much too large to be accounted for by evaporation alone. We believe that the layers found on the collectors of the unintentional additive diodes were formed either by direct oxidation of the collector or by oxidation of the emitter with subsequent deposition on the collector.

K. SHIMADA: How thick was the metal oxide film on your molybdenum collector? I would also be interested to hear your comments on the longevity of the film: how long do you think the effect would last at T_c = 1000°K?

F. RUFEH: We have done some calculations on the assumption that oxygen atoms leaving the interelectrode space never return and that this accordingly constitutes the loss rate. On the pessimistic assumption that collisions with caesium atoms do not limit the loss rate at all, we find that a layer of 10-20 μm tungsten oxide on the collector would last for ten years if the system were operated at 10^{-7} torr, and for 50 years at 10^{-8} torr. This is quite rigorous, as it allows for only a 10% drop in power output.

We have had layers of different thickness in our various converters. The layer formed in oxygenation at 10^{-5} torr was very thin - indeed

› could not measure it. For another diode that is now on lifetime
›st (1400 hours completed so far) we calibrated our oxygenation
›nditions by evaporation on known samples. Our calculations show
ıat the amount of oxide formed on the collector of this converter
›rresponds by now to a layer of approximately 5 µm - a figure close
› what we think is actually needed for a long life.

BLANK

INVESTIGATIONS OF THE COLLECTOR MATERIAL WORK FUNCTION INFLUENCE ON THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF THERMIONIC CONVERTERS IN AN ARC MODE

ABSTRACT

Gverdtsiteli I.G., Kudziev A.G., Kucherov R.Ya., Tsakadze L.M., Tskhakaya V.K.

Physical-Technical Institute of the State Committee on Utilization of Atomic Energy, Sukhumi, USSR.

The paper gives the studies of the electrical characteristics of the thermionic converter with the emitter of /110/-oriented single-crystal molybdenum and the collector of single crystal molybdenum and niobium with /110/-oriented crystallographic planes and of polycrystalline niobium.

It is shown that in an arc mode the electrical characteristics of the thermionic converter practically do not depend on the anode material work function with cathode materials being the same, at the fixed cathode temperature, the inter-

electrode gap and the cesium vapour optimal pressure for each anode temperature and the output voltage to the certain value (V_{cr}), or the thermionic converter current density (j_{cr}). The output voltage exceeding V_{cr} (or at $j < j_{cr}$) the thermionic converter specific power grows with the increase of the anode material vacuum work function.

J_{cr} has various values depending on the vacuum work function magnitude of collector materials. However, this value for the given pair of electrodes is a constant value. Apparently, there is a particular conjunction between the value j_{cr} and the anode-side barrier that is under study at present.

Исследование влияния работы выхода материала коллектора на электрические характеристики ТЭП в дуговом режиме

Гвердцители И.Г., Кудзиев А.Г., Кучеров Р.Я., Цакадзе Л.М., Цхакая В.К.

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ, КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ, СССР

В настоящее время по вопросу влияния материала коллектора на электрические характеристики преобразователя существуют два различных мнения: согласно работам [1,2] выходные параметры преобразователя при одинаковых катодных материалах зависят от материала коллектора. Однако в работе [3] высказывается противоположное мнение.

С целью изучения влияния работы выхода материала коллектора на электрические характеристики преобразователя в дуговом режиме было проведено исследование цезиевого ТЭП с анодами из монокристаллического молибдена и ниобия с ориентацией кристаллографических плоскостей [110] и поликристаллического ниобия. В качестве материала эмиттера использовался монокристаллический молибден с ориентацией плоскости [110] . Отклонение поверхностей монокристаллических электродов от кристаллографических плоскостей, измеренное методом рентгеноструктурного анализа, не превышало 1^{0}.

На отдельном стенде измерялась вакуумная работа выхода исследуемых электродных материалов до монтажа их в преобразователь. Работа выхода определялась методом "полного тока" путем снятия прямых Шоттки. Измерение показало, что в интервале температур образца 1100–1800°С работа выхода электродных материалов из Mo[110], Nb[110] и поликристаллического ниобия равнялись $5 \pm 0{,}02$ eV, $4{,}8 \pm 0{,}02$ eV и $3{,}95 \pm 0{,}2$ eV соответственно. Ни в одном из измерений не наблюдалось существенного изменения работы выхода с ростом температуры образца. После эксперимента снова были проведены измерения работы выхода и были получены те же самые значения.

Опыты проводились в ТЭП с плоско-параллельной конфигурацией электродов с регулируемым межэлектродным зазором. Диаметры рабочей части коллекторов равны диаметру эмиттера (ø 14 мм). Для ограничения эмиссии с боковых поверхностей электродов и предотвращения паразитных разрядов по всей длинне катодных и анодных узлов одевались охранные кольца цилиндрической формы. Рабочий объем прибора откачивался турбомолекулярным насосом. С целью уменьшения влияния эмиссионно-активных остаточных газов на электроды ТЭП в катодные и анодные области прибора помещались танталовые и ниобиевые геттеры. Преобразователь обезгаживался при температурах на $\sim$ 150°С выше наибольших рабочих температур. При этом давление остаточных газов в рабочей полости составляло $1 \cdot 10^{-7}$ тор.

Напуск цезия в термостат производился после предварительной вакуумной дистилляции. Термостатирование жидкой фазы цезия осуществлялось с точностью ±1°С. В процессе снятия харак-

теристик температура эмиттера поддерживалась постоянной с точностью $\pm 2^{0}$C электронным стабилизатором температуры, а температура коллектора — $\sim$ I0^{0}C.

На рис. I показаны огибающие вольтамперные характеристики, построенные для всех исследуемых коллекторных материалов при температуре эмиттера (T_E) I600^{0}C и температурах коллектора (T_C) 650, 900^{0}C. Анализ этих кривых показывает, что при одинаковых катодных материалах, фиксированной температуре эмиттера и коллектора до определенных (критических) значений выходного напряжения (V_{cr}) или плотности тока преобразователя (j_{cr}) электрические характеристики ТЭП практически не зависят от материала коллектора. При выходных напряжениях, больше V_{cr} (или при $j < j_{cr}$) удельная мощность преобразователя растет с увеличением вакуумной работы выхода материала коллектора.

Зависимость V_{cr} и j_{cr} от температуры электродов показана на рис. 2. На рис. 2а эта зависимость построена от T_C для ТЭП с коллекторами из Mo [II0] и поликристаллического ниобия. Критическое напряжение, начиная с которого сказывается влияние работы выхода материала коллектора на электрические характеристики преобразователя, имеет максимум в области оптимальных анодных температур, соответствующей максимальной выходной мощности (T_C 650–700^{0}C); причем форма кривых меняется по одному и тому же закону, как при высоких (I600^{0}C), так и при низких температурах эмиттера (I460^{0}C). В отличие от зависимости $V_{cr} = f(T_C)$ критическое напряжение растет с увеличением температуры эмиттера (рис. 2в). Указанное изменение V_{cr} от

температуры электродов связано с разным характером сдвига вольтамперных характеристик с изменением T_E и T_C.

Иной характер носят зависимости $j_{cr} = f(T_C)$ и $j_{cr} = f(T_E)$. Эти параметры практически не зависят от температуры электродов. Следует отметить, что в зависимости от вакуумной работы выхода коллекторных материалов j_{cr} имеет разные значения. Например, в случае коллекторов из $Mo_{[110]}$ и поликристаллического ниобия $j_{cr} \approx 7$ а/см^2, а в случае – $Mo_{[110]}$ и $Nb_{[110]}$ – ≈ 5 а/см^2 (рис.1). Но j_{cr} для данной электродной пары является постоянной величиной. Повидимому, между величиной j_{cr} и прианодным барьером существует определенная связь, изучение которой позволит выяснить зависимость выходных параметров преобразователя от материала коллектора при высоких выходных напряжениях.

Зависимость выходных параметров преобразователя от материала коллектора при высоких выходных напряжениях наблюдается и при малых межэлектродных расстояниях (рис.3).

Резюмируя полученные экспериментальные результаты, можно сделать вывод, что при фиксированной температуре эмиттера, межэлектродном зазоре и оптимальном давлении паров цезия для каждой температуры коллектора и выходного напряжения, имеется область выходного напряжения (или плотности тока преобразователя), где выходные параметры ТЭП практически не зависят от работы выхода материала коллектора. Электрические характеристики ТЭП зависят от работы выхода коллектора при высоких выходных напряжениях (при $V > V_{cr}$) или начиная с определенного значения плотности тока преобразователя (при $j < j_{cr}$). Возможно это связано с наличием двойного приэлектродного слоя у поверхности коллектора. Выяснение этого явления требует дальнейшего исследования.

Гвердцители И.Г. Кудзиев А.Г.
Кучеров Р.Я. Пакадзе Л.М.
Цхакая В.К.

Л И Т Е Р А Т У Р А :

[I]. Wilson V.C.; Lawrence J.; "Advanced Energy conver.", vol. 4, pp.I95-22I, I964.

[2]. Holland J.W.; Jates M.K.; Schwarzer D.; Kay J.; Second conf. Int. cont. Therm. Electr. Power Generation, Streca, I968.

[3]. Lieb D.; Rufeh F.; 9-TCSC-70, Miami Beach, Florida, October 26-29, I970, paper j-4.

Р Е Ф Е Р А Т

к докладу "Исследование влияния работы выхода материала коллектора на электрические характеристики ТЭП в дуговом режиме"

Гвердцители И.Г. Кудзиев А.Г., Кучеров Р.Я., Цакадзе Л.М., Цхакая В.К.

В работе приводятся результаты экспериментального исследования цезиевого ТЭП с эмиттером из монокристалла молибдена с ориентацией кристаллографической плоскости [110], коллекторами из монокристаллов молибдена и ниобия с ориентацией плоскости [110] и поликристаллического ниобия. Приводится сравнение электрических характеристик ТЭП с разными коллекторными материалами. Рассматривается зависимость выходных параметров преобразователя от вакуумной работы выхода материала коллектора на разных участках вольтамперных характеристик.

Иллюстр. 3, библ. 3.

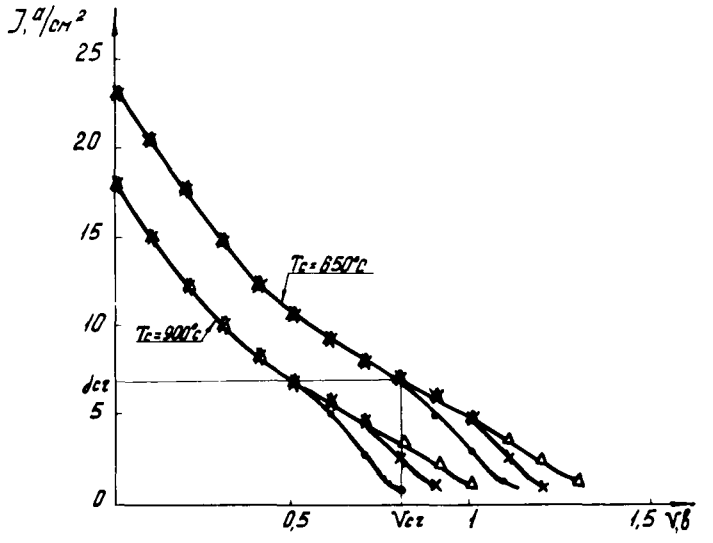


Рис 1

Огибающие вольтамперные характеристики

Эмиттер-Mo[110], Коллекторы Δ-Mo[110], x-NB[110], • – поликристаллический NB
$T_в$ = 1600°C, P_{cs} - опт L = 0,4 мм.

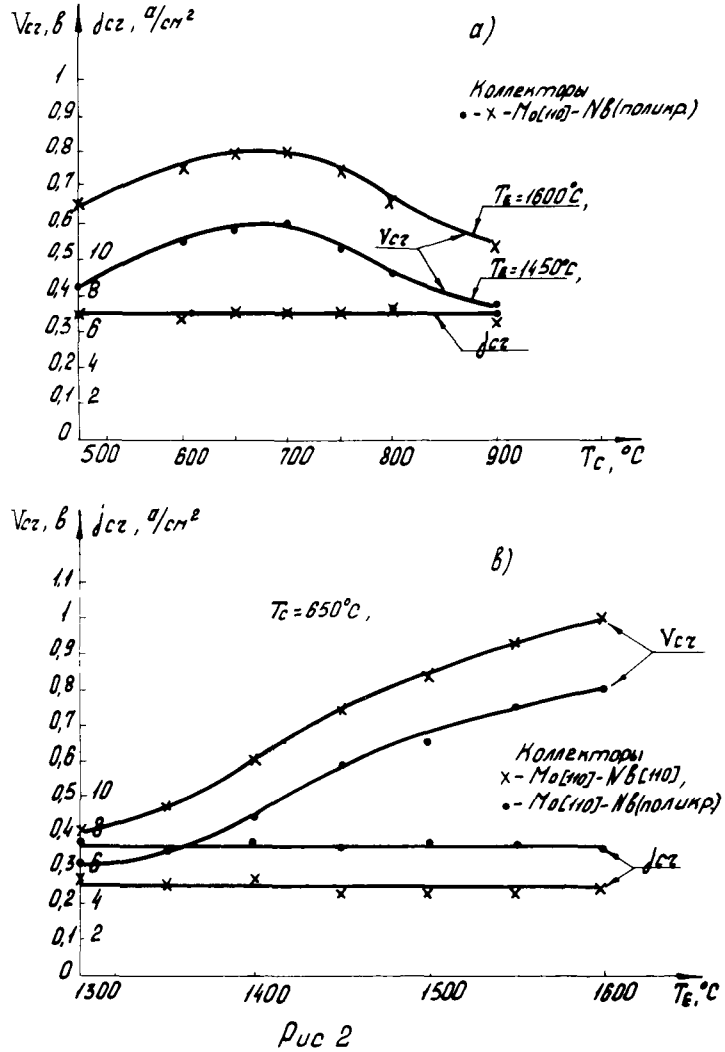


Рис 2

Зависимости Vсг и jсг от температуры электродов

Эмиттер-Mo[110], P_{cs} - опт L = 0,4 мм

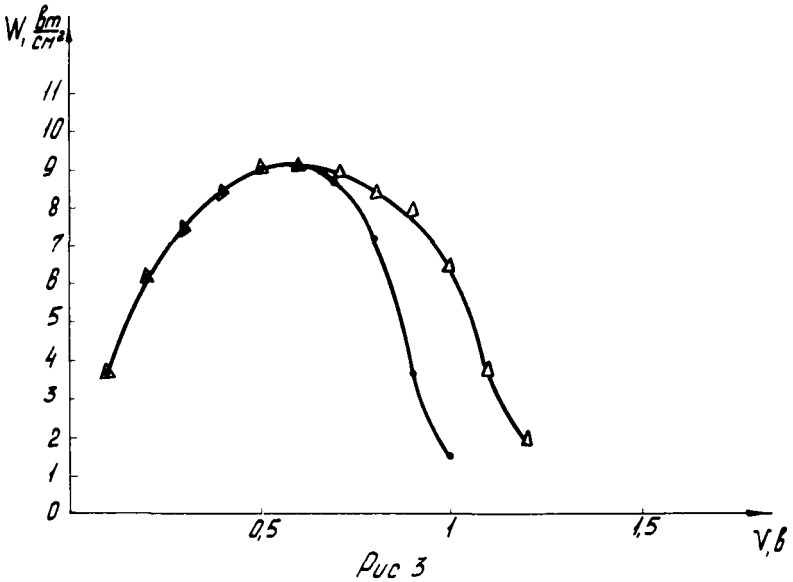


Рис 3

Зависимость удельных мощностей ТЭП от выходных напряжений
Эмиттер-Mo[110], Коллекторы: Δ - Mo[110], • – поликристаллический Mo
T_E = 1800°C, T_C = 650°C; L = 0,2 мм P_{Cs} - опт

The Influence of Magnetic Pressure on the Performance of a High-Current Discharge Thermionic Converter

V.K. Nevolin, V.P. Tsiberov, V.K. Tskhakaya, V.I. Yarygin
Physico-technical Institute, Committee for the Utilization of Atomic Energy

Results are presented of theoretical and experimental investigations into the influence of magnetic pressure on the performance of a high-current cylindrical thermionic converter with cesium-barium filling at low pressures. The results of calculations are compared with experimental data. The experimental profiles of the current density along the converter at different total currents are shown.

Влияние магнитного давления на работу разрядного сильноточного термоэмиссионного преобразователя

В.К.Неволин, В.П.Циберев, В.К.Цхакая, В.И.Ярыгин

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ, КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ, С С С Р

Влияние собственного поперечного магнитного поля на коэффициенты переноса плазменного промежутка достаточно хорошо изучено /I/. Под влиянием этого поля уменьшается ток в преобразователе. В связи с этим необходимо выбирать геометрические размеры преобразователя такими, чтобы возникающее магнитное поле не сильно уменьшало ток в преобразователе. Однако этого критерия может оказаться недостаточно в случае преобразователей, работающих при низких давлениях наполнителя.

Наличие собственного магнитного поля ТЭП вызывает появление пондеромоторных сил, которые могут приводить к градиенту давления наполнителя вдоль преобразователя.

Впервые этот эффект в термоэмиссионном преобразователе рассматривался в работе /2/. Однако в этой работе рассматривался разряд в цезии при высоком давлении и небольшой плотнос-

ти тока $j \leq$ 10 а/см^2. Перепад давления цезия, возникающий в таком разряде, составляет 10-20% давления над испарителем и несущественно влияет на характеристики разряда.

Экспериментальные исследования, проведенные на плоскопараллельных термоэмиссионных преобразователях с цезий-бариевым наполнением, показали, что разряды в смеси $Cs-Ba$ характеризуются высокими плотностями тока $j \sim 40 \div 60$ а/см^2 и низкими давлениями наполнителя $P \sim 10^{-1}$ тор /3/. Для таких разрядов оценка перепада давления наполнителя, проведенная по формулам работы /2/, дает величину, значительно превышающую давление над испарителем. В связи с этим необходимо провести последовательный учет влияния магнитного давления на вольтамперную характеристику преобразователя, работающего при низких давлениях наполнителя.

Результаты расчета

Исходная система уравнений для цилиндрического преобразователя с межэлектродным зазором "d", много меньшим радиуса электродов, запишется в виде:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{1}{c} H(x) \cdot j(x) \qquad (1)$$

$$\frac{dH}{dx} = -\frac{4\pi}{c} j(x) \qquad (2)$$

$$j = j(P) \qquad (3),$$

где P и $H(x)$ (соответственно давление наполнителя и магнитное поле вдоль преобразователя, C - скорость света. Система уравнений описывает изменение тока вдоль преобразователя при заданном напряжении на электродах и прочих неизменных па-

раметрах. Необходимо также отметить, что в уравнениях (I), (2) и (3) речь идет только о давлении цезия, так как сечения рассеяния ионов и атомов цезия на атомах бария можно считать в первом приближении одного порядка и, таким образом, в этом приближении можно пренебречь давлением бария вдоль цилиндрического преобразователя /4/.

Поскольку нет аналитических зависимостей $j = j(P)$, воспользуемся экспериментальными данными, полученными на приборах плоской геометрии с цезий-бариевым наполнением, рис. I. Для иллюстрации влияния пондеромоторного эффекта на вольтамперную характеристику аппроксимируем семейство кривых на рис.I симетричной параболой. Тогда система уравнений (I), (2) и (3) легко интегрируется. Ход распределения плотности тока вдоль преобразователя зависит от взаимного расположения коммутации электродов и места подачи паров цезия.

На рис. 2 показаны результаты расчета для случая, когда коммутация электродов производится с одного конца преобразователя, а подача цезия происходит либо с противоположной от коммутации стороны, рис. 2а, либо со стороны коммутации, рис. 2б. Расчет проводился для преобразователя длиной $\ell = 5$ см при постоянном напряжении на электродах $V = -0{,}3$в и межэлектродном зазоре $d = 0{,}3$ мм. Оптимальное давление цезия составляло $P_m = 0{,}28$ тор. Для расчета выбирались три значения давления цезия над испарителем: I) – $P_{cs} = P_m$, 2) $P_{cs} = 1{,}7\,P_m$ и 3) $P_{cs} = 0{,}29\,P_m$. Из рисунков видно, что пондеромоторный перепад давления наполнителя существенно уменьшает ток преобра-

зователя для приведенного режима. Необходимо отметить, что ход кривых на рис. 2а, 2б должны быть принципиально не симметричный. Согласно системе уравнений (I), (2), (3), ограничение тока определяется зависимостью $j = j(P)$ и длиной преобразователя.

Далее покажем, что уменьшение коэффициентов переноса собственным поперечным магнитным полем в ТЭП низкого давление невелико, а следовательно, и обусловленное этим уменьшение тока преобразователя менее значительно, чем за счет магнитного давления. Вычислим параметр Холла:

$$\omega \tau_e = \frac{eH\tau_e}{mc} \qquad (4)$$

Поскольку концентрация плазмы в сильноточных режимах при плотностях тока $j \geq$ 5 а/см^2 не менее $n \simeq$ 10^{14} см$^{-3}$ /5/, то определяется в основном столкновениями электронов на ионах и по порядку величины не более $\tau_e = 10^{-10}$ сек. Тогда, согласно /11/, влиянием магнитного на вольтамперную характеристику можно пренебречь, если $\omega \tau_e \leq 1$. Максимальное магнитное поле в цилиндрическом ТЭП в приближении постоянной плотности тока равно $H_m = \frac{4\pi L j}{c}$. Подставляя это выражение в (4), находим критическую длину $L_{кр}$ преобразователя, при которой еще не существенно ограничивается ток

$$L_{кр} \leq \frac{500}{j} \text{ см} \qquad (5),$$

где j – плотность тока в а/мм^2.

Из (5) видно, что длина преобразователя L = 5 см приемлема до удельных токов $j \simeq$ 100 а/см^2. Однако из рис. 2а, 2б видно, что ограничения существенны для этой длины преобразователя уже при плотностях тока $j \simeq$ 25 а/см^2.

Экспериментальные результаты

В этой части работы приводятся первые экспериментальные результаты по исследованию влияния магнитного давления на работу сильноточного ТЭП с низким давлением наполнителя.

Эксперименты проводились на цилиндрическом ТЭП с длиной рабочей части электродов ℓ = 5 см и межэлектродным зазором в холодном состоянии δ = I мм. Диаметр катода составлял $\mathcal{D}$ = I4 мм. Коммутация электродов осуществлялась с одного конца преобразователя, пары цезия и бария подавались в межэлектродный зазор со стороны коммутации. В анод циллиндрического ТЭП на одном уровне с рабочей поверхностью анода были встроены четыре изолированных электрода диаметром 5 мм. Эти электроды работали в режиме анода и предназначались для снятия профилей плотности тока вдоль рабочей поверхности ТЭП. Работа этих электродов проверялась путем сравнения интеграла от измеренного распределения тока вдоль ТЭП с полным током через прибор. При полных токах через прибор больше I00а наблюдалось хорошее согласие этих величин.

На рис. 3 приведены измеренные профили тока вдоль ТЭП при различных полных токах I через прибор. Поскольку температуры электродов вдоль ТЭП были не постоянными, как это было принято при расчете, то пока не представляется возможным провести количественное сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Обсудим наблюдаемые экспериментальные профили тока. Согласно (I) и (2) в рассматриваемом случае распределение давления цезия вдоль ТЭП будет описываться выражением:

$$P(x) = P_0 + \frac{H_0^2 - H^2(x)}{8\pi_L} \qquad (6),$$

где $$H(x) = \frac{4\pi}{c}\int_x^{} j(x)dx \qquad (7),$$

$$H(0) = \frac{4I}{cD} \qquad (8),$$

P_0 – давление цезия на входе в межэлектродный зазор.

Согласно (6) и (7) давление наполнителя должно возрастать в сторону противоположную коммутации, причем, чем больше полный ток через прибор, тем больше должен быть перепад давления наполнителя.

Если наблюдаемые распределения плотности тока, рис. 3, определяются магнитным давлением, то на основании соотношений (6) и (7) можно восстановить вид зависимости $j = j(P)$. При количественном сравнении эта зависимость может быть точно проверена. В нашем случае при качественном подходе наблюдается характерный вид зависимости плотности тока от давления цезия, рис. 4 (см. например /I/ стр. 359).

Перераспределение экспериментальных профилей тока объясняется тем, что оптимальное давление цезия, при котором наблюдается максимум плотности тока, смещается в сторону коммутации при увеличении перепада давления цезия. Согласно рис. 4 оптимальное давление цезия равно $P_m \simeq$ I,2 тор. Максимальные давления цезия в приборе, расчитанные по формулам (6) и (7) из рис.3 состовляют: а) P_z = 0,53 тор., б) P_z = I,04 тор., в) P_z = I,46 тор. Необходимо отметить, что экспериментальные данные рис. 3 получены при небольших положительных напряже-

ниях ~ 0,5÷0,7в, в отличие от данных рис. I. Возможно этим и объясняется столь большое различие в оптимальных давлениях цезия для рис. I и рис. 4.

Таким образом, зависимость $j = j(P)$ на рис. 4 и перераспределения профилей тока говорят о качественном согласии между расчетными и экспериментальными данными.

Для случая когда коммутация электродов осуществляется с одного конца преобразователя существенное значение имеет место подачи наполнителя. Так как правая ветвь зависимости $j = j(P)$ является более пологой, то с точки зрения ограничения тока за счет магнитного давления, по-видимому, более выгодной является подача цезия со стороны коммутации. С другой стороны из рис. 2а, 2б видно, что в случае подачи цезия со стороны коммутации большая часть тока проходит вблизи коммутации. Это приводит к меньшим потерям напряжения при протекании тока по электродам.

В заключение необходимо отметить, что приведенные экспериментальные результаты являются первыми и в настоящее время проводится детальное исследование этого явления.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I . И.П.Стаханов, А.С.Степанов, Ю.К.Гуськов "Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии". Атомиздат, I968.

2 . Г.Е.Пикус ЖТФ 3I, 8 (I96I), I0I3.

3 . И.Г.Гвердцители, Р.Я.Кучеров, Г.И.Ткешелашвили, В.К.Цхакая Сб. "Термоэмиссионное преобразование энергии" изд. ВНИИТ, М., I969, стр. I89.

4 . С.И.Брагинский сб. "Вопросы теории плазмы", под ред. М.А.Леонтовича, Атомиздат, М., т.I, I963, стр. I83.

5. Ф.Г.Бакшт, И.Г.Гвердцители, Г.А.Дюжев, В.Б.Каплан, Р.Я.Кучеров, Б.Я.Мойжес, В.К.Неволин, Г.И.Ткешелашвили, В.П.Циберев, В.Г.Юрьев. ЖТФ, 39 (I969) I536.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. I Зависимость плотности тока от давления цезия

$T_к$ = I800°C o - p_{Ba} = 5.10^{-2} тор

d = 0,3 мм • - p_{Ba} = $1,5.10^{-2}$ тор

V =-0,3 в + - p_{Ba} = $3,5.10^{-2}$ тор

Рис. 2 Расчетные распределения плотности тока вдоль преобразователя.

I - $p_{Cs} = p_m$

2 - $p_{Cs} = 1,7\, p_m$ p_m = 0,28 тор - над испарителем

3 - $p_{Cs} = 0,29\, p_m$

а) подача цезия с противоположной от коммутации стороны;

б) подача цезия со стороны коммутации.

Рис. 3 Экспериментальные профили плотности тока вдоль преобразователя.

$T_к \simeq$ I800°C p_{Cs} = $3,5.10^{-2}$тор - над испарителем

$T_a \simeq$ 900°C p_{Ba} = $3,5.10^{-2}$тор

Рис. 4 Зависимость плотности тока от давления наполнителя.

$T_к \simeq$ I800°C p_{Cs} = $3,5.10^{-2}$ тор - над испарителем

$T_a \simeq$ 900°C p_{Ba} = $3,5.10^{-2}$тор

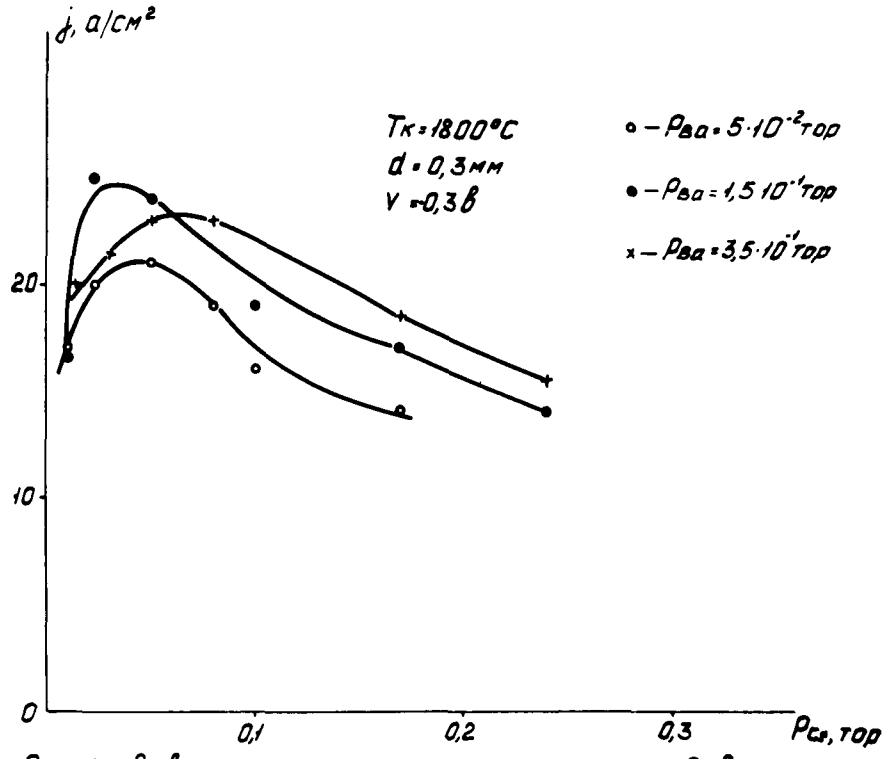


Рис. 1 Зависимость плотности тока от давления цезия

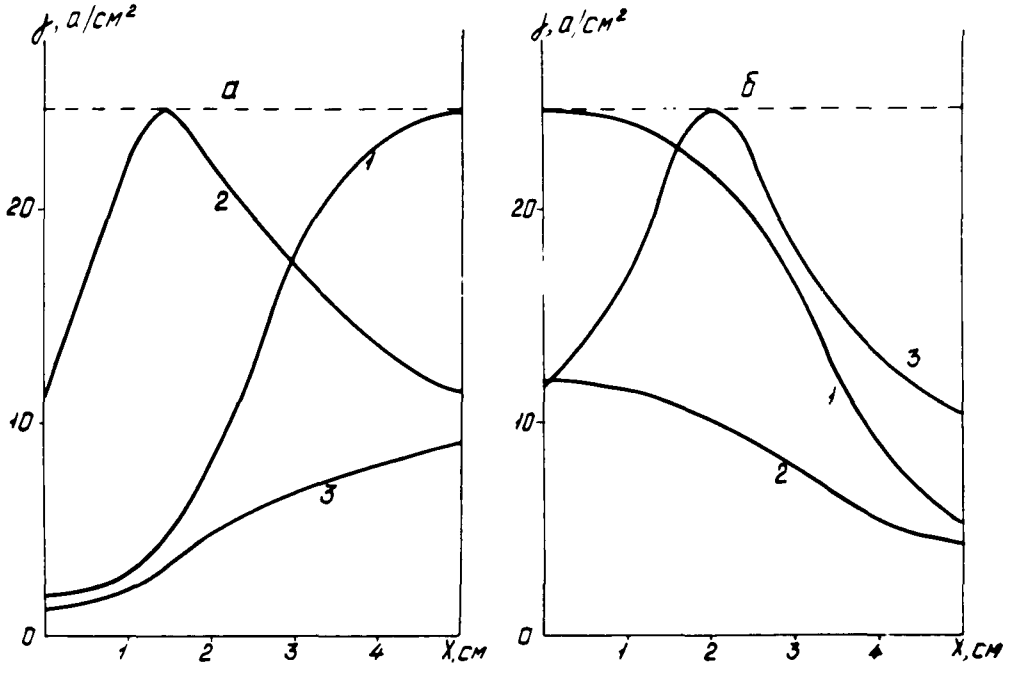


Рис 2 Расчетное распределение плотности тока вдоль преобразователя

$T_к = 1800°C$ $P_{Cs} = 3{,}5 \cdot 10^{-2}$ тор – над испарителем
$T_а \approx 900°C$ $P_{Ba} = 3{,}5 \cdot 10^{-2}$ тор

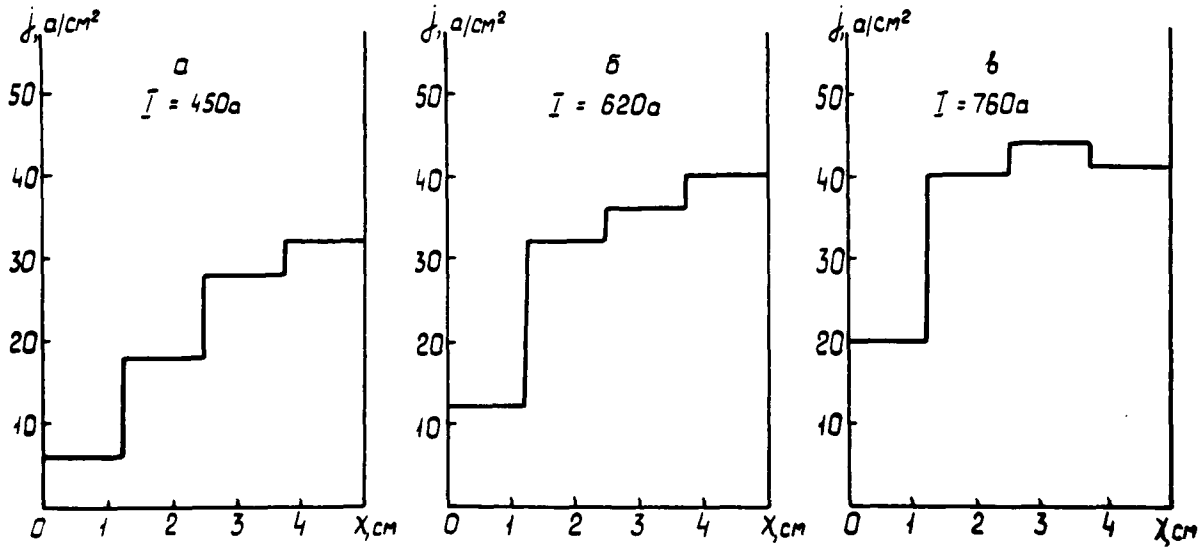


Рис 3 Экспериментальные профили плотности тока вдоль преобразователя

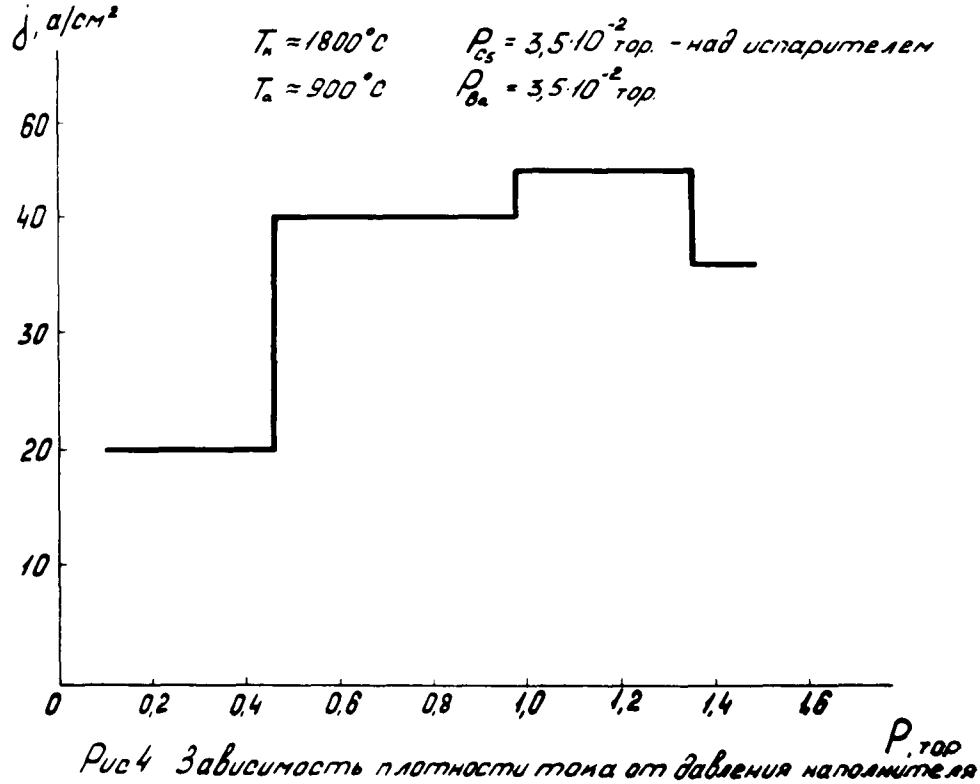


Рис 4 Зависимость плотности тока от давления наполнителя

E

24.-19

High Temperature Cesium Vapor Sources Based on a Cesium-Graphite System for Thermionic Converters

I.G. Gverdtsiteli, A.G. Kalandarishvili, V.K. Tskhakaya
Physico-Technical Institute GKIAE, USSR

Results are presented of the measurement of the pressure of saturated cesium vapor above a cesium-graphite system at different cesium concentrations in the graphite. The properties of the arc mode of a thermionic converter in which the cesium vapor source was a cesium-graphite system were investigated. It was shown that the use of cesium-graphite in thermionic converters leads to an increase of the working temperature of the cesium reservoir and to a simplification of the stabilization of a given mode of the converter.

Р Е Ф Е Р А Т

В работе приводятся результаты измерения давления насыщенных паров цезия над системой цезий-графит при различных удельных содержаниях цезия в графите. Исследованы особенности работы дугового режима ТЭП с источниками паров цезия на основе цезированного графита. Показано, что использование цезированного графита в ТЭП повышает рабочую температуру цезиевого резервуара и упрощает стабилизацию определенного режима работы термоэмиссионного преобразователя.

Иллюстр. 4, библ. 4.

И.Г.ГВЕРДЦИТЕЛИ
А.Г.КАЛАНДАРИШВИЛИ
В.К.ЦХАКАЯ

ИСТОЧНИКИ ПАРОВ ЦЕЗИЯ НА ОСНОВЕ ЦЕЗИРОВАННОГО ГРАФИТА ДЛЯ ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

Н.Г.Гвердцители, А.Г.Каландаришвили, В.К.Цхакая

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ГГ ИАЭ, СССР

В последние годы значительное внимание уделяется разработке твердых высокотемпературных источников паров цезия для термоэмиссионных преобразователей энергии. Среди материалов источников паров цезия наибольший интерес представляют различные "слоистые" соединения цезия с графитом /I,2,3/.

В настоящей работе приводятся результаты разработки наиболее перспективных источников паров цезия на основе цезированного графита.

Эксперименты проводились на приборах двух различных видов. Изучение электрических характеристик дугового режима работы ТЭП, а также ресурсные исследования проводились на ТЭП с плоскопараллельной конфигурацией электродов. Измерение давления насыщенных паров цезия над системой цезий-графит в зависимости от температуры цезированного графита производилось на мембранном контактном датчике давления.

Во всех экспериментах в рабочем объеме прибора имелся резервуар, в котором последовательно создавались различные фазы цезированного графита, включая жидкий цезий. В опытах использовался реакторный графит и графит марки АРВ. После обезгаживания прибора, а также графитового блока давление остаточных газов составляло $\sim (1\div3).10^{-6}$ мм рт.ст.

Измеренные при помощи мембранного контактного датчика давления зависимости давления паров цезия от температуры цезированного реакторного графита для различных удельных содержаний цезия в графите, представлены на рис.1. Видно, что все экспериментальные точки, обработанные методом наименьших квадратов в координатах $\lg P_{Cs}/\frac{1}{T}$, ложатся на прямые линии, записываемые в виде

$$\lg P_{Cs} = A - \frac{B}{T}$$, где A и B – константы.

Из рисунка видно, что с уменьшением удельного содержания цезия в графите изостера сорбции перемещается в область более высоких температур.

На рис.2 представлена зависимость давления паров цезия от температуры цезированного блока для двух марок графита: реакторного и АВР при различных загрузках цезия в графите(0,8 и 0,4). Из рисунка видно, что при одинаковой загрузке цезия графит марки АВР позволяет получить значительно более высокие давления паров цезия. Экспериментальные результаты работ /2,4/, которые изобра-

жены на рис.2 также подтверждают о существенном влиянии сорта графита на изостеру сорбции цезия.

Таким образом, путем введения в графит различного количества цезия можно получить блок цезированного графита, задающий пары цезия из твердой фазы в интервале температур (500-1000)°С. Однако, для практического применения цезированного графита в качестве источника паров цезия в ТЭП необходимо наличие определенной емкости по цезию в пределах двухфазной области.

Была измерена емкость цезия для цезированного реакторного графита и графита марки АРВ. Результаты в виде зависимости давления паров цезия от загрузки цезия в графите изображены на рис.3. Температура цезированного графита в процессе десорбции цезия из графита устанавливалась таким образом, чтобы давление паров цезия над цезированным блоком находилось в интервале (1÷100) мм рт.ст. Как видно из рисунка, довольно широкое плато наблюдается только для цезированного реакторного графита при загрузках соответствующих соединениям $C_{10}Cs$ и $C_{24}Cs$. Этим соединениям соответствуют следующие равновесные реакции:

$$12\,C_{10}Cs \rightleftarrows 5\,C_{24}Cs + 7Cs \qquad (1)$$

$$3\,C_{24}Cs \rightleftarrows 2\,C_{36}Cs + Cs \qquad (2)$$

которые могут быть описаны зависимостью:

$$\lg P_{Cs}\,(\text{мм рт.ст.}) = 6{,}58 - \frac{5{,}95\cdot 10^3}{T^\circ K} \qquad \text{для реакции (1)}$$

$$\lg P_{Cs}\,(\text{мм рт.ст.}) = 6{,}57 - \frac{7{,}1\cdot 10^3}{T^\circ K} \qquad \text{для реакции (2)}$$

На рис.4 представлены результаты измерения вольтамперных характеристик дугового режима ТЭП , обработанные в виде зависимости максимальной удельной мощности ТЭП от температуры резервуара цезия. В качестве катода использовался молибден, нанесенный методом осаждения из газовой фазы. Температура анода и межэлектродный зазор в течение эксперимента поддерживались постоянными. Серия кривых (I) соответствует жидкометаллическому источнику паров цезия, серия (2) соединению – C_8Cs ,серия (3) – $C_{10}Cs$, а серия (4) – $C_{24}Cs$.

Из рисунка видно, что уменьшение удельного содержания цезия в графите вызывает рост рабочей температуры цезиевого резервуара и приводит к более пологой зависимости удельной мощности ТЭП от температуры цезированного блока.

(Твердцители И.Г.)
(Каландаришвили А.Г.)
(Цхакая В.К.)

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.I Зависимость давления насыщенных паров цезия от температуры цезированного графита при различных загрузках цезия в реакторном графите.

Рис.2 Зависимость давления насыщенных паров цезия от температуры цезированного графита:
I, I' – загрузка цезия ($\frac{r_{Cs}}{r_{графита}}$ = 0,4); 2, 2' = 0,8
●, θ – результаты данной работы;
▲, Δ – результаты работы /2/;
■, □ – результаты работы /4/.

Рис.3 Зависимость давления насыщенных паров цезия от загрузки цезия в графите:
○, ● – реакторный графит; ▲ – графит марки АРВ.

Рис.4 Зависимость максимальной удельной мощности ТЭП от температуры резервуара с различными источниками цезия (катод–молибден); I–жидкий цезий, 2– C_8Cs, 3– $C_{10}Cs$, 4– $C_{24}Cs$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alleau T., Devin B., Durand J., Lesueur R. Int. Conf. on Therm. Elect. Pwr. Gen., London, 1965.
2. Ю.Н.Кравченко, Г.А.Столяров. Препринт НАЭ им. Курчатова, 1968.
3. Salzano F.J., and Azonsonş J. Chem. Phys., v.45 2221 (1966)
4. Lates M.K., Fitzpatrich G.O. Second Int. Conf. on Therm. Elect. Pwr. Gen., Stressa, Italy, May, 1968, F-20.

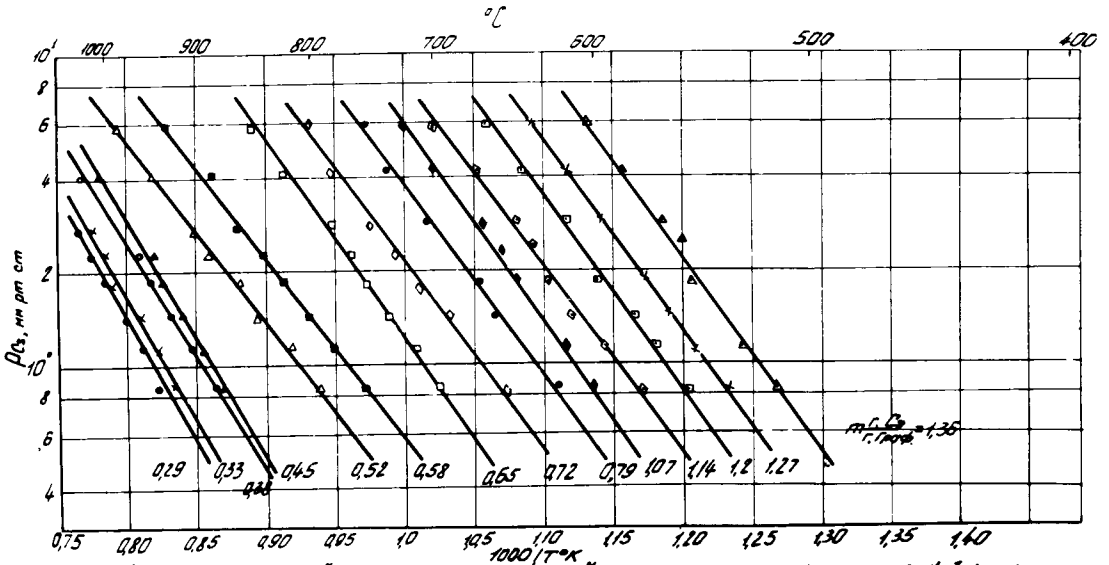


Рис 1 Зависимость давления насыщенных паров цезия от температуры цезированного графита при различных удельных содержаниях цезия в реакторном графите

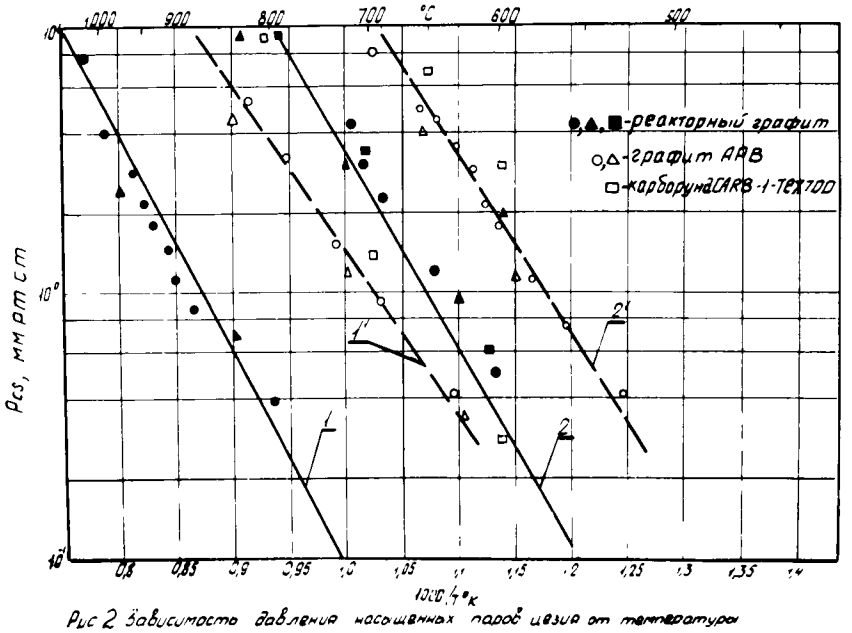


Рис 2 Зависимость давления насыщенных паров цезия от температуры цезированного графита:

1, 1' - загрузка цезия $\frac{mC_s}{г.граф.}$: 2; 2' - 0,8

●,○ - результаты данной работы

▲,△ - результаты работы [2]

■,□ - результаты работы [4]

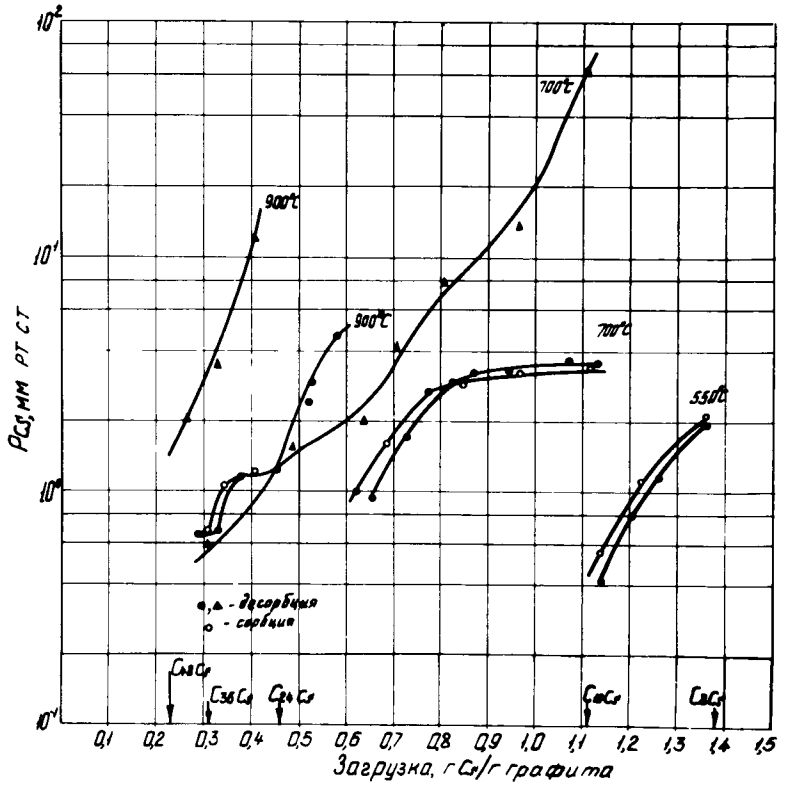


Рис 3 Зависимость давления насыщенных паров цезия от загрузки цезия в графите
○, ●-реакторный графит ▲-графит марки ЛРВ

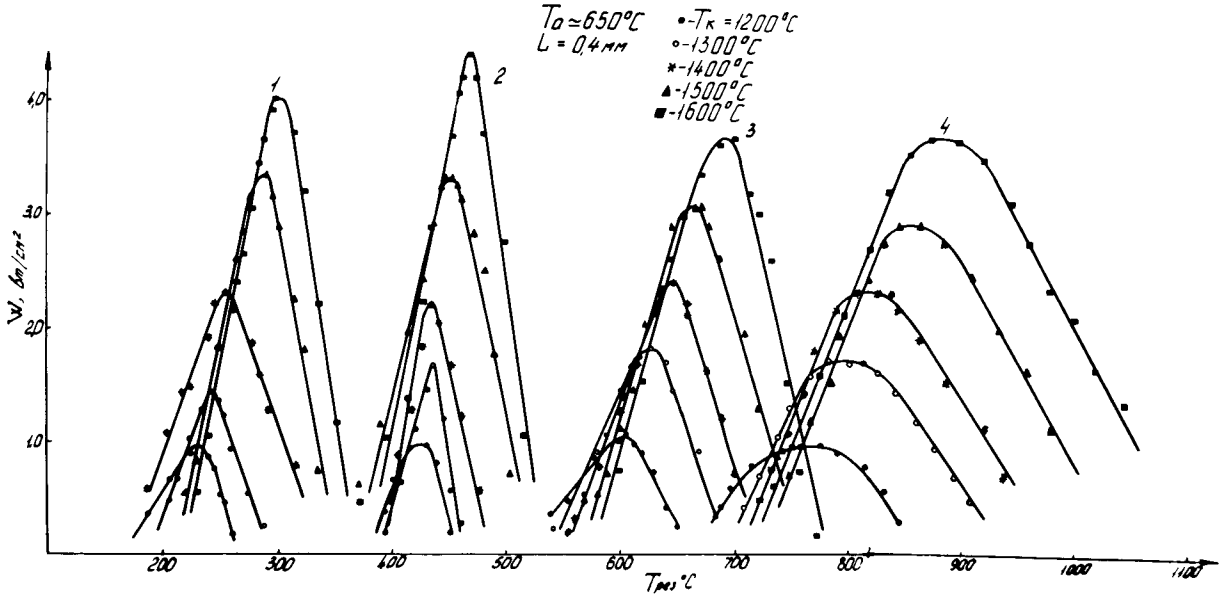


Рис 4 Зависимость максимальной удельной мощности ТЭП от температуры резервуара с жидким источником цезия за оптимальным согласованием (катод-Мо-цезий, анод-от 37-50Я), 1-жидкий цезий, 2-C_8C_8, 3-$C_{16}C_8$; 4-$C_{24}C_8$

D I S C U S S I O N

F. RUFEH: [on F130] Were the three collectors studied in three different converters? If so it is remarkable that you should have been able to achieve such good reproducibility in the quasi-saturation region.

V.K. TSKHAKAYA: The experiments were in fact conducted in different devices.

F. RUFEH: Did you also attempt to optimize the collector temperature to see whether the differences in voltage output among the collectors could be reduced?

V.K. TSKHAKAYA: The characteristics were optimized at specific collector temperatures. The collector temperature was not optimized at all points of the I-V characteristic.

J. BLIAUX: Have caesium-graphite reservoirs already been used in the laboratory or in pile in the Soviet Union, and, if not, do you plan to use them?

V.K. TSKHAKAYA: They have been studied in laboratory stands but not as yet in reactors.

BLANK

Investigation of Physical Processes and Optimization of Thermionic Converters with Cs-Ba Filling

V.I. Babanin, Yu.A. Dunaev, A.S. Mustafaev,
V.I. Sitnov, A.Ya. Ender

ysico-technical Institute A.F. Yoffe, USSR, of the Academy of Sciences, Leningrad

this report results of experiments carried out at the A.F. Yoffe I on Cs-Ba filled thermionic converters are presented. The prin-ple portion of these investigations involved the determination of e factors affecting the maximum output power from such a thermio-c converter. For this purpose a detailed study of the physical phe-nena involved in the operation of a thermionic converter in the udsen mode was necessary. These phenomena are, of course, also of terest in themselves. For these investigations, the Cs-Ba filled nverter proved a convenient subject for study. This is a consequence the fact that it is possible to independently control the cathode tput performance while attaining maximum current densities for gi-n values of T_K and P_{Cs}.

e principle instrument for investigation of a thermionic converter the high-current Knudsen mode of operation was the transverse mag-tic field. This method has been discussed in detail in a series of r papers and reports.

e fundamental characteristics of the plasma and the cathode surface the undercompensated mode were determined by means of the trans-rse magnetic field. It was found that in a deeply Knudsen mode, the n concentration in the narrow cathode boundary layer may greatly ceed the atom concentration. The role of the molecular pressure ring the delivery of cesium vapors from the cesium reservoir into e active volume was underlined.

consecutive increase in the effective degree of contrast of the thode surface with increasing compensation degree, γ, was detected. is was obviously connected with the successive opening of spots.

investigation of the transition to the undercompensated mode has own that for fixed values of T_K and P_{Cs}, the maximum value of sa-ration current, J_o, is attained when $\gamma \sim 0{,}4$. The calculated values J_o were in good agreement with the experimental data. Relations tween J_o and P_{Cs} were determined. Using these results, optimum

pressures of Cs for any value of the interelectrode gap could be easily obtained.

Calculations of maximum obtainable power for different values of T_K, T_α, d at electrode separations of d = 1 mm and o,1 mm were carried out.

The experimental results at d = 1 mm are in good agreement with calculations enabling one to confidently predict the maximum power at other values of the parameters.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ОПТИМИЗАЦИЯ ТЭП С Cs - Ba НАПОЛНЕНИЕМ

Бабанин В.И., Дунаев Ю.А., Мустафаев А.С.,
Ситнов В.И., Эндер А.Я.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР
Ленинград

Исследование ТЭП с $Cs - Ba$ наполнением было начато примерно пять лет тому назад после опубликования работы Псаротакиса / I /.

Нами была поставлена задача разобраться в физических явлениях, определяющих максимальную мощность в ТЭП с наполнением. Речь идет о количественных выводах. Поэтому при таком исследовании необходимо, с одной стороны, решение кинетических уравнений, а с другой, – точное экспериментальное измерение всех параметров, характеризующих работу ТЭП.

Основная идея использования ТЭП с бинарным наполнением заключается в возможности независимой регулировки давления плазмообразующей присадки (Cs) и работы выхо-

да катода. Эта идея полностью подтвердилась в экспериментах. Действительно, использование Ba позволяет в широких пределах варьировать работу выхода катода и вместе с ней степень компенсации γ . Последняя определяется как отношение концентрации ионов $n_{i+}(0)$ и электронов $n_{e+}(0)$, эмиттируемых катодом, непосредственно у его поверхности

$$\gamma = \frac{n_{i+}(0)}{n_{e+}(0)} . \qquad (I)$$

Одно из преимуществ $Cs - Ba$ ТЭП заключается в том, что оптимальные работы выхода катода можно получить в кнудсеновском режиме, в котором ионы образуются за счет поверхностной ионизации и потери на рассеяние и на плазмообразование в межэлектродном зазоре минимальны. Экспериментальное исследование кнудсеновских режимов представляет самостоятельную проблему. Здесь неприменимы такие методы диагностики плазмы, как спектральный и зондовый, а по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) трудно судить о степени компенсации, т.к. вид ВАХ сравнительно мало изменяется с изменением γ .

Нами был разработан метод диагностики плазмы кнудсеновского ТЭП с помощью поперечного магнитного поля, который подробно изложен в ряде работ /2-I2/. Основная идея этого метода заключается в следующем. Распределение потенциала в межэлектродном зазоре состоит из области квазинейтральной плазмы и сравнительно узких приэлектродных слоев. Направленная скорость электронов в плазме определяется высотой прикатодного скачка. Величина проходящего тока при наличии

поперечного магнитного поля определяется теми электронами, которые достигают границы прианодной области. Теоретически показано, что, в отличие от результатов Шока /I3/, на ВАХ в поперечном магнитном поле должно наблюдаться насыщение тока, причем величина тока насыщения при фиксированной напряженности магнитного поля определяется высотой прикатодного скачка, которая однозначно связана с γ . Для получения количественных результатов, необходимых для диагностики, была решена самосогласованная задача о движении электронов через межэлектродный зазор при наличии магнитного поля. В результате расчетов получены зависимости, представленные на рис.I (сплошные кривые); на рисунке параметр

$$S = \frac{eHd}{\sqrt{2mkT}} \qquad (2)$$

безразмерное магнитное поле, ξ – отношение тока насыщения при наличии поля к току насыщения в его отсутствии. На этом же рисунке представлены экспериментальные точки, соответствующие нескольким режимам работы ТЭП. Видно, что сопоставление экспериментальных данных с расчетными позволяет определить степень компенсации /I2/. Вместе с γ в перекомпенсированном режиме оказывается возможным определить потенциал и концентрацию плазмы, направленную скорость электронов в плазме, ширину прианодного слоя, ионный ток эмиссии с катода.

Экспериментальные результаты систематизированы следующим образом. Давление паров цезия P_{Cs} изменялось от

2×10^{-4} до 10^{-1} мм рт.ст. При каждом давлении цезия и при фиксированной температуре катода $T_к$ изменялось давление паров бария. Низкие давления соответствуют сильно перекомпенсированному режиму. По мере увеличения давления паров Ва работа выхода катода и степень компенсации уменьшаются. На рис. 2а,б для $P_{Cs} = 2 \times 10^{-4}$ тор и $T_к = 1850^{0}К$ представлены некоторые параметры как функции температуры бария, определенные экспериментально с помощью поперечного магнитного поля. Видно (рис.2а), что для низких давлений паров цезия, концентрация ионов вблизи катода $n_{i+}(0)$ может заметно превышать концентрацию атомов n^{0}_{Cs}. Ионы скапливаются между задерживающим их прикатодным скачком и раскаленным катодом, интенсивно их эмиттирующим. Наличие интенсивного ионного потока на катод необходимо учитывать при вычислении концентрации ионов, генерируемых катодом, $n_i^{с-л}$, по формуле Саха-Ленгмюра. Работу выхода катода в перекомпенсированном режиме можно определить по электронному току насыщения. Если не учитывать при расчете по формуле Саха-Ленгмюра вклад в поток тяжелых частиц, падающих на катод, ионной составляющей, то оказывается, что экспериментально измеренная концентрация $n_i^{эксп.}(0)$ намного превышает расчетную $n_i^{с-л}$. Обозначим отношение экспериментальной концентрации ионов к расчетной через Δ,

$$\Delta = \frac{n_i^{эксп.}(0)}{n_i^{с-л}} \quad . \qquad (3)$$

На рис.3а представлена зависимость Δ от степени компен-

сации γ . Видно, что Δ растет с увеличением γ . Если теперь в падающем на катод потоке учесть ионную составляющую, то величина Δ становится значительно меньше и, начиная с некоторого значения $\gamma = \gamma_0$, почти перестает зависеть от γ , (рис.3б). Из рисунка видно, что величина Δ, соответствующая низким давлениям паров цезия ($P_{Cs} < 10^{-2}$тор), несколько больше, чем в области средних давлений ($P_{Cs} \sim 10^{-2}$ тор). По-видимому, это связано с эффектом термомолекулярного давления /14/, имеющим место в так называемых прерывных системах. Если учесть, что при низких давлениях паров цезия размеры цезиевого тракта в экспериментальных преобразователях становятся соизмеримыми с длиной свободного пробега атомов цезия, то в рабочем объеме давление паров цезия определяется из соотношения /14/

$$P_{p.o.} = P_{Cs} \sqrt{\frac{T_{p.o.}}{T_{Cs}}} \quad . \qquad (4)$$

Учет эффекта термомолекулярного давления для $P_{Cs} = 2.10^{-4}$ и 2.10^{-3} тор приводит к некоторому уменьшению величины Δ в этих режимах и практически полному совпадению всех кривых зависимости $\Delta(\gamma)$ (рис.3в) в широком диапазоне изменения давления паров цезия (от 2.10^{-4} до 10^{-2} тор). Отличие величины Δ от I можно связать с наличием контрастности поверхности катода, а зависимость Δ от γ – с последовательным раскрытием пятен по мере увеличения прикатодного скачка.

Как уже говорилось, увеличение давления паров бария

приводит к уменьшению работы выхода катода и степени компенсации. При этом экспериментально удавалось достигать значений $\gamma \sim$ I/7,9,II,I2/. При переходе в недокомпенсированный режим наблюдается уменьшение тока насыщения, и максимальное значение тока достигается при $\gamma \simeq 0{,}4$. Уменьшение тока при $\gamma < 0{,}4$ связано с возникновением вблизи катода виртуального катода большой высоты. Такая существенно неравновесная ситуация связана с малой степенью заполнения потенциальной ямы ионами. Экспериментальная проверка существования виртуального катода большой высоты может быть также проведена с помощью поперечного магнитного поля. Это связано с тем, что в случае малого заполнения высота виртуального катода растет с уменьшением γ , вместе с тем растет скорость электронов в плазме и ослабевает влияние магнитного поля. В случае полного заполнения скорость электронов не зависит от магнитного поля. На рис.4 для сравнения представлены теоретические и экспериментальные результаты, соответствующие различным давлениям паров цезия. Из экспериментальных данных (рис.4б,г) видно, что давлениям цезия, меньшим 10^{-2} тор, соответствует малая степень заполнения потенциальной ямы. Следует заметить, что уже при давлении паров цезия – 5.10^{-3} тор длина свободного пробега ионов за счет резонансной перезарядки становится соизмеримой с величиной зазора.

Из рис.4а,в следует, что максимально достижимый ток j_0 при изменении работы выхода катода не превышает тока при

полном заполнении, а эту величину можно рассчитать. Для этой цели удобно ввести понятие равновесного хаотического тока. В изолированной изотермической полости при заданной температуре стенок и давлении паров цезия существует полностью равновесная плазма, потенциал и концентрация которой легко могут быть рассчитаны. При этом плотность равновесного хаотического тока

$$j_{р.х.} = A_0 T^2 e^{-\frac{eV_i}{kT}} \sqrt{n_a} \; \frac{h^{3/2}}{(2mkT)^{3/4}} \;, \qquad (5)$$

здесь $A_0 = 120$ а/см^2, V_i – потенциал ионизации цезия. При полном заполнении потенциальной ямы ионами, но при односторонней эмиссии электронов только с катода, ток оказывается несколько большим. В этом квазиравновесном случае можно выделить две поправки: первую-($\sqrt{2}$), связанную с отсутствием в плазме электронов со скоростями, направленными к катоду, и вторую – (10%) из-за неравновесности функции распределения электронов. Как показано в работе /15/, на распределении потенциала возникает виртуальный катод малой высоты, который и определяет вторую поправку. Таким образом, максимально достижимая плотность тока ТЭП равна

$$j_0 = 1{,}57\, j_{р.х} \;, \qquad (6)$$

а $j_{р.х}$ определяется по потоку атомов на поверхность катода и температуре катода. Поток атомов и концентрация при заданном давлении цезия и температуре анода, равной температуре рабочего объема, определяются по формулам:

$$\Gamma_a = \frac{9{,}654\cdot 10^{19} P_{Cs}(\text{тор})}{\sqrt{T_a/10^3}} \left[\frac{ат}{см^2\,сек}\right]; \quad n_a = \frac{P}{2\kappa T_a}\left(1+\sqrt{\frac{T_a}{T_к}}\right). \quad (7)$$

Зная j_0 , легко определить и оптимальную работу выхода катода.

В таблице I приведены результаты сравнения максимально достижимых расчетных значений плотности тока j_0 для нескольких температур катода и давлений паров цезия с данными, полученными Псаротакисом /I/. Видно, что для всех $T_к$ и давлений паров цезия результаты /I/ значительно превышают теоретические значения максимально достижимой плотности тока j_0 . По-видимому, это связано с неверной оценкой автором /I/или рабочей поверхности, или температуры катода. На рис.5 представлены теоретические зависимости $j_0(P_{Cs})$ для нескольких температур катода. Здесь же нанесены наши экспериментальные данные. Видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на теоретические кривые в диапазоне давлений цезия 10^{-3} – 2.10^{-2} тор. Отклонение экспериментальных точек от теоретической зависимости $j_0(P_{Cs})$ для $P_{Cs} < 2.10^{-3}$ тор можно объяснить эффектом термомолекулярного давления. Уменьшение тока с ростом давления паров цезия ($P_{Cs} > 10^{-2}$ тор) может быть вызвано двумя причинами. Во-первых, поток атомов на катод в неизотермическом зазоре может уменьшиться при переходе в диффузионный режим для атомов, во-вторых, может оказаться существенным рассеяние электронов. Разделить эти явления удается также с помощью поперечного магнитного поля. Для этого необходимо проанализировать зависимость величины ξ_{min}.

(рис.4) при заданной напряженности магнитного поля S от давления паров цезия. Зависимость $\xi_{min.}(P_{Cs})$ представлена на рис.6. Видно, что при изменении давления паров цезия от 10^{-4} до 2.10^{-2} тор $\xi_{min.}$ действительно не меняется. Однако при дальнейшем увеличении давления паров цезия значительно возрастает, т.е. влияние магнитного поля уменьшается. Это связано с переходом в столкновительный режим для электронов. Пользуясь экспериментальными данными (рис.6), можно оценить сечение рассеяния электронов на атомах цезия. Если принять, что при K_n =1 происходит ослабление влияния магнитного поля на ток в два раза, т.е. $(1-\xi_{min.})_{K_n=1} = \frac{1}{2}(1-\xi_{min.})_{K_n \gg 1}$, то получим σ_{ea} = $2 \div 3 \cdot 10^{-14}$ см^2. Это значение σ_{ea} согласуется с известными данными /16/. Для более точного определения σ_{ea} необходимо проведение расчетов влияния магнитного поля при $K_n \sim$ 1.

Таким образом, при фиксированных давлении цезия и температуре катода максимальное значение тока насыщения может быть рассчитано. Это значение достигается при $\gamma \simeq$ 0,4. При увеличении давления цезия величина тока насыщения j_0 растет пропорционально корню из давления цезия. Однако при переходе из кнудсеновского в столкновительный режим рост тока сменяется спадом. Экспериментальные данные, приведенные на рис.5, указывают на слабую зависимость тока от давления цезия в этом диапазоне. Это связано с конкуренцией двух процессов – роста концентрации плазмы у катода пропорционально корню из давления цезия и уменьшения проводимости плазмы в столкновительном режиме обратно пропорционально корню из

давления цезия. Если при расчете числа Кнудсена воспользоваться значением сечения рассеяния электронов на атомах цезия $\sigma_{ea} = 2.10^{-14}$ см^2, то из рис.5 видно, что максимальное значение тока $j_o^{max.}$ достигается при $K_n = 1$. Однако отклонение экспериментальных точек от теоретической зависимости наблюдается уже при $K_n = 2{,}5$, причем значения тока при $K_n = 2{,}5$ и $K_n = 1$ почти не различаются. Поэтому максимальный ток j_o^{max}, который может пропустить ТЭП при заданной величине межэлектродного зазора и температуре катода при отсутствии объемной генерации ионов, легко может быть рассчитан исходя из теории кнудсеновского режима ТЭП при $K_n = 2{,}5$ (для зазора 1 мм это соответствует $P_{Cs} = 2.10^{-2}$ тор). Исходя из теории кнудсеновского режима, можно рассчитать и максимальную мощность. При этом необходимо знать работу выхода анода φ_a. Расчеты были выполнены для нескольких значений φ_a. Приближенно удельная мощность может быть определена по формуле

$$W = j_o^{max.}(\varphi_k - \varphi_a). \qquad (8)$$

Здесь φ_k – оптимизированное значение работы выхода катода. Были учтены поправки к этой формуле. Во-первых, при $\gamma \simeq 0{,}4$, соответствующем максимальному току, уменьшение потенциала анода приводит к обеднению плазмы ионами и возникновению виртуального катода. Была рассчитана оптимальная вольт-амперная характеристика и оценены поправки к мощности и выходному напряжению, связанные с изменением распределения потенциала. Во-вторых, при заданной температуре анода

существует оптимальная работа выхода анода. Уменьшение работы выхода анода ниже этого значения не приводит к повышению выходной мощности за счет сильного возрастания обратных токов. При оптимальной работе выхода анода существуют поправки, связанные с обратным током. Эти поправки также были учтены. Результаты расчетов представлены на рис.7,8.

На рис.7 построены зависимости оптимальных работ выхода и выходного напряжения (в вольтах) от температуры анода при разных температурах катода и двух значениях потока атомов цезия на катод 10^{18}ат/см^{2}сек (d = 1 мм) и 10^{19}ат/см^{2}сек (d = = 0,1 мм). Из рисунка видно, что с ростом температуры анода оптимальная работа выхода анода растет и достигает значения 2,2 в, характерного для φ_a в условиях бариевого наполнения, при зазоре 1 мм в диапазоне температур анода $1240 \leqslant T_a \leqslant 1350^0$К и при зазоре 0,1 мм – $1320 \leqslant T_a \leqslant 1470^0$К. При более низких температурах анода при φ_a = 2,2 в. ТЭП будет находиться в неоптимизированном режиме.

На рис.8 построены зависимости выходной мощности от температуры катода при различных значениях работы выхода анода. Сплошные кривые соответствуют F_{Cs} = 10^{19}ат/см^{2}сек(d=0,1мм), пунктирные F_{Cs} = 10^{18} ат/см^{2}сек (d= 1 мм). На этом же рисунке нанесены экспериментальные данные, полученные нами в разные годы на лабораторных ТЭП плоской геометрии с величиной межэлектродного зазора, не превышающей 1 мм, и при давлении паров цезия 10^{-2} тор, что как раз соответствует F_{Cs} = = 10^{18} ат/см^{2}сек. Эти данные получены в результате оптимизации

работы выхода с помощью изменения давления паров бария по описанной выше методике. Результаты 1969 г. и 1970 г. хорошо согласуются с расчетными данными, соответствующими φ_a =2,2 и 2,3 в. Такая величина работы выхода анода подтверждается сравнением экспериментальных и теоретических (рис.7) значений величины выходного напряжения. Значение φ_a = 2,2 и 2,3в. совпадает с работой выхода чистого бария, т.е. в условиях Cs - Ba ТЭП анод покрывается слоем бария, что связано с большим значением энергии адсорбции бария по сравнению с цезием. Достаточно хорошее совпадение экспериментальных результатов и данных расчета позволяет с уверенностью предсказывать величину максимальной выходной мощности при меньших величинах межэлектродного зазора и при более высоких температурах катода, чем это было достигнуто в эксперименте. Заметим, что экспериментальные данные Псаротакиса /I/, которые также приведены на рис.8 и соответствуют d = 0,25 мм, превышают теоретические результаты, относящиеся к d = 0,I мм и φ_a = I,7 в.

Таким образом, эксперименты на ТЭП с Cs – Ba наполнением подтвердили возможность независимой оптимизации работы выхода катода с помощью паров бария, что являлось основной посылкой для использования ТЭП с бинарным наполнением. Кроме того экспериментальные результаты показали, что работа выхода анода в этих условиях оказывается значительно выше, чем в условиях ТЭП с цезиевым наполнением. Однако расчеты показывают, что для некоторых температур анода именно такое значение работы выхода анода (φ_a = 2,2 - 2,3 в)оказывается

оптимальным.

Следует обратить внимание еще на одну существенную особенность ТЭП с Cs - Ba наполнением. Поскольку максимальная мощность в таком ТЭП получается в кнудсеновском режиме, то при оптимизированных $T_к$, $\varphi_к$ и $T_а$, $\varphi_а$ коэффициент полезного действия оказывается наиболее близким к предельному термодинамическому К.П.Д. = $\frac{Тк - Та}{Тк}$. Повышение КПД важно в первую очередь в связи с уменьшением теплового потока на анод, а приближение КПД к идеальному позволяет иметь сравнительно высокие температуры анода.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. Psarouthakis, J. AIAA, vol. 4, № 7, I20I, (I966).
2. А.Я.Эндер, ЖТФ, II, I925, (I968).
3. А.Я.Эндер, ЖТФ, 3, 55I, (I970).
4. А.Я.Эндер, ЖТФ, 6, I0I6, (I969).
5. В.И.Кузнецов, Ю.Г.Морозов, А.Я.Эндер. ЖТФ, 3, 642, (I970).
6. Ю.Г.Морозов, А.Я.Эндер. ЖТФ, (I97I) в печати.
7. А.Я.Эндер, А.С.Мустафаев и др. препринт ФТИ № 3I4, Ленинград, I97I.
8. А.Я.Эндер, А.С.Мустафаев и др., препринт ФТИ № 3I5, Ленинград, I97I
9. В.И.Бабанин, М.Б.Барабаш и др., доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, сентябрь I969.

I0. В.И.Бабанин, А.С.Мустафаев, В.И.Ситнов, А.Я.Эндер, доклад на XIУ Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике, Ташкент, май, I970.

II. В.И.Бабанин, М.Б.Барабаш, Ю.А.Дунаев и др., ЖТФ, 3, 56I, (I970).

I2. В.И.Бабанин, М.Б.Барабаш, Ю.А.Дунаев и др., ЖТФ, 4, 833, (I970).

I3. Schock A., J. Appl. Phys., 3I, I978, (I960)

I4. С. де Гроот, П.Мазур. "Неравновесная термодинамика", изд.Мир, I964.

I5. Р.Я.Кучеров, Л.Э.Рикенглаз, ЖТФ, 32, I274, (I962)

I6. Д.Н.Мирлин, Г.Е.Пикус, В.Г.Юрьев. ЖТФ, 32, 766,(I962).

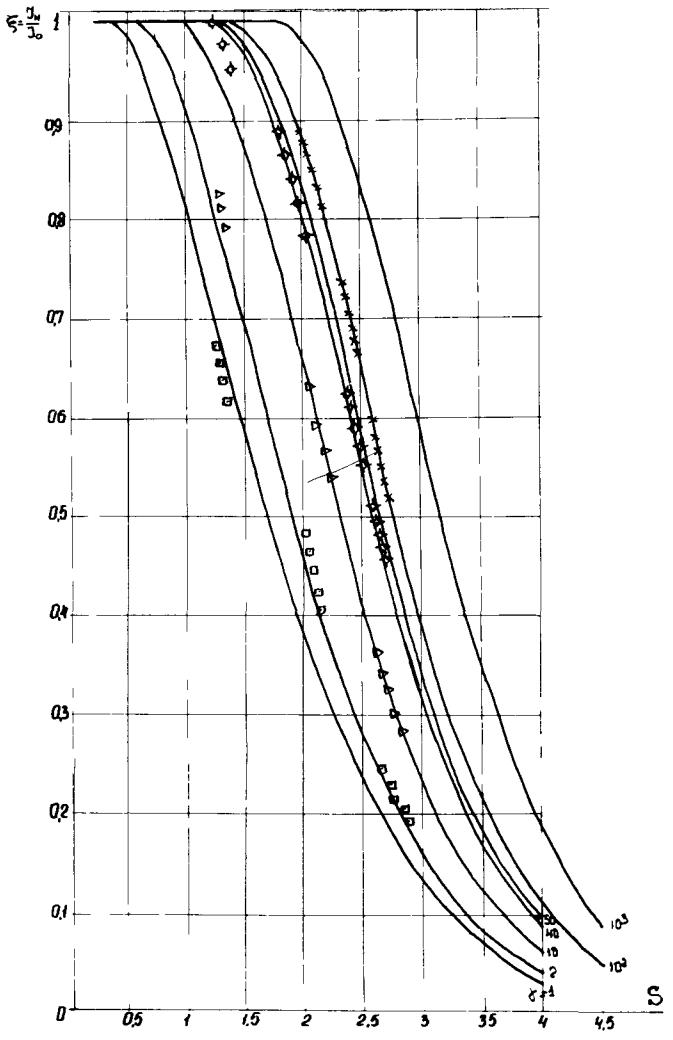


Рис. I. Зависимость безразмерного тока ξ от безразмерного магнитного поля S в перекомпенсированном режиме для ряда значений степени компенсации γ .

Сплошные кривые – теоретические по /3/, экспериментальные точки для режимов Тк = I800 К, T_{Cs}=370°К

x – T_{Ba} = 923, ⊕ – 936, △ – 955, ⊡ – 960 К.

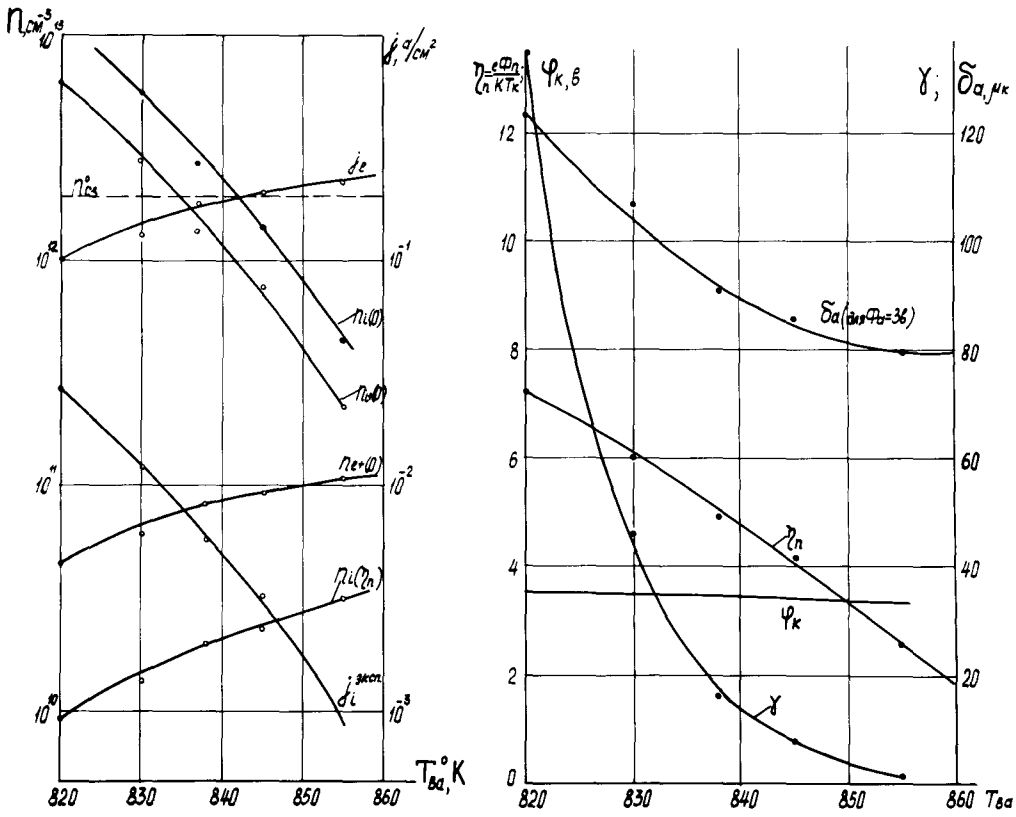


Рис. 2. Зависимость некоторых параметров плазмы и катода Cs –Ba ТЭП от температуры бария для фиксированных T_K и P_{Cs}; $n_{i+(0)}$, $n_{e+(0)}$ – концентрация ионов и электронов, генерируемых катодом, $n_i(\eta_n)$ – концентрация плазмы, $n_i(0)$ – концентрация ионов у катода с учетом отражения их от прианодного барьера, $j_i^{эксп.}$ – экспериментально измеренный ионный ток (а/см^2), δ_a – ширина прианодного слоя (мк), η_n – безразмерный потенциал плазмы (кТ/е), φ_K – работа выхода катода (в), γ – степень компенсации.

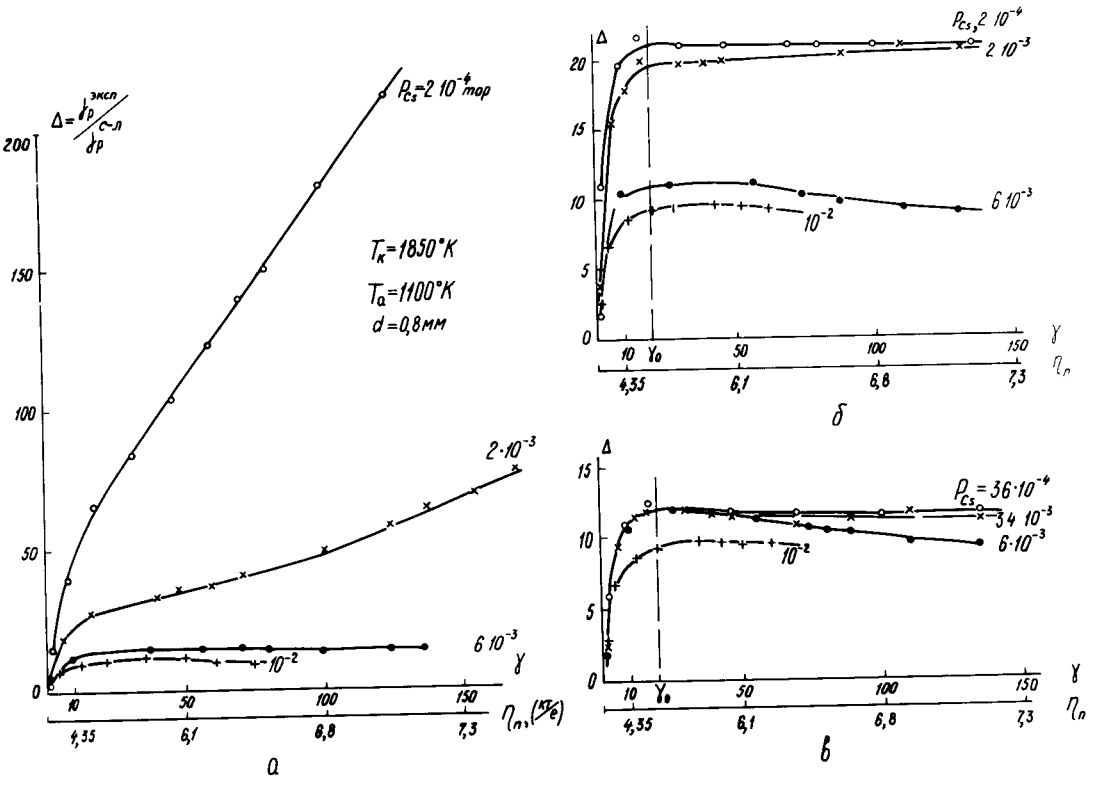


Рис. 3. Зависимость Δ от степени компенсации γ или от величины прикатодного скачка $\eta_п$.

а – без учета ионной составляющей в падающем на катод потоке,

б – с учетом ионной составляющей в падающем на катод потоке,

в – с учетом эффекта термомолекулярного давления для P_{Cs} = 2 10^{-4} и 2 10^{-3} тор.

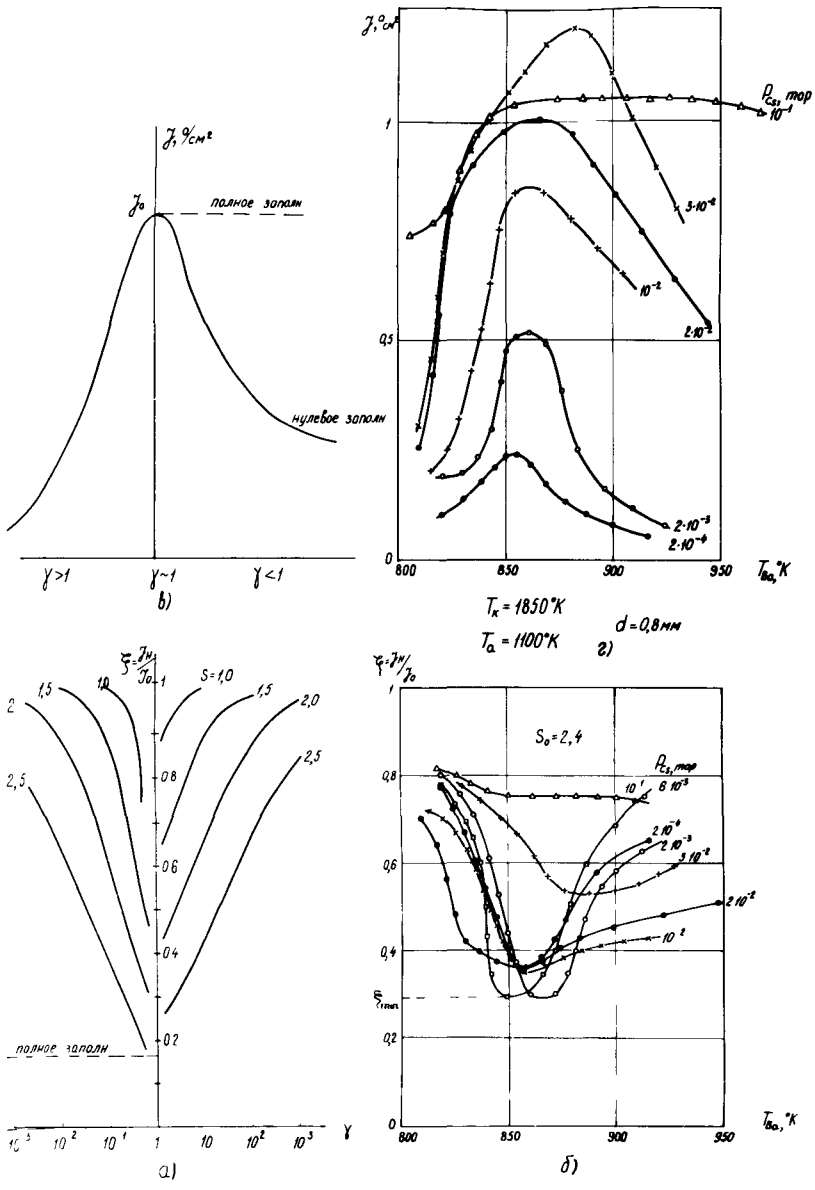


Рис. 4. Зависимости тока преобразователя J и безразмерного тока ξ от степени компенсации или от T_{Ba}.

а – расчетная зависимость ξ от γ для ряда S,

б – экспериментальные зависимости ξ (T_{Ba}) для $T_к$=1850 К,

в – Схематическая зависимость тока преобразователя при нулевом и полном заполнении потенциальной ямы ионами от степени компенсации,

г – экспериментальная зависимость тока насыщения J от T_{Ba} для $T_к$ = 1850 К и ряда значений P_{Cs}.

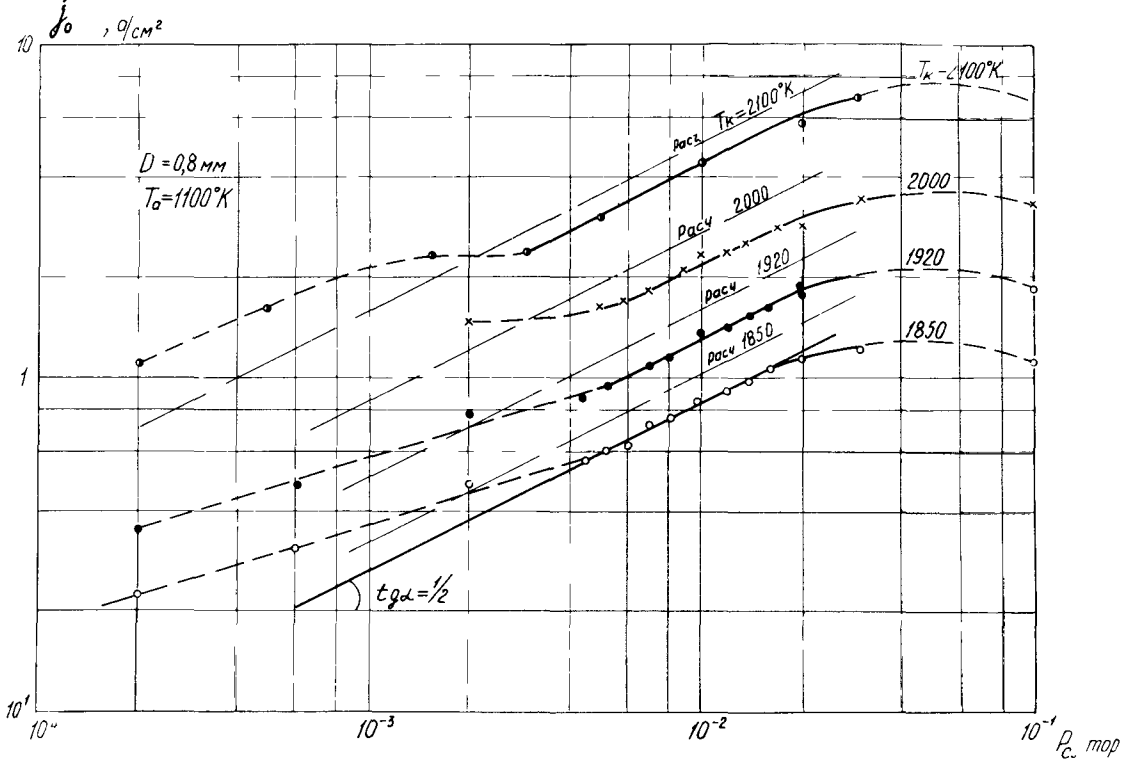


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости j_0 от давления паров цезия для нескольких температур катода.

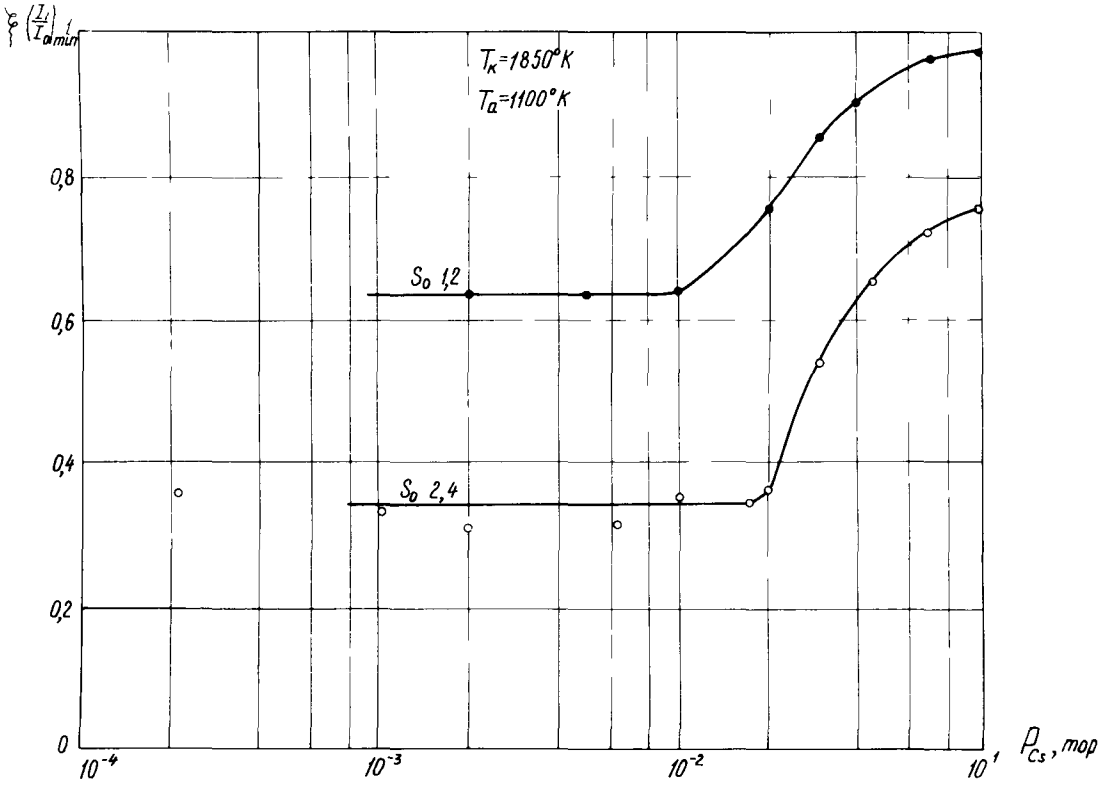


Рис. 6. Экспериментальная зависимость ξ_{min} от давления паров цезия.

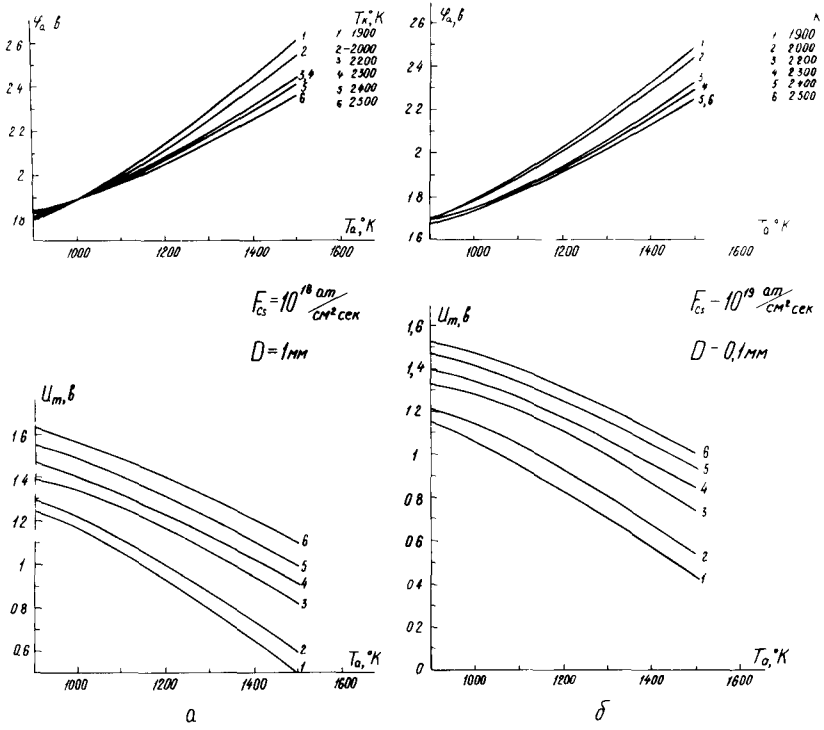


Рис. 7. Зависимости оптимальных работ выхода φ_a и выходного напряжения U_m (в вольтах) от температуры анода для различных значений температуры катода и двух значений

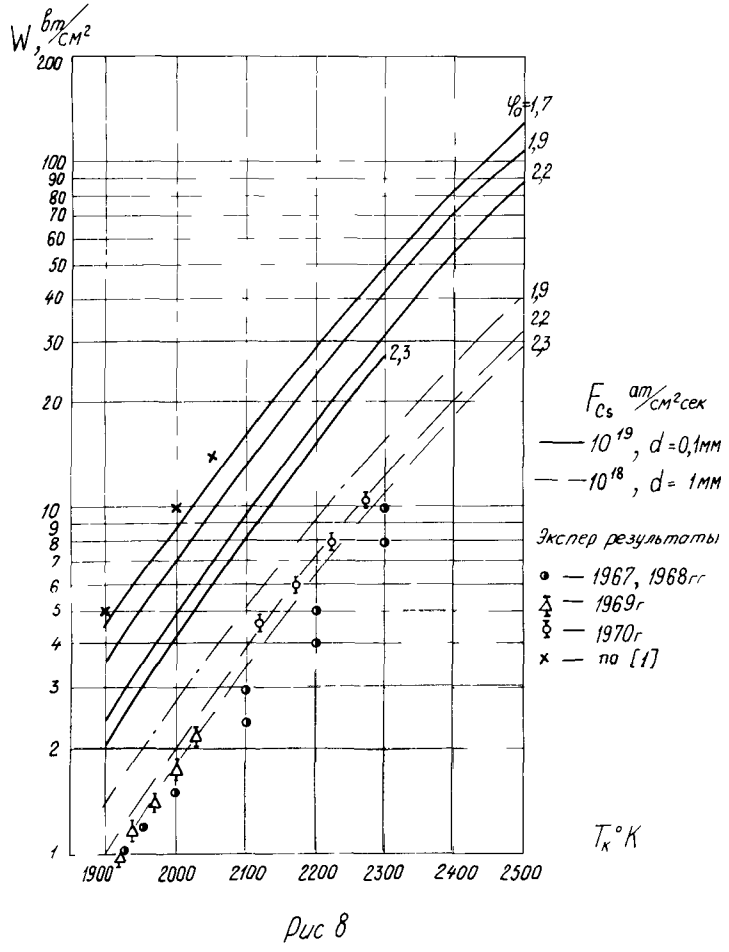


Рис 8

Рис. 8. Экспериментальные и расчетные зависимости выходной мощности $G - B_a$ ТЭП от температуры катода при различных значениях работы выхода анода.

Эксперементальные данные [1]		Расч максимально достижимый ток для отимизированной $\varphi_к$
Параметры ТЭП	j_0	$j_0^{расч}$
$T_к = 1700°K$ $P_{Cs} = 10^{-2}$ тор $T_а = 1100°K$ $T_{Ba} = 1090°K$	1,6	0,317
$T_к = 1800°K$ $P_{Cs} = 1,6 \cdot 10^{-2}$ тор $T_а = 1100°K$ $T_{Ba} = 1075°K$	2,5	0,89
$T_к = 1900°K$ $P_{Cs} = 5 \cdot 10^{-2}$ тор $T_а = T_{Ba} = 1100°K$	5	3,2
$T_к = 2000°K$ $P_{Cs} = 7,8 \cdot 10^{-2}$ тор $T_а = 1100$ $T_{Ba} = 1080°K$	10	7,6

Таблица I

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.I – Зависимость безразмерного тока ξ от безразмерного магнитного поля S в перекомпенсированном режиме для ряда значений степени компенсации γ .
Сплошные кривые – теоретические по /3/, экспериментальные точки для режимов Тк = I890°К, T_{Cs} =370°К.
x – T_{Ba} = 923, ◇ – 936, △ – 955, □ – 960°К.

Рис.2 – Зависимость некоторых параметров плазмы и катода Cs – Ba ТЭП от температуры бария для фиксированных T_K и P_{Cs} ; $n_{i+}(0)$, $n_{e+}(0)$ – концентрация ионов и электронов, генерируемых катодом, $n_i(\eta_n)$ – концентрация плазмы, $n_i(0)$ – концентрация ионов у катода с учетом отражения их от прианодного барьера, $j_i^{эксп.}$ – экспериментально измеренный ионный ток, (а/см^2), δ_a – ширина прианодного слоя (мк), η_n – безразмерный потенциал плазмы (кТ/е), φ_K – работа выхода катода (в), γ – степень компенсации.

Рис.3 – Зависимость △ от степени компенсации γ или от величины прикатодного скачка η_n ;
а – без учета ионной составляющей в падающем на катод потоке,
б – с учетом ионной составляющей в падающем на катод потоке,
в – с учетом эффекта термомолекулярного давления для $P = 2.10^{-4}$ и 2.10^{-3} тор.

Рис.4 – Зависимости тока преобразователя j и безразмерного тока ξ от степени компенсации или от температуры бария;

а – расчетная зависимость ξ от γ для ряда значений S ,

б – экспериментальные зависимости ξ (T_{Ba}) для T_K = 1850°К и ряда значений давлений паров цезия,

в – схематическое изменение тока преобразователя при нулевом и полном заполнении потенциальной ямы ионами с изменением работы выхода катода или степени компенсации,

г – экспериментальная зависимость тока насыщения преобразователя j от температуры бария для T_K = 1850°К и ряда значений P_{Cs} .

Рис.5 – Расчетные и экспериментальные зависимости j_o от давления паров цезия для нескольких температур катода.

Рис.6 – Экспериментальная зависимость ξ_{min} от давления паров цезия.

Рис.7 – Зависимости оптимальных работ выхода φ_a и выходного напряжения U_m (в вольтах) от температуры анода для различных значений температуры катода и двух значений потока атомов цезия на катод.

Рис.8 – Экспериментальные и расчетные зависимости выходной мощности Cs -Ba ТЭП от температуры катода при различных значениях работы выхода анода.

BLANK

C

Sinusoidal Potential Distributions and Volt-Ampere Characteristics of Knudsen-Mode Thermionic Emission Converters

V.I. Kuznetsov, A.Ya. Ender
Physico-technical Institute A.F. Yoffe of the Academy of Sciences, USSR

n the Knudsen mode of operation in the absence of the potential ell created by slow particles and at an internal potential drop lose to zero, spatially - oscillating or sinusoidal potential istributions are possible. It can be demonstrated that under these onditions a plateau region in which the plasma is quasi-neutral annot exist.

n this paper the effect of sinusoidal distributions on the shape f the volt-ampere characteristics of a thermionic converter is etermined. It can be shown that several sinusoidal potential di-tribution,as well as several values of total current, can corres-ond to one anode potential.

n order to construct accurate static volt-ampere characteristics, t is necessary to calculate the sinusoidal distributions numeri-ally. This requires the solution of a system of one dimensional tationary Vlasov equations. A method for the numerical integration f such equations was developed which provided the capability of ncluding a large range of parameters in the solution. It appeared hat the volt ampere characteristics consist of a sequence of alter-ating regions with positive and negative internal resistance, i.e. t represents an S-shaped characteristic with a large number of ranches.

t is shown that such volt-ampere characteristics can excite oscil-ations at relatively low frequencies (the oscillation period is maller than the travelling time of the ions over the interelectrode ap).

utside the region of sinusoidal potential distributions, the total urrent is determined in some cases by the virtual cathode. For such ases numerical results were obtained which permit the construction f volt-ampere characteristics of thermionic converters at any alue of the compensation degree.

ВОЛНИСТЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА И ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КНУДСЕНОВСКОГО ТЭП

В.И.Кузнецов, А.Я.Эндер.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград.

На существование волнистых распределений потенциала (ВРП) в кнудсеновском режиме ТЭП указывалось в ряде работ /I-3/. Такие распределения потенциала реализуются, когда потенциал анода (φ_a) принимает значения в некоторой окрестности нуля. При малых степенях заполнения потенциальной ямы заряженными частицами участок вольт-ампертной характеристики (ВАХ), соответствующий ВРП, может оказаться достаточно большим. Возникает вопрос, как скажется наличие таких распределений потенциала на виде ВАХ. Одной из причин того, что этот вопрос оказался неисследованным, явилось сделанное в /4-6/ предположение о заполнении потенциальных ям заряженными частицами, поскольку при таком предположении

область существования ВРП оказывается минимальной и наличие ВРП практически не сказывается на виде ВАХ. Однако в последнее время в ряде работ /3,7,8/ убедительно показано, что в кнудсеновском режиме потенциальные ямы практически не заполняются заряженными частицами. Это заставило нас более подробн о остановиться на расчетах ВРП в предположении нулевого заполнения потенциальных ям. Для построения участков ВАХ, соответствующих ВРП, необходимо провести систематические расчеты ВРП в широком диапазоне значений основных параметров. В настоящей работе при проведении расчетов использовался метод, разработанный в /7/.

Основными характерными точками на распределении потенциала являются те точки, при переходе через которые напряженность меняет знак. Остановимся для опредеденности на недокомпенсированном режиме, когда $\gamma < 1$ ($\gamma = \frac{n_{i+}(0)}{n_{e+}(0)}$, $n_{i+}(0)$ ($n_{e+}(0)$) концентрация ионов (электронов), вылетающих с поверхности катода, непосредственно у поверхности катода). Тогда в ближайший к катоду характерной точке (точка I) имеет место минимум потенциала (рис.I). Полный заряд между двумя ближайшими характерными точками равен нулю. Используя это условие, легко получить связь между η_1 , η_2 и γ ($\eta_i = \frac{e\varphi_i}{kT}$, φ_i – потенциал i -й характерной точки). На рис.2 представлены зависимости $\eta_2(\gamma)$ для значений η_1 , изменяющихся с шагом 0,2. На этом рисунке

верхняя огибающая $\eta_\alpha(\gamma)$ соответствует тому предельному случаю, когда волнистые распределения переходят в монотонные распределения с потенциалом на плато η_α и потенциалом анода η_a, равным η_α. Нижняя огибающая $\eta_\beta(\gamma)$ соответствует другому предельному случаю, когда у катода образуется двойной слой – виртуальный катод, а в основной части межэлектродного зазора имеется квазинейтральная плазма с потенциалом η_β, и $\eta_a = \eta_\beta$. С помощью рис.2 можно по заданным η_1 и γ найти η_2. Однако расстояние между точками I и 2 и распределение потенциала на этом участке могут быть определены только в результате численных расчетов.

Волнистые распределения можно разделить на два типа (рис.I). Для первого типа $\eta_2/\eta_1 \geq 0$, и распределение потенциала на участке 2–3 является зеркальным отражением распределения потенциала на участке I–2 в плоскости, проходящей через точку 2, параллельно катоду. Для второго типа $\eta_2/\eta_1 < 0$, и распределение потенциала на участке 2–3 необходимо рассчитать дополнительно. Распределение потенциала вправо от точки 3 является периодической функцией и легко может быть построено по известному распределению на участке 2–3.

Расчеты распределений потенциала проводились для I0 значений γ; при каждом значении γ выбиралось 20÷25 значений η_1. Был проведен численный анализ погрешностей счета; показано, что при I00 точках деления между двумя характерными точками, погрешность в определении потенциала не превы-

шала $10^{-2}\%$, а в определении расстояния между двумя характерными точками - $10^{-1}\%$.

Рассчитанные таким образом волнистые распределения потенциала использовались затем для построения вольтамперных характеристик ТЭП в областях $\eta_\alpha \le \eta_a \le \eta_\beta$. Если построить множество волнистых распределений потенциала с различными значениями η_1, то видно, что многие из них пересекаются между собой. Это значить, что при фиксированном межэлектродном расстоянии заданному значению потенциала анода может соответствовать несколько распределений потенциала с различными значениями потенциала в минимуме. Таким образом, задание потенциала анода не определяет однозначно величину проходящего тока. С другой стороны, по заданному значению η_1 потенциал анода может быть найден однозначно; необходимо только вычислить потенциал точки на соответствующем распределении потенциала, координата которой совпадает с координатой анода.

Были выполнены расчеты, позволяющие построить ВАХ для 50 различных значений межэлектродного расстояния. При этом величина $\bar{D} = D/\lambda_\beta$ - безразмерное межэлектродное расстояние, здесь $\lambda_\beta = \left(\frac{\kappa T}{2\pi}\right)^{3/4} (e j_\beta \sqrt{m})^{-1/2}$, j_β - плотность тока, проходящего через ТЭП в случае, когда волнистые распределения потенциала переходят в распределение потенциала с виртуальным катодом. На рис.3 построена ВАХ ТЭП для $\gamma = 10^{-2}$,

$\bar{D}$ = 100. Из этого рисунка хорошо видна указанная выше неоднозначность: одному значению η_a соответствует несколько значений проходящего тока.

На ВАХ имеется много участков с отрицательным внутренним сопротивлением. Как известно, наличие на ВАХ участков с отрицательным сопротивлением может привести в определенных условиях к возбуждению автоколебаний. Специальное исследование таких статических характеристик показывает, что в этом случае возникают колебания релаксационного типа, причем период колебаний $\tau \sim RC$, здесь R и C – сопротивление и емкость внешней цепи.

Волнистые распределения потенциала имеют место и в перекомпенсированном режиме, что может привести к существенным искажениям ВАХ. На рис.4 указаны области существования ВАХ, соответствующих волнистым распределениям потенциала в перекомпенсированном режиме для ряда значений γ. Видно, что характеристика может существенно отклоняться от идеальной характеристики. Максимальные искажения возникают в окрестности контактной разности потенциалов. Это обстоятельство необходимо учитывать при обработке вольт-амперных характеристик кнудсеновского ТЭП с целью определения неоднородности катода по работе выхода.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Auer P.L., J. Appl. Phys., 31, 2069 (1960).
2. Mc Intyre R.C., J. Appl. Phys., 33, 2485 (1962).
3. Ott W., Z. Naturforsch., 22a, 1057 (1967).
4. Кучеров Р.Я., Рикенглаз Л.Э., ЖТФ, 32, 1274 (1962).
5. Кучеров Р.Я., Шуандер Ю.А., ЖТФ, 34, 66 (1964).
6. Бакшт Ф.Г., ЖТФ, 34, 926 (1964).
7. Эндер А.Я., Мустафаев А.С., Бабанин В.И., Ситнов В.И., Морозов Ю.Г., Кузнецов В.И., "Исследование плазмы, синтезированной на поверхности катода в условиях кнудсеновского ТЭП", препринт ФТИ, № 314, 1971.
8. Бабанин В.И., Дунаев Ю.А., Мустафаев А.С., Ситнов В.И., Эндер А.Я. III Международная конференция по термоэмиссионному генерированию энергии, Юлих, июнь 1972г.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. I – Два типа волнистых распределений потенциала.
I,2,3 .... номера характерных точек на распределении потенциала
Кривая I. $\eta_2/\eta_1 > 0$; кривая II. $\eta_2/\eta_1 < 0$;
$\eta = \frac{e\Phi}{\kappa T}$, $\zeta = \frac{z}{\lambda}$, $\lambda = \left(\frac{\kappa T}{2\pi}\right)^{3/4} (e j \sqrt{m})^{-1/2}$

Рис. 2 – Связь η_1 , η_2 , γ .

Рис.3 – Вольт-амперная характеристика для $\gamma = 0{,}01$, $\bar{D} = 100$.

Рис. 4 – Область существования ВАХ в перекомпенсированном режиме
Кривые I. $\gamma = 2.10^3$; 2. $\gamma = 10^3$;
3. $\gamma = 5.10^2$; 4. $\gamma = 2.10^2$; 5. $\gamma = 10^2$;
6. $\gamma = 5.10$; 7. $\gamma = 2.10$; 8. $\gamma = 10$;
9. $\gamma = 5$; 10. $\gamma = 2$.

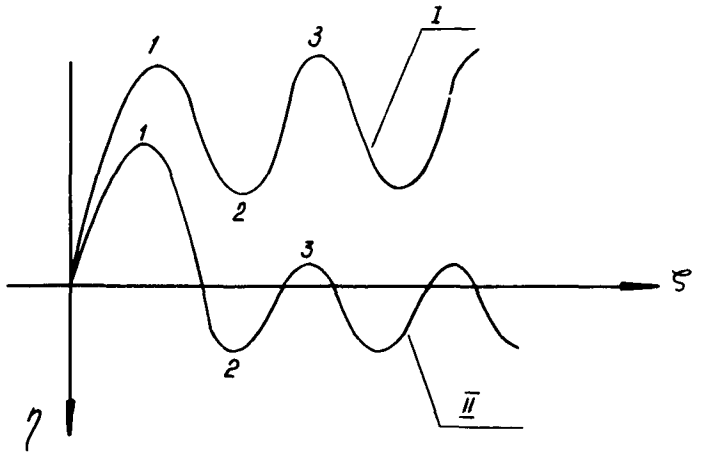


Рис. I– Два типа волнистых распределений потенциала. I,2,3... номера характерных точек на распределении потенциала

Кривая I. $\eta_2/\eta_1 \approx 0$; кривая II. $\eta_2/\eta_1 < 0$;

$$\eta = \frac{e\varphi}{kT}, \quad \zeta = \frac{z}{\lambda}, \quad \lambda = \left(\frac{kT}{2\pi}\right)^{3/4} (ej\sqrt{m})^{-1/2}$$

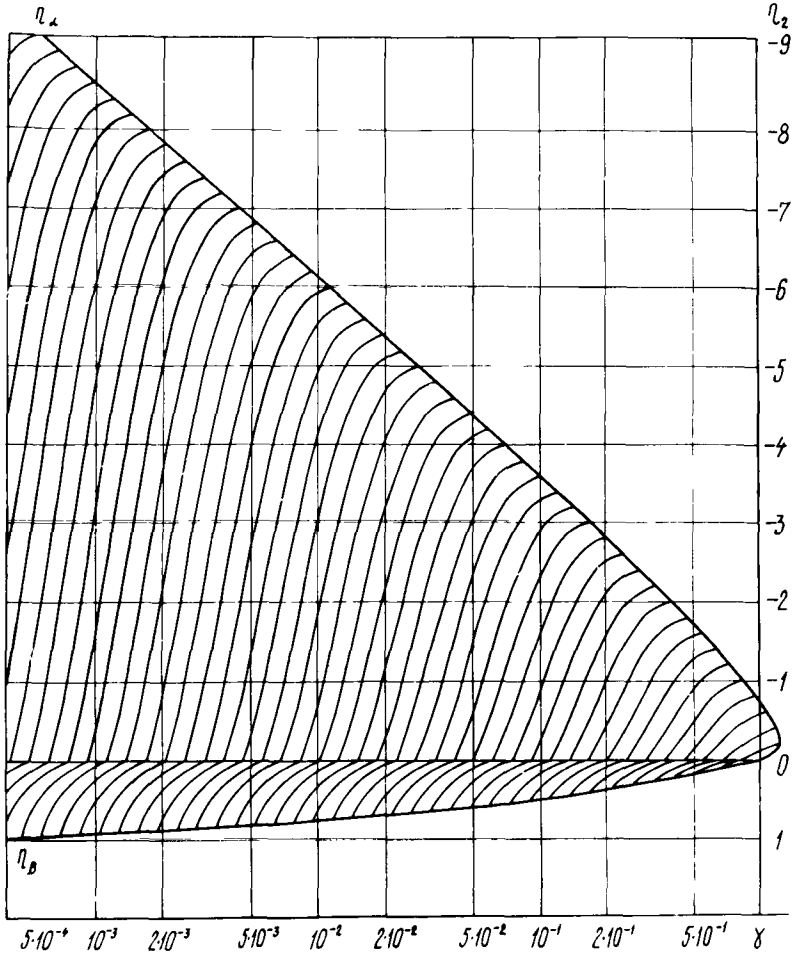


Рис. 2 – Связь η_1, η_2, γ.

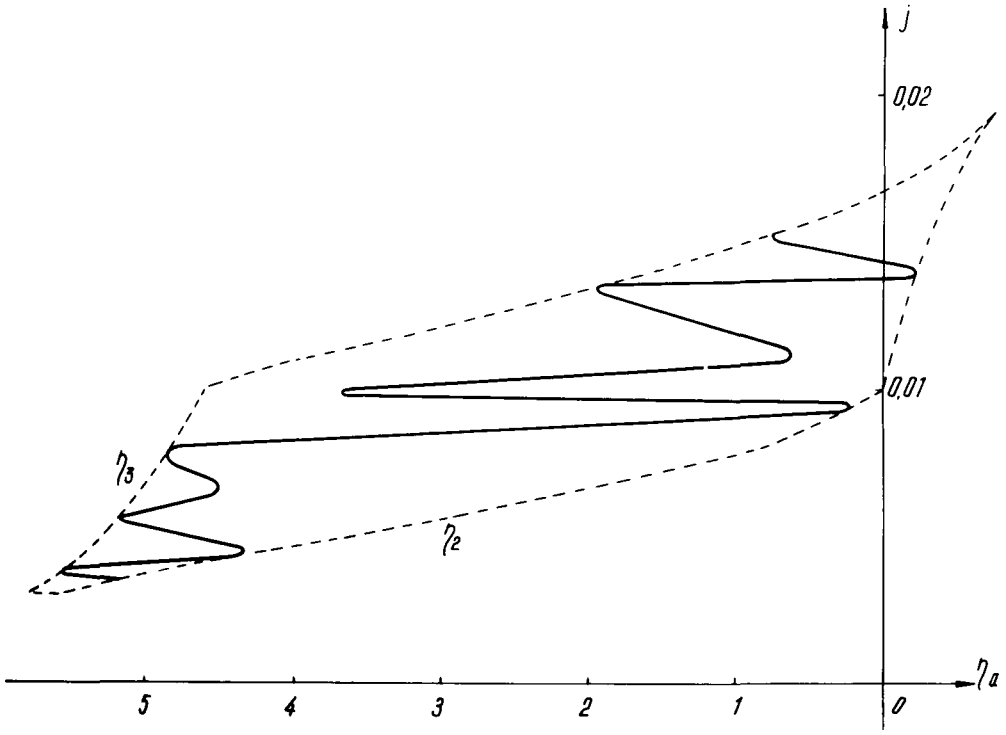


Рис.3 – Вольтамперная характеристика для γ = 0.01 , $\overline{D}$ = 1.0 .

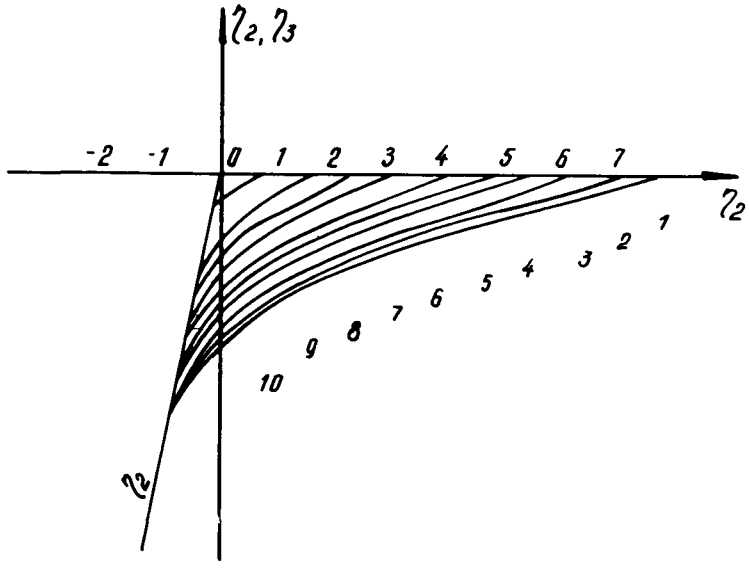


Рис. 4 Область существования ВАХ в перекомпенсированном режиме

Кривые I. $\gamma = 2 \cdot 10^3$; 2. $\gamma = 10^3$; 3. $= 5 \cdot 10^2$;
4. $\gamma = 2 \cdot 10^2$; 5. $\gamma = 10^2$; 6. $\gamma = 5 \cdot 10$;
7. $\gamma = 2 \cdot 10$; 8. $\gamma = 10$; 9. $\gamma = 5$; 10. $\gamma = 2$.

D I S C U S S I O N

P. ROUKLOVE: What was the operating temperature? How long did experiments last, and did you observe any reactions, especially the seals?

B.B. DYAKOV: Several experiments were performed, for various gths of time. The average temperature was approximately 600°C at insulators. Some of the converters we examined showed a darkish osit, presumably due to reaction effects, on the seals.

M. von BRADKE: In your measurements with the Ba-Cs diode, did investigate the influence of collector temperature on the initial er output? If so, how does this influence vary with collector perature?

B.B. DYAKOV: In the anode temperature range 1240-1350°K, with interelectrode gap of 1 mm, the work function reached 2.2 V according to the authors' estimates. With a gap of 0.1 mm the tempera- e range shifted to somewhat higher values, viz. 1320-1470°K. The hors conclude that at the lower anode temperatures, with ϕ_a = 2.2 V, converter will be in a non-optimized regime.

M. von BRADKE: In determining the caesium vapour pressure in the verter, did you allow for the influence of the barium vapour cur- t from the Ba reservoir to the Cr reservoir?

B.B. DYAKOV: Yes, corrections were introduced to take account that effect.

BLANK

Experimental Investigation of the Ignited Mode of a Ba-Cs Converter

G. Knauß

Institut für Kernenergetik, Universität Stuttgart, Germany

Abstract

The ignited mode of a thermionic converter containing a barium and cesium plasma was experimentally investigated.

A diode with plane electrodes with variable spacing was used. The electrode materials were polycrystalline tungsten (emitter) and tantalum (collector). The collector was surrounded by a guard ring to prevent sidewall currents. Special structural measures allowed the barium vapor to condense before reaching the alumina ceramics which we used to insulate electrically the collector from the emitter. The ceramics had no contact with barium, therefore, chemical attack of the ceramics by barium because of the high affinity of barium for oxygen was avoided. As a result, the working life of the converter was not affected and decomposition products which could influence the electrodes did not appear.

The shape of the current density (j) - output voltage (U) curves of the Ba-Cs-diode in the ignited mode region is similar to that of the Cs-diode: An abrupt increase in current density when ignition takes place, followed by a "knee" and a smaller increase in current density when the output voltage becomes smaller. At $T_{Cs\text{-}Res.} < 500$ K (electrode spacing 0.8 mm) the ignition voltage is in the negative power region and the extinguishing voltage in the positive or negative power region depending on the operating conditions. At $T_{Cs\text{-}Res.} \gtrsim 500$ K (electrode spacing 0.8 mm) the ignition and extinguishing points coincide in the positive power region. The current densities in the ignited

mode are one or two orders of magnitude greater than those in the unignited mode, e.g. $j = 100$ A/cm^2 at $T_E = 1991$ K, $T_{Ba\text{-}Res.} = 950$ K, $T_{Cs\text{-}Res.} = 460$ K, electrode spacing = 0.8 mm, whereas $j = 2$ A/cm^2 in the unignited mode. Electrical output power densities up to 10 W/cm^2 and higher are obtained. The j-U-characteristics show little or no dependence on spacing up to spacings of at least 1 mm at not too high or low cesium pressures.

The measurement of the electric resistance and an examination with the scanning electron microscope and the electron beam-microscope analyser showed, that barium did not condense on the ceramics between the emitter and the collector, and that the ceramics was not chemically attacked.

1. Introduction

In [1, 2] a new construction principle of a Ba-Cs-diode was given, such a diode was built, and current-voltage characteristics were taken in the surface ionization region. This paper now presents current-voltage characteristics in the volume ionization region, which were measured on the same diode. From these characteristics the emitter work function is calculated. Finally, some comments are presented on the behaviour of the ceramics in the diode.

2. Ba-Cs-Diode

Fig. 1 is a simplified diagram of the Ba-Cs-diode used. The diode has plane electrodes so that the spacing of the electrodes can be varied during the operation of the diode. The essential feature of the diode is that the barium vapor required for the electrods has no contact with the oxide ceramics insulating the emitter electrically from the collector. Barium has a high affinity for oxygen and attacks the oxide ceramics at high temperature noticeably [1, 2]. The barium vapor is condensed in front of the ceramics, and not in the cesium reservoir as in the case of diodes built up to now. Thus corrosion of the ceramics is avoided. Especially the electrically conducting decomposition products on the ceramics and the volatile decomposition products, which could influence the properties of the electrodes, are not produced. Emitter, collector, and barium reservoir are kept apart from the ceramics and the cesium reservoir. The cesium vapor can reach the electrodes only through a narrow ring slot around the collector. Barium vapor passing through this ring slot condenses on the cooler surrounding walls, especially on the screen and on the flanges 1, 2, 3, 4 (Fig. 1), which have the lowest temperature in the surroundings, viz. about 250 °C (50 deg C above the temperature of the cesium reservoir). At 250 °C, the saturation vapor pressure of barium is only about 4×10^{-10} Torr. The temperature of the ceramics is maintained at 300 °C, 50 deg C above the temperature of the flanges, to prevent the condensation of traces of barium on the ceramics.

Fig. 2 shows the path of the electron current from the emitter and the sidewall surface to the collector and to the outside pipe of the barium reservoir. The outside pipe of the barium reservoir represents the collector for the sidewall electron currents. This collector is short circuited with the emitter.

The emitter consists of (100) tungsten, coated by vapor deposition on tantalum. The tungsten surface had to be lapped mechanically resulting in a polycrystalline structure. The collector consists of polycrystalline tantalum. The plane surface area of the emitter and the collector are 2 cm^2 each.

Current-voltage characteristics in the ignited mode and their interpretation

Figs. 3 - 11 show the current-voltage characteristics of the Ba-Cs-diode. The output voltage U of the diode, which is plotted horizontally in these figures, includes the voltage drop $U_L = J \times R_L = j \times 2\ cm^2 \times R_L$ along the conductors to the electrodes inside the diode. $J = j \times 2\ cm^2$ is the output current of the diode, and R_L the resultant ohmic resistance of the conductors. The voltage U_{CE} between the collector and the emitter is

$$U_{CE} = U - U_L = U - j \times 2\ cm^2 \times R_L \qquad (1)$$

and is measured from the straight line $U = U_L = j \times 2\ cm^2 \times R_L$ (Fig. 12). In the Figs. 3 - 11 the current density $j = J/2\ cm^2$ is plotted vertically. T_E is the emitter temperature, T_C the collector temperature, T_{Ba} the barium reservoir temperature, T_{Cs} the cesium reservoir temperature, p_{Ba} the barium vapor pressure, p_{Cs} the cesium vapor pressure, and d the emitter-collector spacing.

The current-voltage characteristic curves of the Ba-Cs-diode have the same shape as the current-voltage characteristic curves of the Cs-diode at small $p_{Cs} \times d$ - values and with current-limiting negative space charge (electron-rich region) at sufficient negative output voltages. The characteristics of the Ba-Cs-diode at small cesium vapor pressures show a double-valuedness at sufficient high output voltages. Obviously, it can be assumed that analogous to the properties of the Cs-diode, in the flat part of the characteristic curve at low current densities, the positive ions in the plasma of the Ba-Cs-diode are mainly produced by surface ionization on the emitter surface, whereas the sharp rise of the characteristic curve is caused by an intensive setting-in of the volume ionization in the plasma.

In the following, the portions of the current-output voltage characteristic curves lying in the volume ionization region are discussed.

We denote the mean free path of the electrons in the cesium and barium vapors by $\lambda_{e,Cs}$ and $\lambda_{e,Ba}$, respectively. The

values of $\lambda_{e,Cs}$ and $\lambda_{e,Ba}$ used in the following, were calculated form the equation

$$\lambda = \frac{1}{N \times \sigma}$$

where λ stands for $\lambda_{e,Cs}$ or $\lambda_{e,Ba}$. N denotes the number of cesium or barium atoms per unit volume. For the cross section σ we used the values for elastic scattering of electrons off cesium or barium atoms, 350 Å^2 [7] and 46 Å^2 [3], respectively. For the temperature of the cesium and barium vapor in the plasma between the electrodes, the mean value $(T_E + T_C)/2$ was used. In the case of T_E = 1991 K, T_C = 945 K, and T_{Cs} = 465 K, we get $\lambda_{e,Cs}$ = d = 0.8 mm. For all the cases discussed in this paper $d/\lambda_{e,Ba} > 1$ is calculated. This means that the scattering of electrons off barium atoms is negligibly small.

For $d/\lambda_{e,Cs} > 1$, the arc ignition voltage is in the negative power region, and the extinguishing voltage is in the positive or negative power region depending upon the operating conditions. The difference between the ignition and extinguishin voltages amounts to 0.5 - 0.7 V. For $d/\lambda_{e,Cs} < 1$, the ignition and extinguishing points coincide in the positive power region.

In the sharply-rising portion of the j - U - characteristic curve, the current-limiting negative space charge in the plasma is neutralized by the positive ions produced by the beginning ionization due to collisions. It is assumed that analogous to the properties of the Cs-diode, at the "knee" of the j-U-characteristic curve, the negative space charge has just bee neutralized completely. The current nonsaturation above this knee is caused by the increasing current of positive ions to the emitter with increasing output voltage. This ion current adds to the electron current, and moreover causes an increase in electron current by a reduction of the emitter work function, as in the Schottky effect, or a reduction in retarding path fields as in the anomalous Schottky effect.

The current density j_{knee} at the knee of the j-U-characteristic is approximately equal to the electron emission density of the emitter in the cases of $d/\lambda_{e,Cs} \gtrsim 1$, as the scattering of the electrons off gas atoms is negligibly small, as there is no current-limiting electric space charge and as the ion current is negligibly small ($\approx j_{knee}/492$). At this point the electron emission of the emitter is not yet influenced by the Schottky effect or by a decrease in the anomalous Schottky effect. Therefore, the work function ϕ_E of the emitter can be calculated from the Richardson equation

$$j_{knee} \approx A \times T_E^2 \times \exp(-\phi_E/kT_e), \qquad (2)$$

where we set A = 120.4 A/cm^{2}K^2. The j-U-characteristics measured at various cesium vapor pressures p_{Cs} (Fig. 4) show that j_{knee}, and therefore the emitter work function ϕ_E, do not depend on p_{Cs} wherever $d/\lambda_{e,Cs} \lesssim 1$. In Fig. 13, the emitter work function values ϕ_E calculated from equation (2) are plotted versus T_E/T_{Ba}. The ϕ_E-values are located on one and the same

curve with a minimum at 2.2 eV. This minimum value was also measured by the methode of field emission [4]. The rising portion of the $\varnothing_E$ - T_E/T_{Ba} - curve is approximately the same as in Fig. 2 of the paper [5]. The work functions given in [5] are measured by methods other than that used in this work.

Neither in the ignited mode (Fig. 5) nor in the unignited mode [1, 2] do the j-U-characteristics depend much on the emitter-collector spacing. It is obvious that an increase of spacing favors the development of the arc mode, in that the arc mode appears at more negative output voltages (Fig. 5).

4. The behavior of the ceramics insulating the emitter from the collector

The measurements at the used Ba-Cs-diode were concluded after the j-U-characteristics in the volume ionization region were plotted. Hence, some remarks on the behavior of the ceramics in the used Ba-Cs-diode are added. The working life of the Ba-Cs-diode is mainly determined by the behavior of the ceramics in contact with barium.

The used Ba-Cs-diode was in operation without failure for 153 hours at emitter temperatures between 1600 K and 1991 K, and barium reservoir temperatures between 720 K and 1100 K. It worked quite satisfactorily. The electrical insulation between the emitter and the collector by the ceramics (E37-ceramics of Feldmühle, Plochingen, Western Germany, consisting of 99,7% Al_2O_3 and 0,25% MgO, Fig. 1) was not influenced by the barium in the diode. During these 153 working hours, about 1,5 g of barium flowed out of the barium reservoir. This is about the quantity that would flow out of the barium reservoir in a diode in commercial use during a period of 1,5 years.

A simple but highly sensitive method for detecting barium and electrically conducting decomposition products, e.g. aluminum on the surface of the ceramics, is to measure the electrical resistance of the ceramics. The ohmic resistance of the ceramics between emitter and collector was measured in the beginning, before the ceramics had come into contact with barium and cesium, and after 153 working hours at $T_E = T_C = T_{Ba}$ + 20 degK = 643 K and $T_{Cs} \approx$ 80 K before opening the diode. In both cases, the resistance was greater than 5×10^5 kΩ. (Measurements of the resistance at higher temperatures of the electrodes and of the barium reservoir would have been falsified by electron emission). If the ceramics were covered with a monomolecular layer of cesium atoms, the surface conductivity per unit area would have been about 10^{-4} 1/Ω [6] and the resistance of the ceramics about 1.5 kΩ. We can assume that a monomolecular layer of barium or aluminum atoms or of atoms of any other electrically conducting substance have an electrical resistance of about the same order of magnitude. However, the measured resistance is much greater, being $> 5 \cdot 10^5$ kΩ. Thus, there was less than one monomolecular layer of barium atoms, aluminum atoms or atoms of other electrically conducting decomposition products on the surface of the ceramics between emit-

ter and collector after the operation of the Ba-Cs-diode.

An examination with the scanning electron microscope showed an undamaged surface of the ceramics between emitter and collector inside the diode (Fig. 14). Chemical attack or a coating on the surface of the ceramics is not to be seen.With the electron beam-microprobe analyser too, no barium was detected on the surface of the ceramics. The detecting efficiency of the microprobe was about 1 wt.$^{o}/_{oo}$ barium.

References

[1] KNAUSS, G., A longlife thermionic diode with barium and cesium vapors, Conf. Rec. of 1970 Thermionic Conv. Spec. Conf., Miami Beach (Florida) USA.

[2] KNAUSS, G., Konstruktionsprinzip eines mit Barium- und Cäsiumdämpfen betriebenen thermionischen Wandlers von langer Lebensdauer, Dissertation, Universität Stuttgart 1971.

[3] KENNEDY, A.J. et al., Research and development for barium vapor-filled thermionic energy conversion technology, MND-2933-2 (May 1964).

[4] BONDARENKO, V.D., LOSHKAREV, A.I., UL'MASBAEV, B. SH., Emission characteristics of some high-melting metals with mi ed adsorbed films of Cs and Ba, High Temperature 8 (1970) 201.

[5] BONDARENKO, V.D., GUSKOV, YU.K., The characteristics of thermionic converters filled with vapour mixture, Proc. 2nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation Stresa Italy 1968, 999.

[6] LEVINE, J.D., Electrical conductivity caused by adsorbed cesium on insulator surfaces, Rep. Thermionic Conv. Spec. Conf., Cleveland (Ohio) USA (1964) 1.

[7] HOUSTON, J.M., Cross section values to use in analyzing the cesium thermionic converter, Rep. Thermionic Conv. Spec. Conf., Cleveland (Ohio) USA (1964) 300.

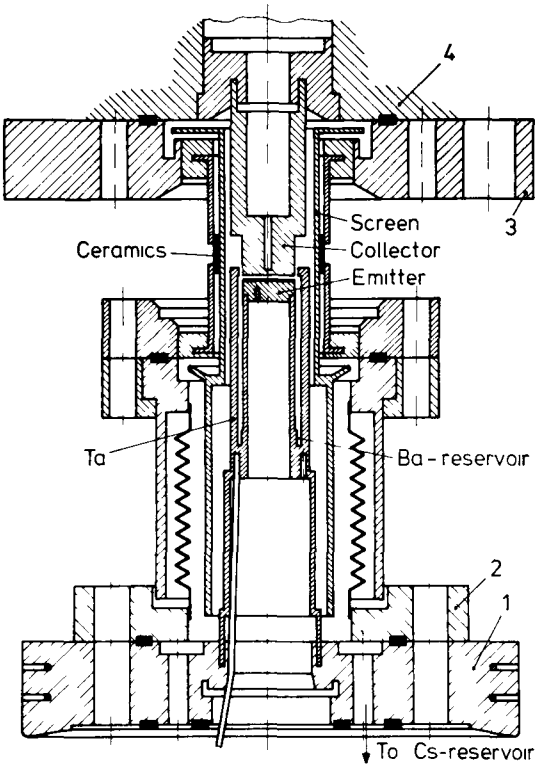


Fig. 1. Ba-Cs-diode

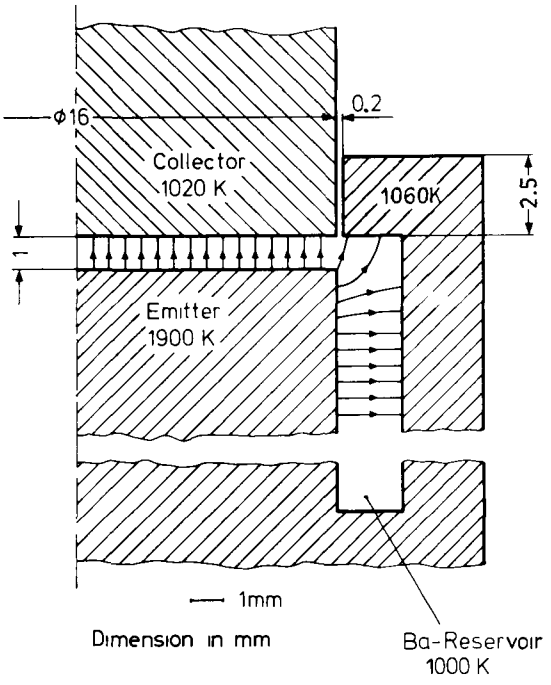


Fig. 2. Path of the electronic current in the Ba-Cs-diode

Characteristics of the Ba-Cs-diode

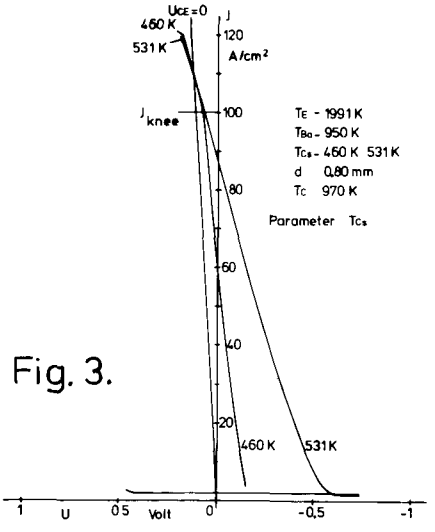


Fig. 3.

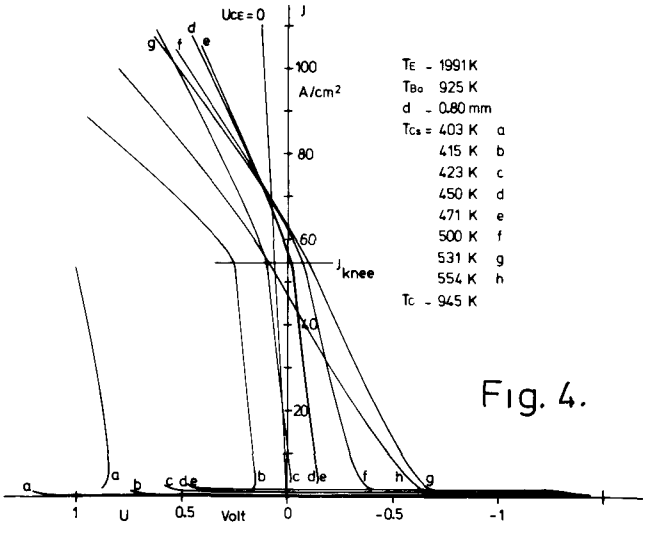


Fig. 4.

Characteristics of the Ba-Cs-diode

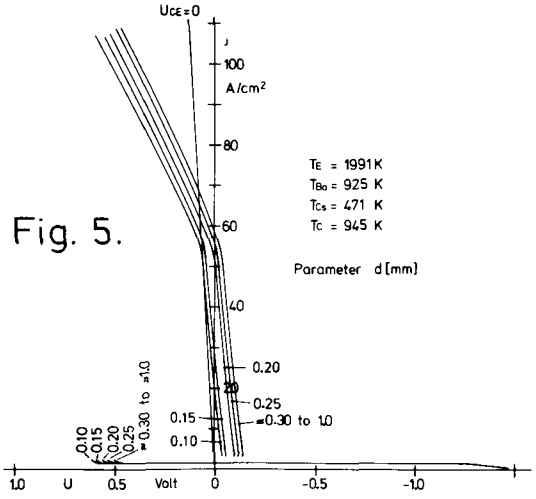


Fig. 5.

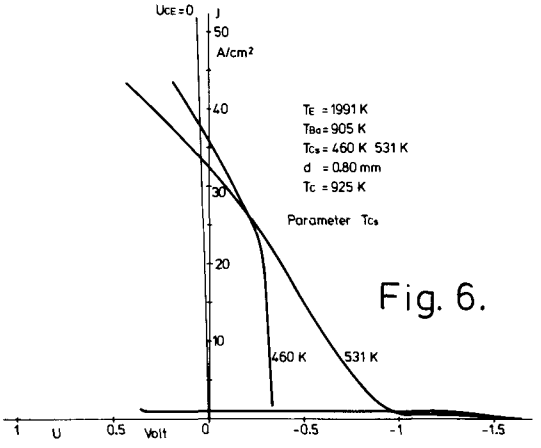


Fig. 6.

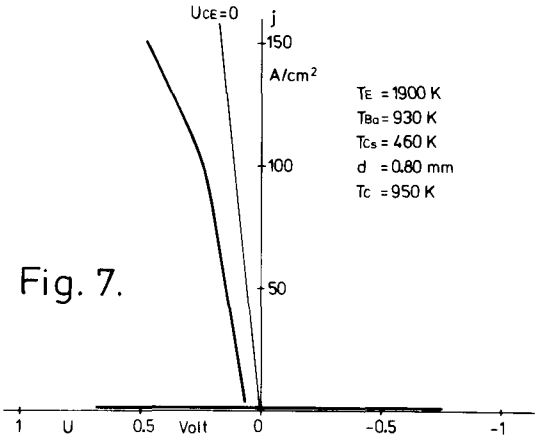


Fig. 7.

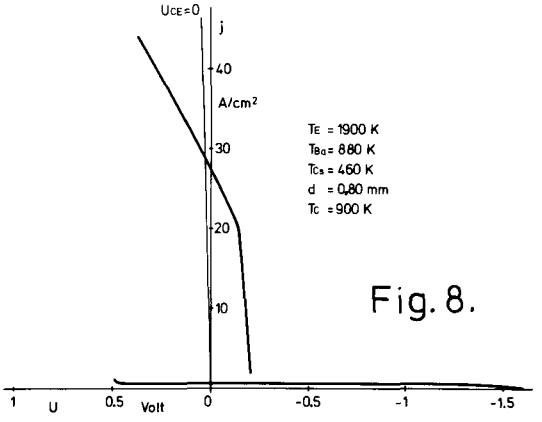


Fig. 8.

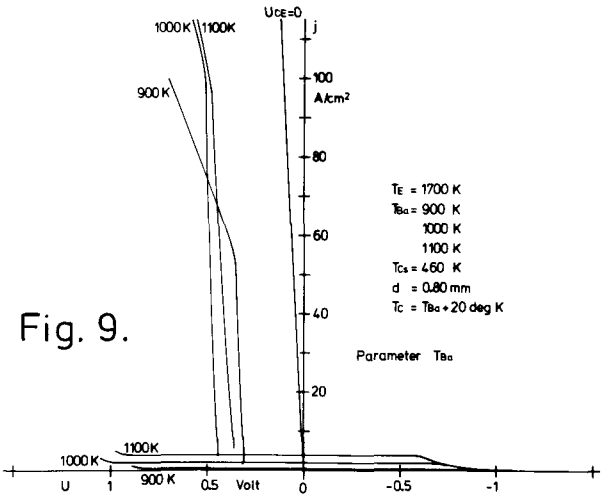


Fig. 9.

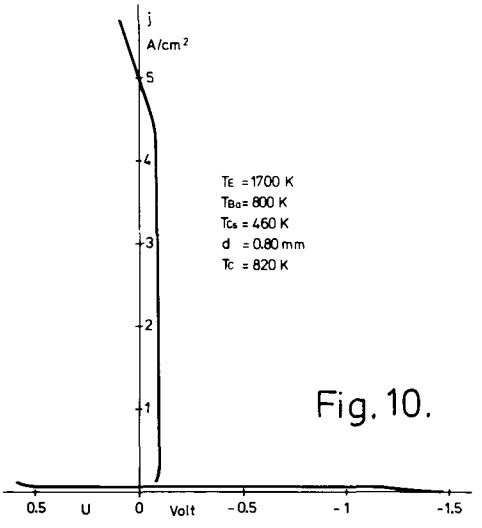


Fig. 10.

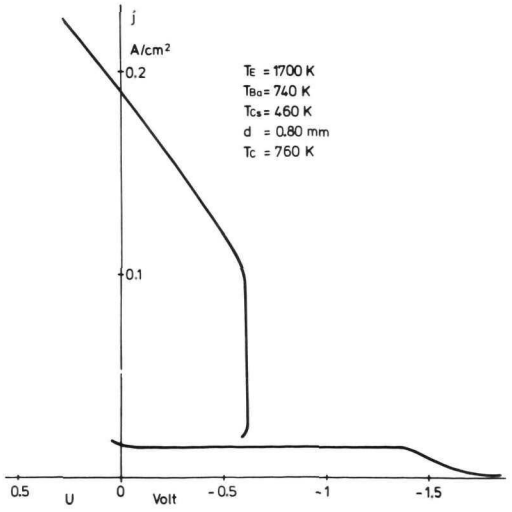


Fig. 11. Characteristics of the Ba-Cs-diode

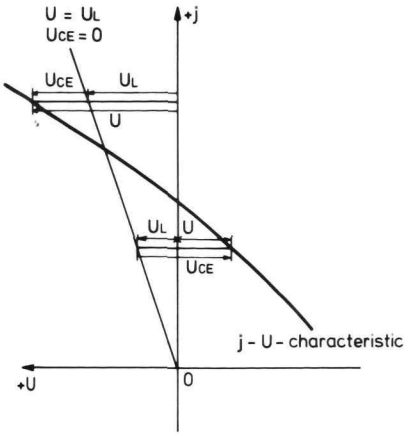


Fig. 12. Voltage U_{CE} between emitter and collector in the j-U-diagram

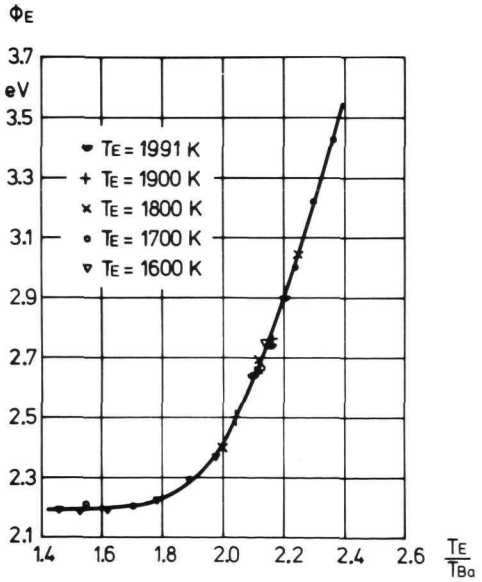


Fig. 13. Work function Φ_E of the emitter covered with barium as a function of T_E/T_{Ba}

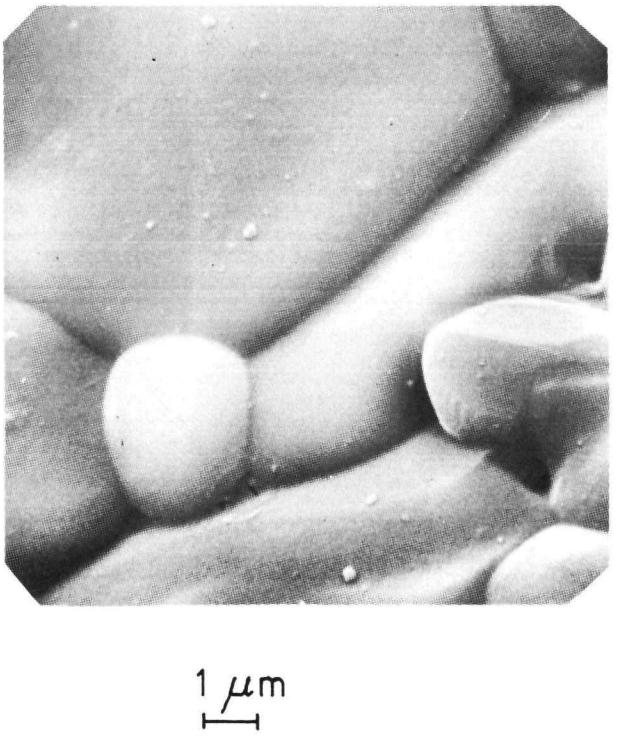


Fig. 14. Surface of the ceramics inside the Ba-Cs-diode after 153 working hours

List of figure captions

Fig. 1. Ba-Cs-diode

Fig. 2. Path of the electronic current in the Ba-Cs-diode

Fig. 3-11. Characteristics of the Ba-Cs-diode

Fig. 12. Voltage U_{CE} between emitter and collector in the j-U-diagram

Fig. 13. Work function $\varnothing_E$ of the emitter covered with barium as a function of T_E/T_{Ba}

Fig. 14. Surface of the ceramics inside the Ba-Cs-diode after 153 working hours.

Theoretical Considerations on Current Voltage Characteristics of Ba-Cs-Converter

M. Schindler

Institut für Kernenergetik, Universität Stuttgart, Germany

Abstract

Due to the low pressure in diodes filled with Cs-Ba vapour mixture, the current voltage characteristics are essentially different from those usually known. These characteristics are discussed with regard to work function determination of the Ba covered emitter.Large discrepancies occur between the values obtained from unignited mode characteristics and those from arc mode characteristics. An attempt is made to explain these discrepancies by the anomalous Schottky-effect.

Introduction

In thermionic converters filled with Cs-Ba-vapour mixture, the work functions are adjusted by Ba alone. The interelectrode space is governed by Cs, since collosions of electrons with Ba do not occur. Under practical operation conditions the Cs pressure is lower than 1 torr, so that the spacing is at the most a few number of times that of the electron mean free path. We will discuss the influence of Cs-pressure on the current voltage characteristics of such low pressure diodes, based on the experimental work of Knauß [1, 2] .

Interpretation of unignited mode current voltage characteristics

A typical set of unignited mode current voltage character-

istics is plotted in Fig. 1. For each of the curves the Cs-pressure is varied, whereas the Ba-pressure, emitter- and collector temperature and the spacing are held constant. All the curves show an expected behaviour of an "ideal diode", a pronounced current saturation and a Boltzmann-like cut off corresponding to the emitter temperature.

Beyond a critical value of the Cs-pressure the saturation current does not depend on the Cs-pressure in a wide range (curves c, d). Below this value the saturation current drops with decreasing pressure. According to ref. [3] the saturation current is given by

$$j_{sat} = j_R \cdot f$$

in the ion rich case and by

$$j_{sat} = 2 \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/4} (j_R\, j_{SL})^{1/2}\, f$$

in the electron rich case. j_R is the emission current given by Richardson's equation and j_{SL} the ion current from the emitter. The factor

$$f = \left[\frac{1}{2}\left(1+\frac{3}{4}\frac{\lambda}{d}\right)\left(2+\frac{3}{4}\frac{\lambda}{d}\right)\right]^{-1/2}$$

describes the current restrainment due to electron scattering. λ is the electron mean free path and d the spacing.

The mean free path of electron scattering at Cs atoms is of the order or less than the spacing in our case [4]. Though no accurate values of the Ba cross section are available [5], we may assume that there are no collisions of electrons at Barium. Electron scattering at ions does not cause a current restrainment [4]. Therefore, we may assume $f\ (\lambda/d) \approx 1$ throughout the range of the present measurements. The fact that no spacing dependence of saturation current is found [1] confirms this statement.

The Cs pressure dependence of the saturation current may now be interpreted in the following way. At low Cs pressures not enough ions are produced at the emitter to remove the negative space charge. At the critical pressure neutralisation occurs. Therefore, we may use the saturation current at this point to determine the emitter work function. Since a further increase of Cs pressure is not accompanied by a current rise, it is concluded that the emission current is not influenced by Cs. The same result was found by Psarouthakis [6].

Interpretation of arc mode current voltage characteristics

A set of arc mode current voltage characteristics with varying Cs pressure is plotted in Fig. 2. As in the usual high pressure diodes there is no current saturation. This effect is well described by Hansen [7, 8]. Ions from the plasma contribute to the current and establish a positive emitter sheath which

causes a Schottky-effect.

At low Cs pressure the arc extinction is accompanied by a very rapid current decrease, shown by the nearly infinite slope of the current voltage characteristics (curves a, b, c). It is reasonable to assume, that the arc constricts with nearly constant voltage and current density as postulated by Warner [9]. Contrary to Warner's calculations, we find the constriction regions under electron rich conditions and at rather low d/λ values. At higher Cs pressures the constriction region as well as the preignation region disappears (curves d, e). There is a continuous transition from unignited mode to arc mode, since the emitter sheath accelerates the electrons already in the unignited mode.

As it is seen from Fig. 2, the current at the knee of the current voltage characteristic does not depend on Cs - pressure. According to the model of Stakhanov and Kasikov [10] this current should be 78% of the emission current. The more accurate calculations of Warner [9] give similar results.

Emission-characeristics

Looking at Fig. 2, it is conspicuous, that the unignited mode saturation currents are lower by two orders of magnitude than the currents in the ignited mode. As discussed above, in both cases approximately the emission current from the emitter is expected.

In the unignited mode the current may be restrained by electron scattering or negative space charge. The scattering effect should be spacing dependent. But the current was found to be constant, if the spacing is varied in the range of 0,1 to 1 mm [1]. A current restrainment due to negative space charge in a large scale is also improbable, since there is no further current increase, if additional ions are produced beyond the critical Cs pressure.

In the ignited mode the current may be enhanced due to ion flow from the plasma to the emitter and the accompanying Schottky-effect. According to Hansen [7, 8] these effects are voltage dependent and cause the nonsaturation, but should be neglible at the knee of the current voltage characteristics. A nearly voltage independent Schottky-effect is caused by ions generated at the emitter. However, in our case this is only a current increase of at the most 10%.

Due to the fact, that in the arc mode as well as in the unignited mode the current is definitely related to Ba pressure and emitter temperature, the author believes, that in both cases the currents should be considered as real emission currents.

Emitter work functions are calculated from ignited mode currents as well as from unignited mode currents as stated above. These results are shown in Fig. 3 in form of a Rasor-

Warner plot. There is a unique correlation of work function to the ratio of emitter temperature to Ba-reservoir temperature in both cases. We find the characteristic linear dependence in a certain range, however, with different slopes. The unignited mode data are the same as those reported by Psarouthakis [6], where as the ignited mode data correspond nearer to those of Bondarenko and Guskov [11].

Anomalous Schottky-Effect

An explanation for the large current increase in the ignited mode may be the anomalous Schottky-effect due to a patchy emitter surface. As an over simplification we may assume that in the unignited mode the emission from spots of low work function is supressed by negative space charge. Only spots of high work function can produce enough ions for compensation. In the ignited mode, the negative space charge is removed by ions from the plasma, so that the main contribution to current is due to the low work function spots (Fig. 4).

A detailed analysis of the anomalous Schottky-effect was given by Hansen [12]. According to his model, the work function difference between alternating strips is given by

$$\phi = -2\ KT\ \ln \frac{I_o}{I_S}$$

I_o is the emission current for vanishing external field and I_S the emission current without patch fields and space charge barriers. Neglecting the normal Schottky-effect, we may identify I_S with the ignited mode current and I_O with the critical unignited mode saturation current. From the present experimental data we find work function differences up to 1,5 volts.

The question arises of the nature of the spots of different work function. Since a polycrystalline tungsten emitter was used in the measurements, the difference in the bare work function of various crystal faces may cause the effect, though the required work function differences seem to be a little too high. However, it is very surprising that the slopes of the two straight lines in the Rasor-Warner plot are different by a factor three. If we assume that the theory of Rasor and Warner [13] holds also in the case of Barium covered surfaces, the slope should not be very sensitive to the properties of the substrate.

In conclusion the emission characteristics of Ba covered polycrystalline surfaces should be regarded as an open question.

Acknowledgement

The author wishes to thank Dr. G. Knauß, who let him have his extensive experimental results.

References

1 KNAUSS, G., IEEE Thermionic conversion specialist conf., Miami Beach (1970) 513

2 KNAUSS, G., This onf., F-23.

3 WOLF, E. et al., 2nd Int. Conf. Thermionic electrical power generation, Stresa (1968) H-4.

4 SCHINDLER, M., IEEE Thermionic conversion specialist conf., Miami Beach (1970), 312.

5 KENNEDY, A.J. et al., MND-2933-2 (1964)

6 PSAROUTHAKIS, J., Surface science 17 (1969) 316.

7 HANSEN, L.K., J. Appl. Phys. 38 (1967) 4345.

8 HANSEN, L.K., IEEE Thermionic conversion specialist conf., Miami Beach (1970) 305.

9 WARNER, Ch., IEEE Thermionic conversion specialist conf., Framingham (1968) 195.

10 STAKHANOV, I.P., KASIKOV, I.I., 2nd Int. Conf. Thermionic electrical power generation, Stresa (1968) G-7.

11 BONDARENKO, V.D., GUSKOV, Yu.K., 2nd Int. Conf. Thermionic electrical power generation, Stresa (1968) H-3.

12 HANSEN, L.K., 26th. Anm. Conf. Physical electronics, Cambridge (1966) 116.

13 RASOR, N.S., WARNER Ch., J. Appl. Phys. 35 (1964), 2589.

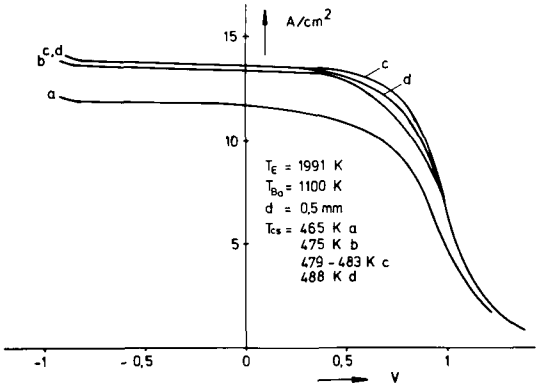


Fig.1: Unignited mode current voltage characteristics

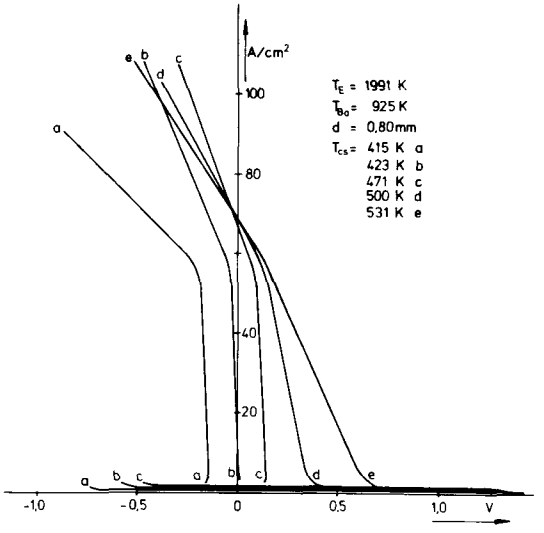


Fig.2: Ignited mode current voltage characteristics

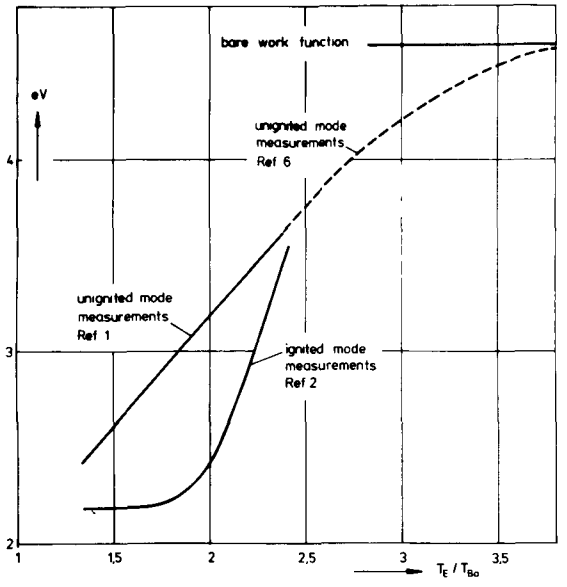


Fig.3: Work function of Barium covered polycrystalline tungsten

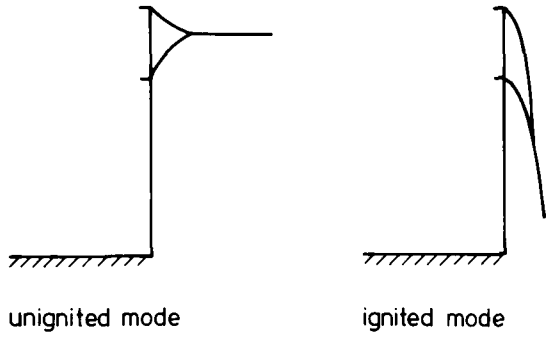


Fig.4: Potential variation near a patchy emitter surface

D I S C U S S I O N

V.P. PASHCHENKO: In his presentation Dr. Knauss put a question o us, namely why the work function measured from the saturation urrent in the unignited mode should differ so much from the work unction measured from the current in the ignited mode. I shall try o give an answer. Dr. Knauss rightly concludes that when volume onization is negligible an undercompensated mode of operation pre- ails in a barium-caesium converter. But I think his next step is rong, because in the undercompensated mode of operation the satura- ion current cannot be equal to the Richardson current; it must be maller. This is the source of the discrepancy.

BLANK

FUNCTION, FEATURES AND LIMITATIONS OF Ba-Cs DIODES

R. HENNE

Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt
für Luft- und Raumfahrt
Institut für Energiewandlung und elektrische Antriebe
Stuttgart, West Germany

ABSTRACT:

The technology and the construction of a plane thermionic diode with variable spacing, with polycristalline molybdenum electrodes working in a mixture of Ba- and Cs-vapor is described. Measurements over several hundred hours were made to determine the effect of several parameters like emitter-temperature in the range of 1700 to 2100 K, collector-temperature (900-1500 K), Ba-reservoir-temperature (700-1050 K), Cs-reservoir-temperature (400-600 K) and electrode spacing (0,05 - 2 mm). With these results it was tried to optimize this mixed-vapor-system, especially at larger spacings. The conditions and temperature regions at which such Ba-Cs-diodes are to be preferred are demonstrated by comparing them with features of Cs-diodes. The limitations of such a device are also shown. The possibility of a further gain of power density by using other electrodes is discussed.

Particular interest is directed to the time behavior of these diodes and to the work function of the collector in the Ba-Cs-vapor mixture. The values of the collector work functions were calculated by the saturation back emission.

By means of experiments, where Ba resp. Cs were introduced into the diode without the other vapor, the separated influences could be studied and conclusions for further investigations could be derived. By evaluations of the dependence of the current-

voltage-characteristics on collector-temperature interesting results were obtained, which can give more knowledge about the role of the collector in the ion-production for space-charge neutralization. In the case of a Ba-Cs-mixture there exists at special conditions an observable increase of the current, depending on collector-temperature, which is more pronounced for Ba-vapor alone.

Introduction

High-pressure-Cs-diodes are characterized by the high Cs-pressure, necessary for the lowering of the work function of the electrodes and consequently high plasma losses in the electrode gap. This prohibits a reasonable increase of this gap such that the reliability of such a device would be significantly improved, the manufacturing be remarkably simplified and cheapened and the construction of diodes with large surfaces feasable. One of the possibilities for reducing the Cs-pressure and subsequently the plasma losses is the replacement of the Cs-vapor by a Ba-Cs-vapor-mixture. Then the vapor-pressure in the diode can be reduced by 1 to 2 orders of magnitude since Ba is very effective in lowering the work function.

In the following our investigations in this field are described and the state of technology, obtained by us, the knowledge about the behaviour and the possible inprovements are discussed.

Constructive and technological approach to the Ba-Cs-diode

Lengthy tests and experiments were necessary to find suitable materials for Ba-Cs-diodes and the conditions, at which they resist the corrosive effects of molten or vaporous barium. A considerable part of our results were reported elsewhere [1,2,3]. Summarizing it can be said, that W, Mo, Ta and Nb were tested and are usable as electrode materials in Ba-vapor. For structural parts at lower temperatures stainless steel with a low content of Ni, Fe-Ni-Co-alloys and especially Ti and alloys of Ti are to be preferred. Because of the corroding effect of Ba on Ni and Cu, to our knowledge, only Ta and pure Ti is suitable as gasket material for detachable metal joints.

Highly-pure alumina-ceramic is resistant to Ba-vapor and because of this is suitable as insulator in a Ba-Cs-diode, if the temperature of the ceramic surmounts considerably the temperature of the Ba-vapor, thus avoiding a condensation of Ba on it. Thermodynamic calculations lead to the critical characteristic in fig. 1.

Concerning solders, no solders on Ni- or Cu-base can be used because of the incompatibility with Ba. New tests showed the suitability of V-30Nb-5Ti and Zr-50 Ti as solders, but the high soldering-temperatures of 1835°C resp. 1600°C required and the chemical reactions of this solders with the base materials at these high temperatures are disadvantageous. In order to combine the ceramic with the electrode metals "pressure-bonding" junctions between Nb and Al_2O_3 are to be preferred.

Fig. 2 shows a sectional view of our plane Ba-Cs-diode with variable spacing with which the results in the second part of this paper were obtained. At such an experimental device, operating in a auxiliary vacuum, replacements especially of the electrodes ought to be easily accomplished and therefore the construction of the diode should be simple. In this case collector and emitter are pressed against both the polished faces of the alumina ceramic by means of bolts. This joint at least is capillary tight, which is sufficient in this case.

The emitter is surrounded by a collar with emitter potential. It prevents electrons, coming from the side of the emitter, from entering the collector, thus increasing the accuracy of the measurements. The collar also reduces the radial radiation loss, thus flattening the temperature profile of the emitter. A diode incorporating a collector-guardring is being manufactured and will soon be tested. The following results are still obtained with the "simple" arrangement mentioned above.

Along the side of the collector the converter is closed by means of a Ta-membrane which allows a 2-mm variation of the electrode-spacing. The collector has an auxiliary Ta-resistance heater. The heat rejection is accomplished by a self-centering and self-pressing cone at the end of the collector shaft matching a stainless steel part, which is cooled by air or water.

The diode test set-up is characterized not only by heating the ceramic insulator, but also by arranging the two reservoirs for Ba and Cs on one side of the diode. The hot Ba-reservoir is positioned between the diode and the Cs-reservoir, with a common supply line for the two vapor components. Fig. 3 shows the scheme of the device.

Results

Up to now, only polycrystalline molybdenum was chosen as material for both electrodes. It is known from measurements and theoretical considerations that this material is not an optimum for Ba-Cs-diodes, but the technology is simpler and cheaper and therefore preferable for first basic investigations. After terminating these experiments and having gained more and better knowledge, more suitable electrode-combinations shall be investigated.

The ion production for space charge neutralization has a decisive importance for the thermionic diode, but in the "unignited mode",

in which Ba-Cs-diodes are predominantly operating this fact is even more pronounced. Surface features, like grain size and grain orientation, and their arrangements are influencial. This was confirmed by a comparison between the diode power obtained with sintered polycrystalline Mo-emitter and a arc-cast polycrystalline Mo-emitter. At some conditions the power-output with the sintered electrode was more than 1,5 to 2 times better than that with the arc-cast electrode. (Results quoted below are mostly from a sintered electrode). Contaminations could not be the cause of this, because the diode was heated for many hours in Ba-vapor, which cleans the surface by gettering and chemical reaction [4]. A quantitative analysis of the difference between the two electrodes con only be attempted after removal of the arc-cast electrode, i.e. after the end of the present testing period. Supposedly, with fine-grain surfaces having orientations belonging to very different work function values, situated close together, a better interaction between the electron- and ion-emitting spots might be possible; the electron emission would be better neutralized and a higher diode power should result. The scarcity of information on the adsorption of the Ba prohibits more definite statements. One information by E.W. Müller [5] who used a field emission microscope, indicated that Ba preferentially covers spots with low work functions. Thus, at particular conditions, spots of high work function might be free of Ba, there permitting the production of Cs-ions. Investigations to study this behavior at mixed vapor conditions are being started in our laboratory.

This plane diode permits the variation of 5 parameters. Fig. 4 shows a family of collector temperatures. There exists an interesting influence on ion production. Emitter-, Ba - reservoir - and Cs - reservoir - temperatures are fixed. (The surfaces of the electrodes of this diode have 3 cm^2). With higher collector temperature, at small spacing, the current density in the "unignited mode" - region increases. Because of the higher collector work function at higher temperature and the resulting smaller work function difference the characteristics shift to the accelerating voltage region. A maximum of power output of 12,7 W is obtained for T_E = 1700 °C, T_{Ba} = 600 °C and T_{Cs} = 200 °C at T_K 1050 °C. (The points of maximum power output are marked on the characteristics, the values of these points are also given). A possible explanation for this behaviour is indicated in fig. 5, which shows a collector temperature family of the diode operating in Ba-vapor. With growing T_K the curves become steeper, the current density higher, indicating a better ion production resulting in a better neutralization. It is obvious, that the collector participates in the Ba-ion formation. In the energy level diagram of Ba there exists a metastable level with about 1.4 eV. A first excitation of Ba with a subsequent reversion to this level may take place at the collector. The energy necessary to reach ionization (5.29 eV) is provided by electrons of the plasma or by the emitter. With higher collector temperature the probability of this process should rise, aided by the simultanious increase of the collector work function. If there are insufficient ions for neutralization

available, then perhaps a process like the one discussed above, may also be effective and observable in a diode operating in Ba and Cs (fig. 4), that means, that besides Cs-ions also Ba-ions participate in neutralization. A confirmation of this theory would require difficult spectroscopic investigations, which are not intended at present.

Not only the temperature influence of the collector but also its work function values in a Ba-Cs-atmosphere are of great interest. Fig. 6 shows a work function family vs. T_{Cs}. The values are calculated by means of the Richardson equation and the saturated back-emission current. The Cs-vapor effects a lowering of the ϕ_k-value to about 2.o - 2.1 eV. The work function is not as high as thought before. It is clear, that with lower Cs-pressure and rising Ba-pressure the value of the work function approaches more and more the value of pure barium with 2.52 eV. (Detailed informations of this behaviour are given in the paper of M. v. Bradke). [6]

Another interesting and important influence is that of the electrode spacing. Some spacing phenomenas are shown in the following figures. Fig. 7 shows them at low Cs-pressure. At small and large spacings (< o.2 and > o.5) there exists an ignited mode in the power quadrant, but not between o.2 and o.5 mm. The ignition at larger spacings is shifted about o.2 V to a higher negative voltage compared to the ignition at small spacings. At further lowering of the Cs-pressure the ignited mode appears only at small gaps. Fig. 8 shows a spacing family at medium Cs-pressure, indicating that in the whole range of spacing exists the ignited mode. The most important facts are, that at spacings larger than 1 mm the power output in the ignited mode surmounts the values of the unignited mode and that at increased spacing the ignited mode - parts of the characteristics shift to higher negative voltage. This means, that the power output rises in contrast to the values of the unignited mode. The explanation for this can be found by calculating the p.d - products for the Cs-component. They are lower than o.4 torr.mm, which is the minimum of break-down voltage for Cesium in the Paschen - curve. In this case the minimum is reached at a spacing between 2 and 4 mm. At higher spacings, the break-down requires again a higher voltage and the power output decreases. This signifies, that a Ba-Cs-diode, operating in the ignited mode, delivers at large spacings astonishingly high values of power output, which at these spacings can by no means be obtained by high-pressure-Cs-diodes. Fig.9, with the spacing family for a high Cs-pressure, confirms these considerations. In the whole spacing range the power output values of the ignited mode are higher than these of the unignited mode, but the values decrease with increasing spacing. The p.d-products exeed at this high Cs-pressure their minimum value.

Fig. 10 gives a summary of the spacing behaviour. It is obvious, that at medium Cs-pressure the power of the ignited mode exceeds that of the unignited mode at spacings over 1 mm.

An example for the influence of different Cs-pressures on the current-voltage characteristics is shown for two electrode spacings (o.o5 and 2 mm) in fig. 11. At a small spacing an optimum is reached in the unignited mode with $T_{Cs} \approx 2oo\ ^{o}C$. In the ignited mode the power output rises with increasing Cs-pressure. In the investigated pressure-region ($T_{Cs} \leq 3oo\ ^{o}C$) the maximum could not be reached. Because of the plasma losses the optimum shifts to lower pressure values, if the spacing is enlarged. As an example, the 1 mm curves show this.

The influence of the Ba-pressure is demonstrated in fig. 12. The decrease of the current-voltage-characteristics at lower as well as at higher Ba-pressures is obvious. This is more clearly seen in fig. 13, in which the optimum of power output of the different curves as a function of T_{Ba} is shown. At a low T_{Ba}-value the Ba-pressure is too low, to achieve an emitter work function low enough for high current densities. At high T_{Ba}-values 3 possible effects may occur, which decrease the power output. One is, that the emitter work function is very low and therefore the emission increases to an amount, that the Cs-pressure is no more sufficient to accomplish the neutralization of the electron emission. The emission is space charge limited, plasma oscillations in the gap occur, which are typical for a negative space charge. The second possibility may be, that the whole emitter surface is covered by Ba, hence the Cs-ion production is restricted. The third effect arises by the flowing of hot Ba-vapor out of the Ba-reservoir in direction to the colder Cs-reservoir. The Cs-vapor will be pumped by this, and therefore its vapor pressure in the diode is reduced [4]. By increasing the Cs-reservoir temperature power output rises at low and high T_{Ba}, but the rising at high T_{Ba} is not as high as at low T_{Ba}. At low T_{Ba} the diode features become more and more similar to these of Cs-diodes.

The last parameter, discussed here, the influence of which is shown in fig.14, is the emitter temperature. T_{Cs} is fixed, but T_K and T_{Ba} are optimized to get optimum power density. As the legend on this figure indicates higher collector- and Ba-reservoir temperatures are necessary to get this optimum at increased emitter temperature.

CONCLUSIONS

The Ba-Cs-diode, operating at higher emitter temperatures and in the unignited mode reaches the power level of high-pressure-Cs-diodes, if the considerations, cited in the paper, are confirmed and the improvements of electrodes are accordingly applied. Emitter of polycrystalline W or Re should warrant improvements, because they have a larger work function range than Mo. Also it is to be hoped, that our investigations lead to collectors with lower work functions in Ba-Cs-vapor than the 2.o to 2.1 eV now. At present this type of diode is already superior to the Cs-type at spacings larger than o.5 mm. This is

especially valid at the ignited-mode-operation, even at the "low" emitter temperature conditions, in which the usual Cs-diodes are working. It could be shown, that at some special conditions the power output in this mode is rising with increasing spacing. Because of these results, "new" thermionic schemes, which were discarded in earlier times due to a lack of realisation, might now be considered anew. Presently, even without the improvements which are discussed above, the installation of a control grid between the electrodes appears feasible, which would result in a triode as a switch or for generation of alternating current.

Acknowledgements

The author would like to thank Prof. Dr. E. Knoernschild and Mr. M. v. Bradke for many valuable discussions and suggestions. Also the assistance of Mrs. T. Henne during the experimental work is gratefully acknowledged.

References

(1) R. Henne, "On the "Effect of Barium on Converter Materials", 2nd Int. Conf. on Therm. Electr. Power Gen., Stresa 1968, Italy.

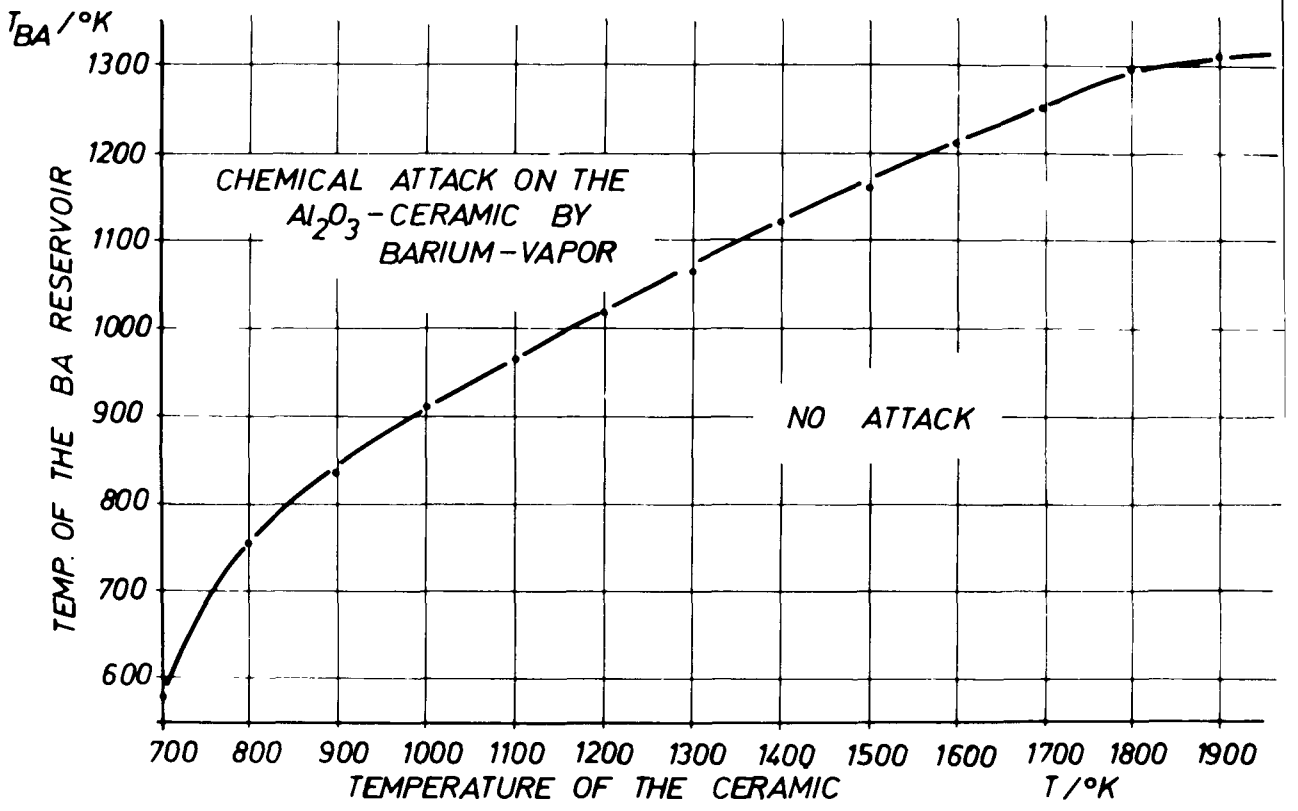
(2) R. Henne, "Thermionische Mischdampfkonverter, Teil I: Prinzip, Funktion und technologische Probleme", DLR-FB-69-40. 1969.

(3) R. Henne, "Thermionic Energy Conversion with a Ba-Cs-diode", Therm. Conv. Spec. Conf., San Diego, San Diego 1971.

(4) R. Henne, to be published.

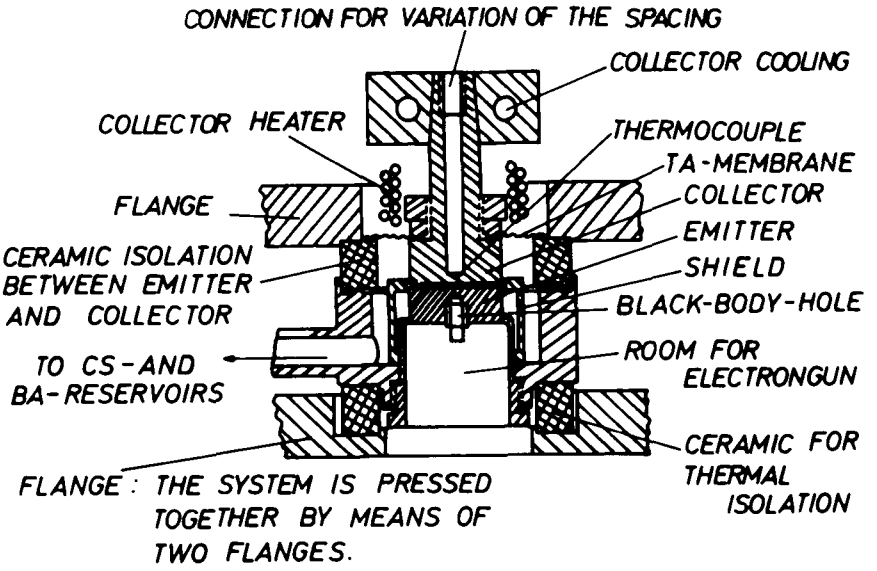
(5) E.W. Müller, Naturwiss. 29, 533 (1941).

(6) M.v.Bradke, "Work Function Measurements at Simulated Collector Conditions of Thermionic Diodes", 3rd Int. Conf. on Therm. Electr. Power Gen., Jülich 1972, Germany.



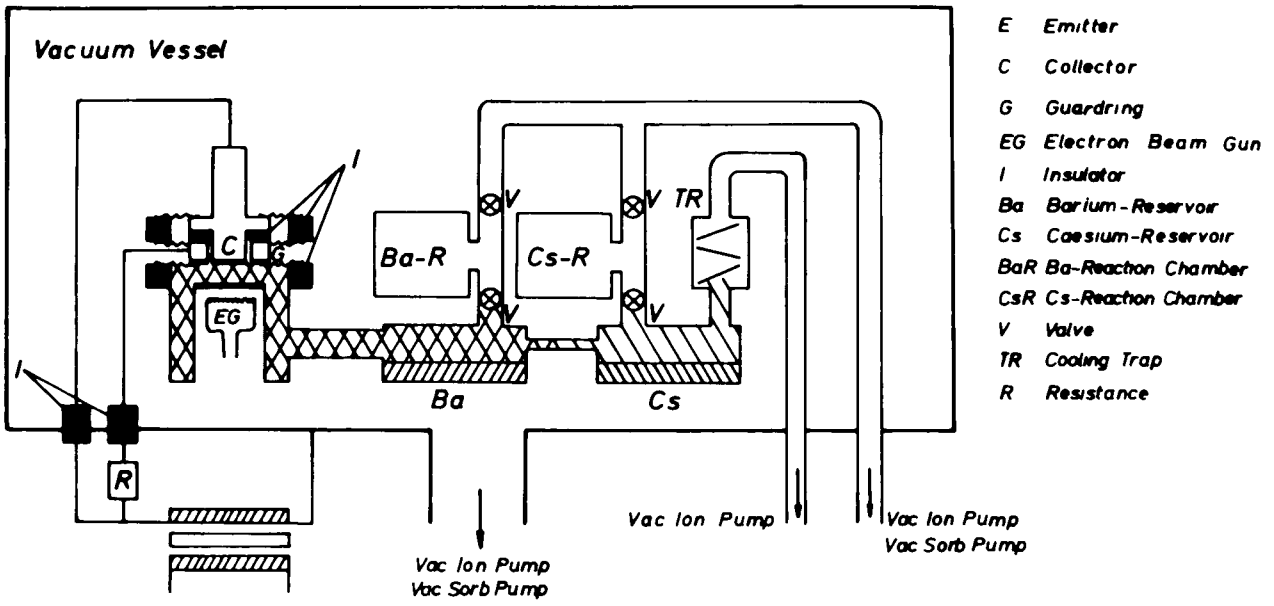
LIMITATION OF THE BA-RESERVOIR TEMPERATURE

Fig. 1



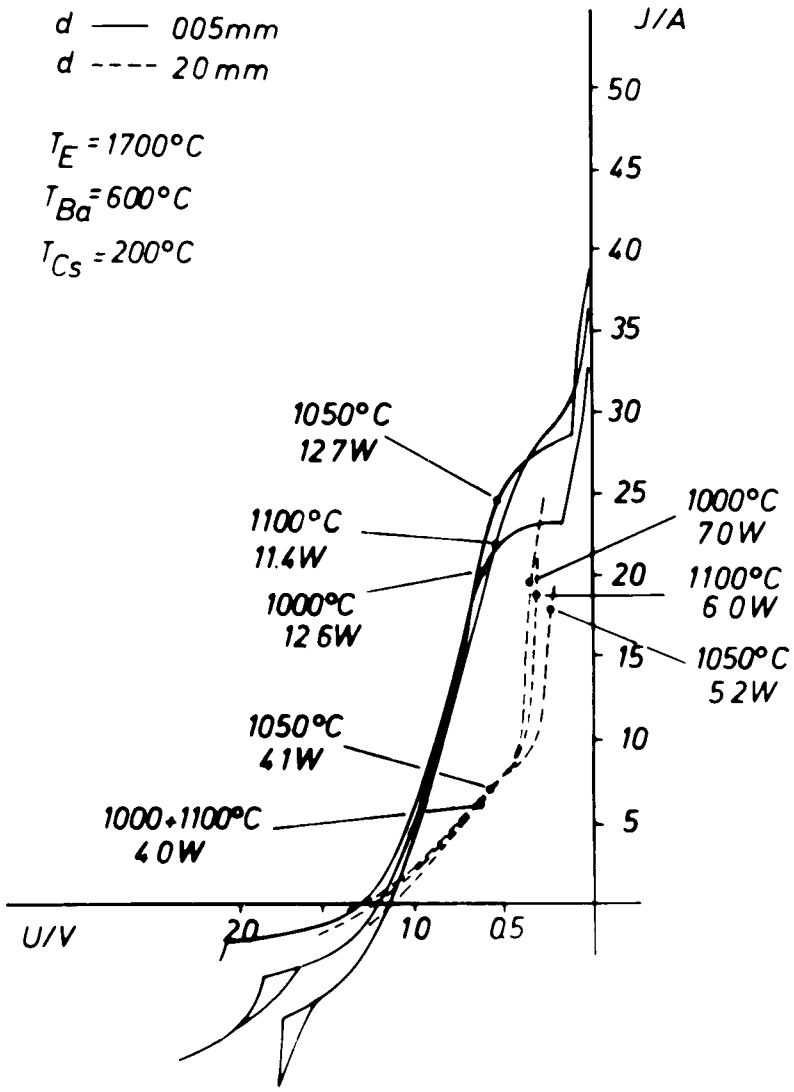
BA-CS-DIODE WITH FLAT ELECTRODES AND WITH VARIABLE SPACING

Fig. 2



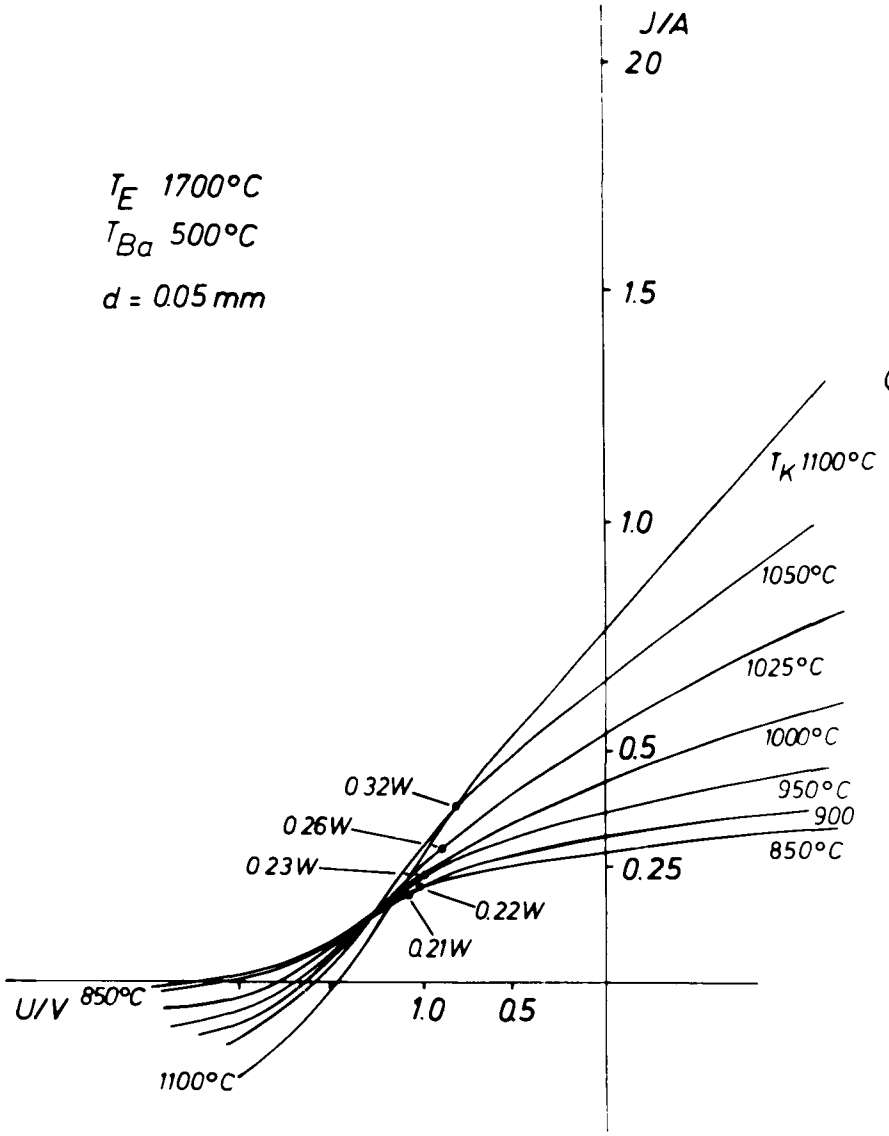
Scheme of the Ba-Cs-Guardring Converter

Fig. 3

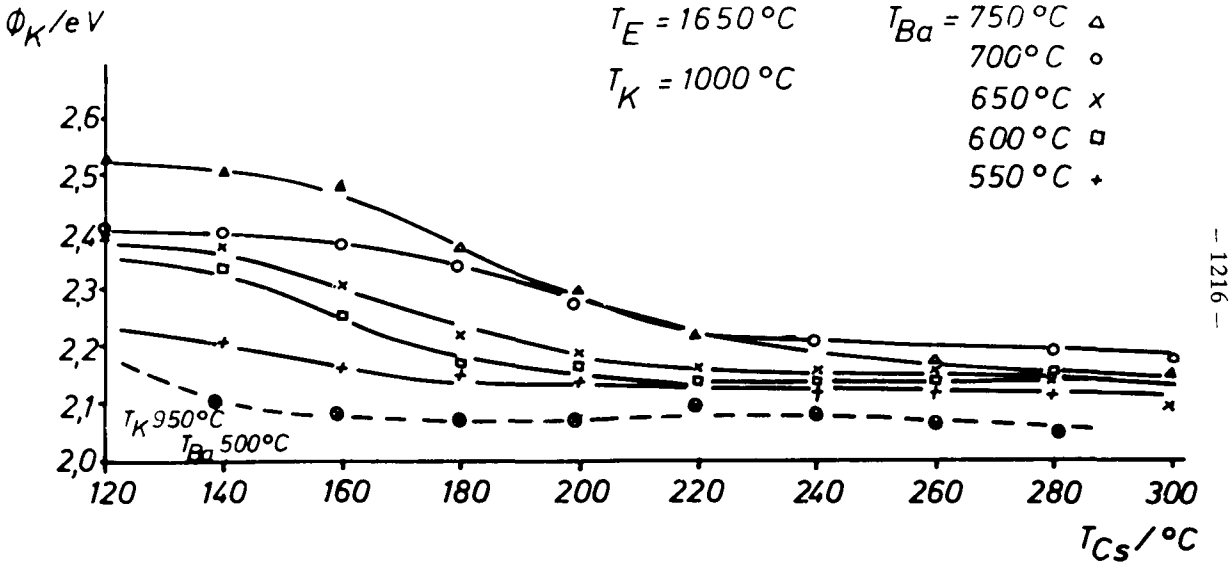


Collector temperature families of two electrode spacings in Ba-Cs-vapor The points indicate the maximum power output on the curves.

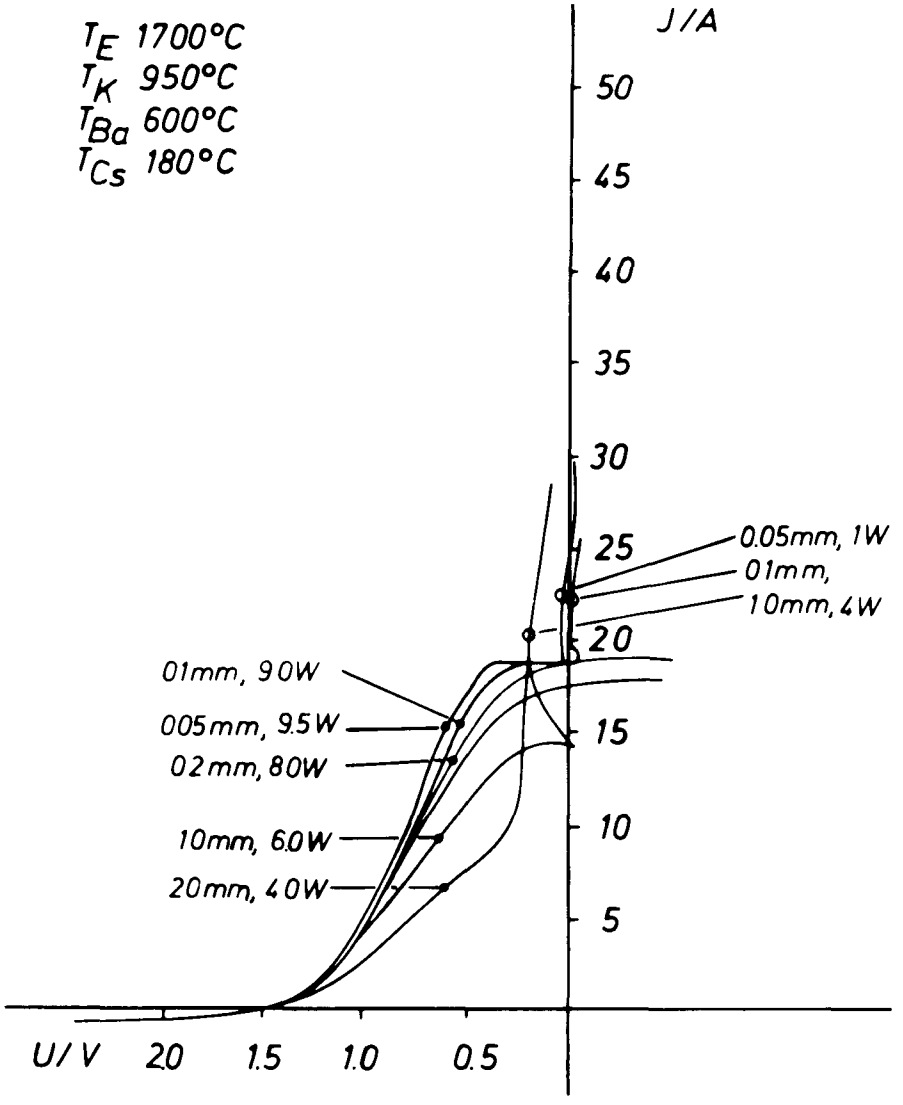
Fig. 4



Collector temperature family in Ba-vapor

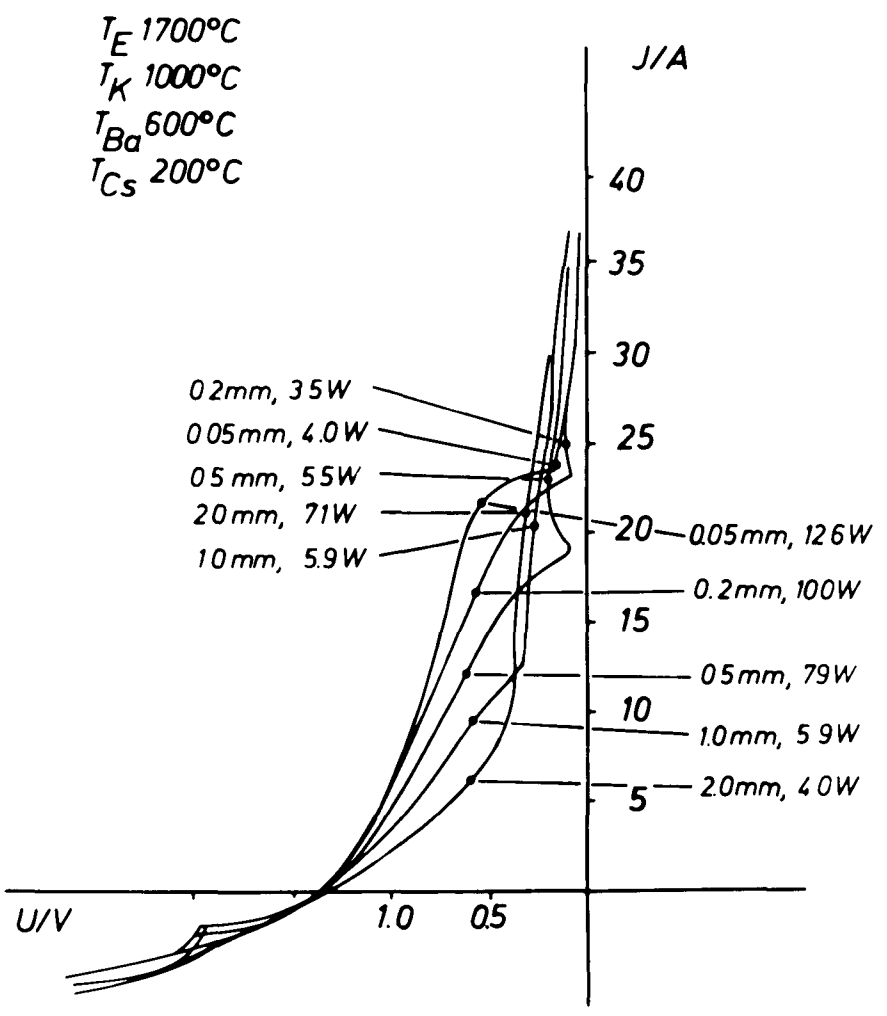


DEPENDENCE OF WORKFUNCTION ϕ_K OF A BA-COVERED POLYCRISTALLINE MOLYBDENUM COLLECTOR ON CS-RESERVOIR TEMPERATURE T_{CS}. CALCULATED BY SATURATION BACK-EMISSION



Spacing family at low Cs-pressure

Fig. 7



Spacing family at medium Cs-pressure

Fig. 8

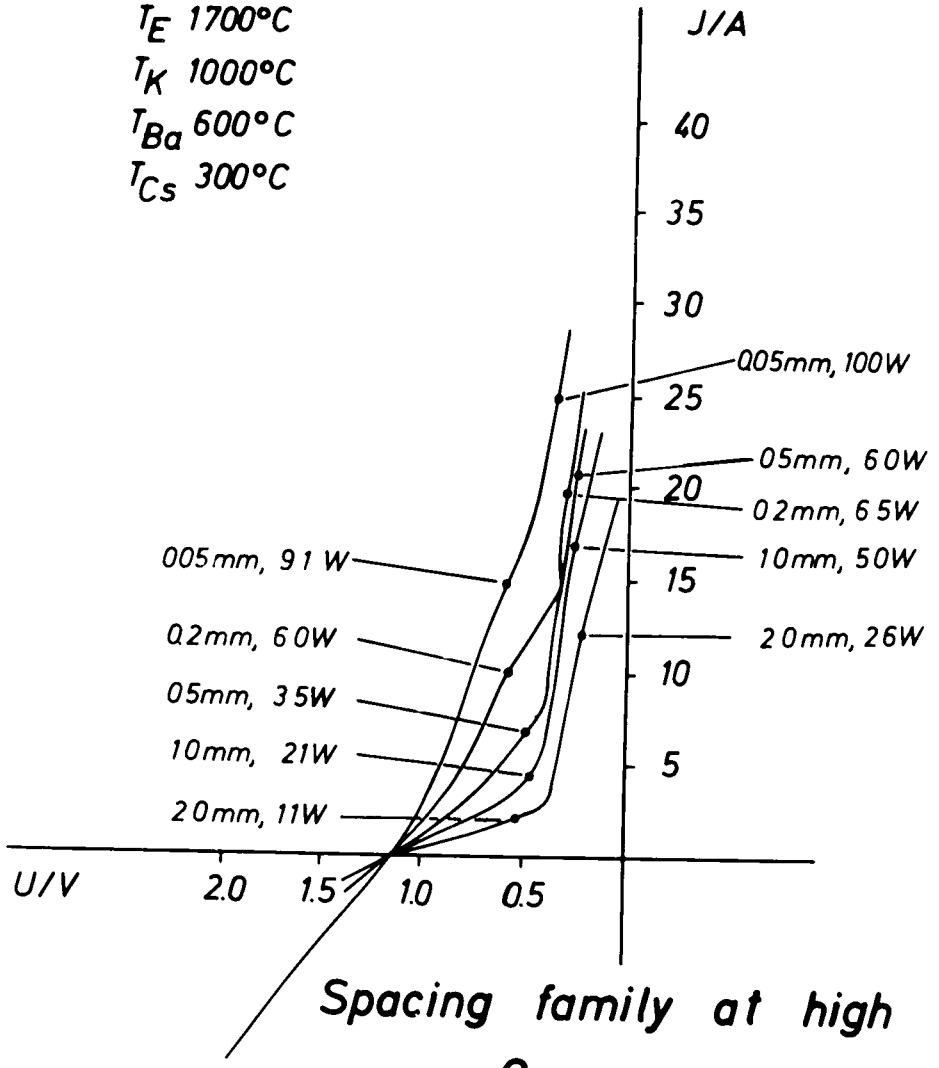

T_E 1700°C
T_K 1000°C
T_{Ba} 600°C
T_{Cs} 300°C
J/A
40
35
30
25
20
15
10
5
005mm, 100W
05mm, 60W
02mm, 65W
10mm, 50W
20mm, 26W
005mm, 91W
02mm, 60W
05mm, 35W
10mm, 21W
20mm, 11W
U/V
2.0
1.5
1.0
0.5
Spacing family at high Cs-pressure

Fig. 9

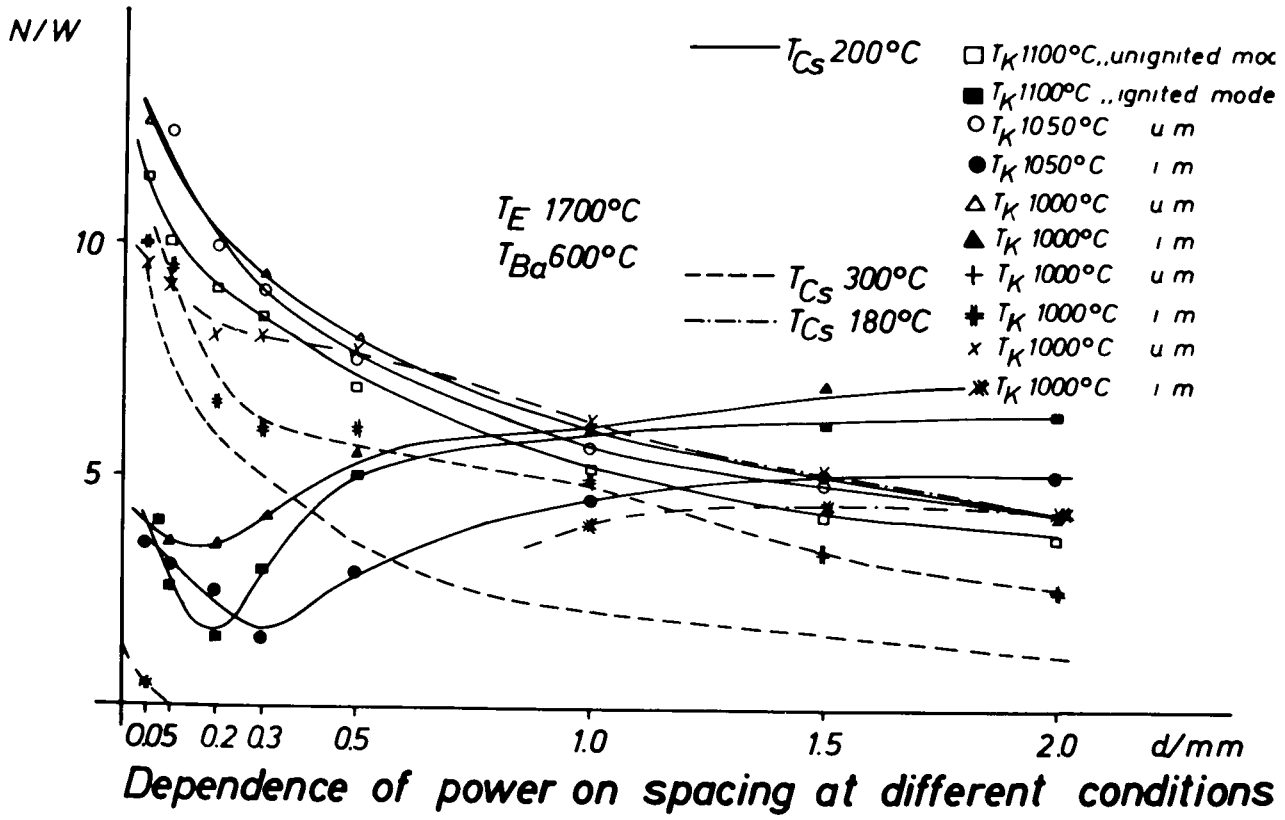
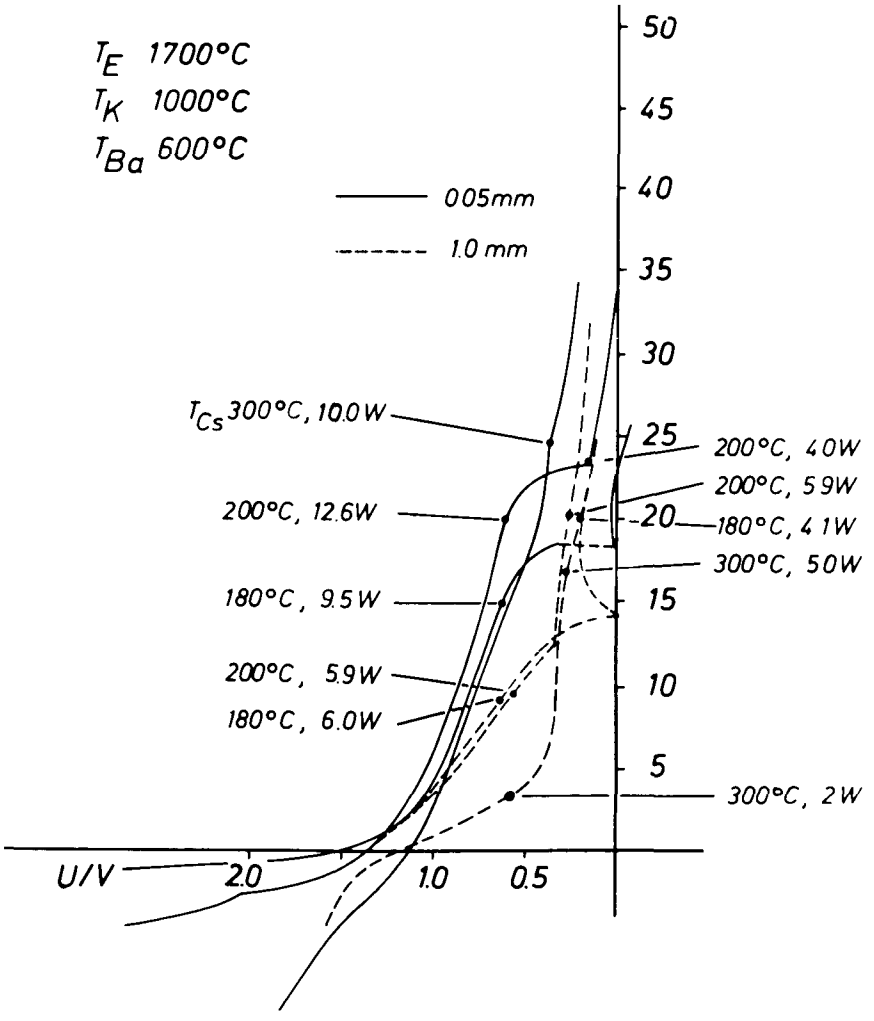
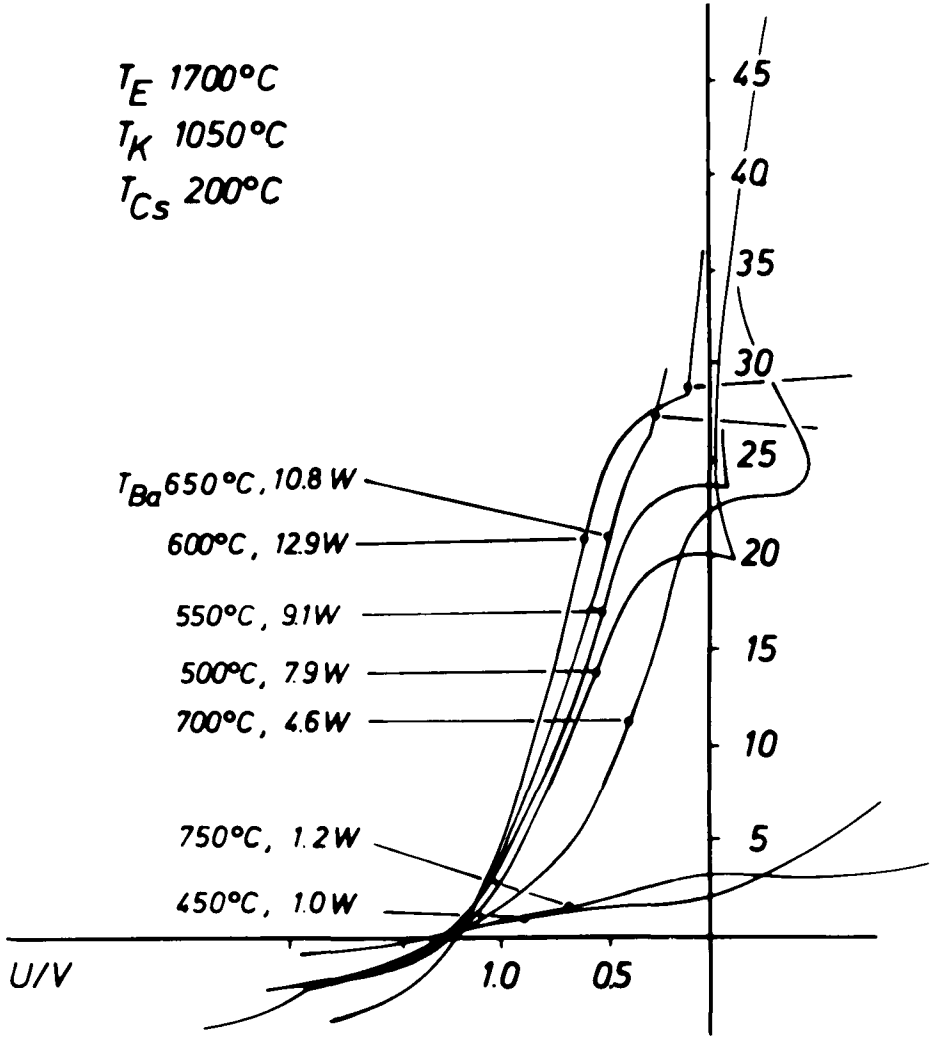

N/W
10
5
T_{Cs} 200°C
T_K 1100°C ,,unignited mod
T_K 1100°C ,,ignited mode
T_K 1050°C u m
T_K 1050°C i m
T_K 1000°C u m
T_K 1000°C i m
T_K 1000°C u m
T_K 1000°C i m
T_K 1000°C u m
T_K 1000°C i m
T_E 1700°C
T_{Ba} 600°C
T_{Cs} 300°C
T_{Cs} 180°C
0.05
0.2
0.3
0.5
1.0
1.5
2.0
d/mm
Dependence of power on spacing at different conditions

Fig. 10



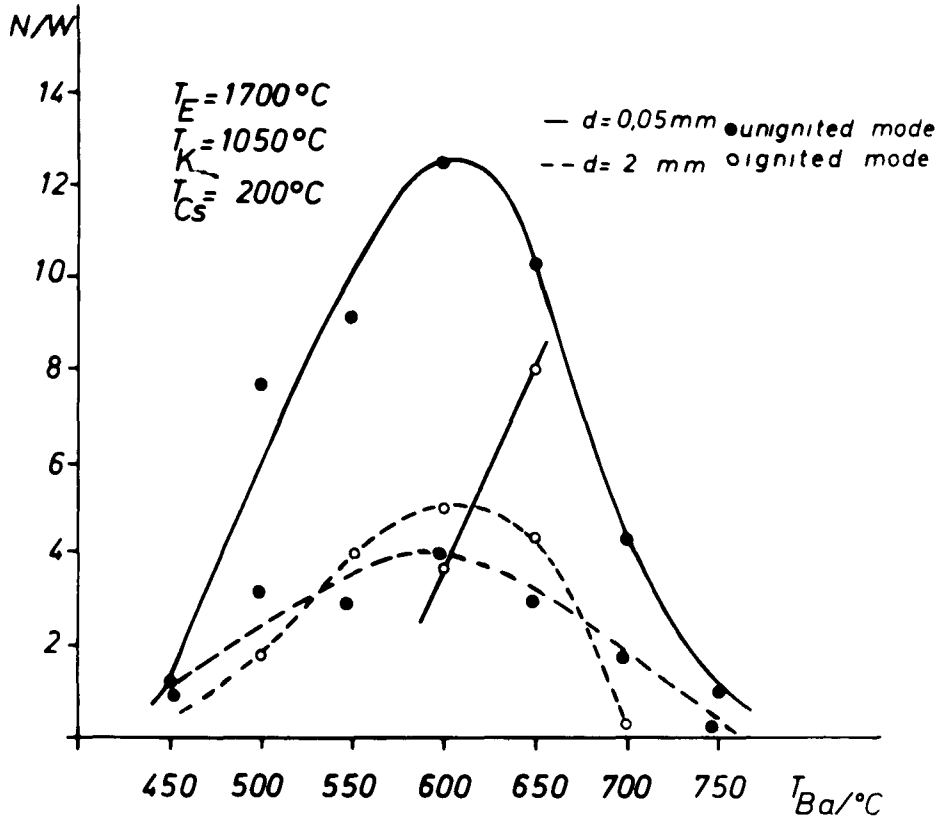
Dependence of current-voltage-characteristics on Cs-reservoir-temperature

Fig. 11

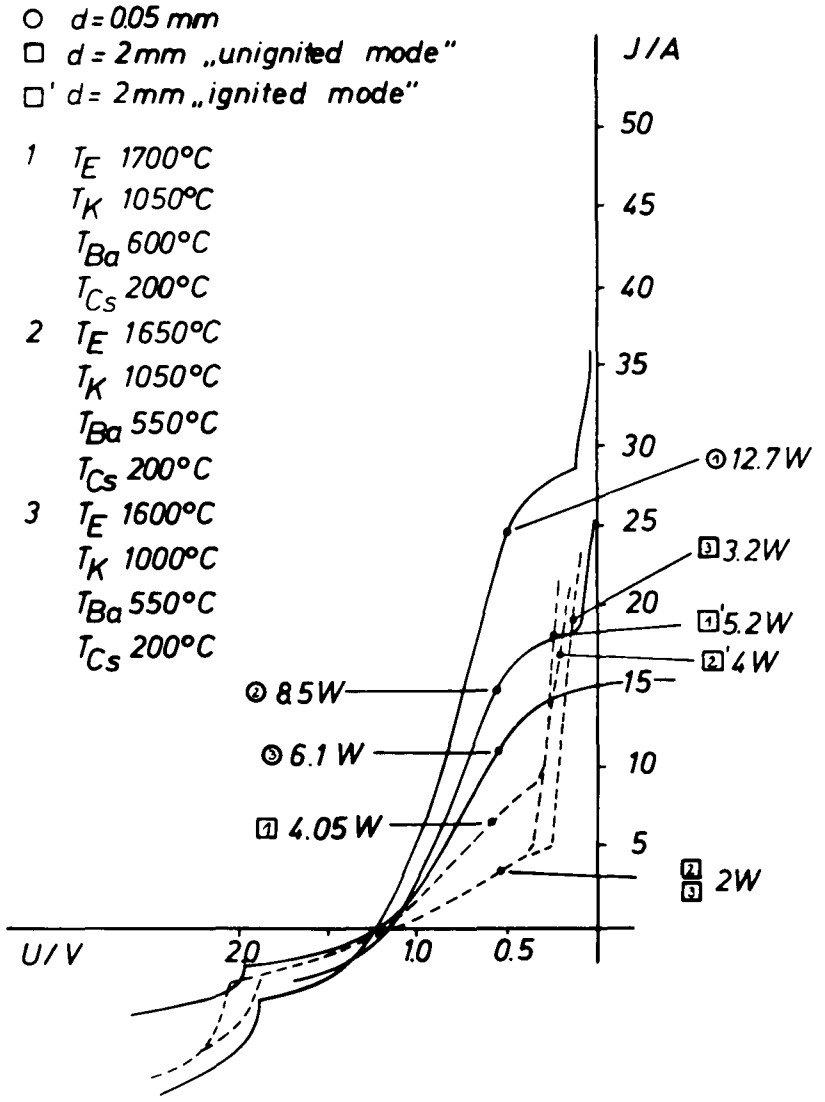


Dependence of current-voltage-characteristics on Ba-reservoir-temperatures

Fig. 12



Output power vs. Ba-reservoir-temperature



Dependence of current-voltage-characteristics on emitter temperature. Collector and Barium-reservoir are power optimized for d=0.05mm.

D I S C U S S I O N

V.P. PASHCHENKO: How do you explain the fact that the voltmpere characteristics of your barium-caesium converter go much urther into the region of high output voltages than has been the ase with other investigators (I have in mind for example the inforation on Ba-Cs systems presented at the Stresa conference)?

R. HENNE: There are several reasons for this. The characterisics in Fig. 8 were plotted at relatively low barium pressure, so hat the caesium can have a more powerful effect on the collector ork function. The collector work function should accordingly be ery low (2.0-2.1 eV). At the same time the emitter work function s probably somewhat higher than in the other cases that you menion. Together, these factors result in the maximum power working oints being relatively far out in the high output range. It may lso be that the caesium pressures were comparatively high for the haracteristics you are referring to. I have shown that with inreasing caesium pressure the characteristics are shifted towards ower output voltages. Another point that should perhaps be menioned is that a diode must be operated for 30-50 hours in barium apour before a completely free emitter surface operating at maximum fficiency can be obtained. It may be that this fact was not taken nto account in earlier investigations.

BLANK

SIMPLIFIED THERMIONIC CONVERTER CALCULATIONS*

L. K. Hansen
Atomics International Division
North American Rockwell
Canoga Park, California

INTRODUCTION

The thermionic converter is deceptively simple in its geometric arrangement. Actually the device is very complicated in the details of its operation. There are so many interacting phenomena taking place in the diode that computing diode performance is a very difficult problem. Yet, there is a great need for making quick, inexpensive calculations of converter performance. Past experience has shown that when sufficient physics is retained in the descriptive equations of the diode, the equations are very difficult to solve, and then only numerically on a computer. On the other hand, when the physics has been simplified and approximated to the point where the equations can be solved analytically one is suspicious that the solutions have very limited meaning. The problem therefore becomes one of making a suitable compromise between exactness and ease of computation.

A simplified method for making converter calculations is now described which retains a correct analytical description of the essential phenomena in the converter, but approximates just enough to allow solutions to be obtained rather simply.

The approximations which are made are the following: 1) It is assumed that the electron temperature distribution between the electrodes is linear with position. 2) It is assumed that the cesium plasma near the collector is in local thermodynamic equilibrium. Both of these assumptions are in close agreement with available experimental information, e.g., probe and spectroscopy measurements. Exact solutions obtained from the computer by the "shooting" method also indicate that these assumptions are good.[1] With these assumptions we are able to change the diode

*This work was supported in part by the Office of Naval Research.

problem from one of solving a system of nonlinear differential equations to one of solving a system of algebraic transcendental equations. The latter are easily solved by iteration.

The method for obtaining diode solutions which is described here has definite advantages: 1) It does not force restrictions on the analytical description of the basic diode phenomena. For example, the equations describing the sheath-electrode interaction do not have to be oversimplified or ignored and the temperature and density dependence of the transport, ionization and recombination coefficients can be retained. 2) The model can be used to calculate directly the parameters of interest to the engineers, that is, particle and heat fluxes at the electrodes and the diode potential drop. Followed by this, with further effort, the plasma distributions can be obtained. Thus, the method can be used to obtain quick, inexpensive performance data for systems studies. It can also be used to obtain first approximation interelectrode distributions. These in turn can be used as a first step for an iteration to an exact solution.

EMITTER EQUATIONS (No potential barrier for emitted electrons)

Boundary conditions for the sheath-plasma interfaces in the diode are obtained by balancing electron, ion and total electron energy fluxes, Γ_e, Γ_p and Q_e across these interfaces. Assuming a positive sheath (see Fig. 1) these can be written

$$\eta_E = \overline{T}_e(0)\, \ell n \left\{ \frac{\overline{n}(0)\sqrt{\overline{T}_e(0)} - \frac{1}{2}\overline{\Gamma}_e(0)}{\overline{\nu}_e - \overline{\Gamma}_e(0)} \right\} \tag{1}$$

$$\overline{\Gamma}_p(0) = 2\left\{ \beta \overline{\nu}_e \exp(-\eta_E) - \overline{n}(0) \right\} \tag{2}$$

$$\overline{Q}_e(0) = \overline{\nu}_e (2 + \eta_E) - \left[\overline{\nu}_e - \overline{\Gamma}_e(0)\right]\left[2T_e(0) + \eta_E\right] \tag{3}$$

where we are using the following dimensionless variables:

$$\overline{n} = \frac{n}{n_E} \qquad \nu_R = \frac{n_E v_e(T_E)}{4} = \frac{n_E}{4}\sqrt{\frac{8kT_E}{\pi m}} \qquad \beta = \frac{\nu_p}{\nu_e}\sqrt{\frac{M}{m}}$$

$$\overline{V} = \frac{eV}{kT_E} \qquad \overline{T}_e = \frac{T_e}{T_E} \qquad \overline{T}_p = \frac{T_p}{T_E} \qquad \overline{Q}_e = \frac{Q_e}{\nu_R kT_E}$$

$$\overline{\Gamma}_e = \frac{\Gamma_e}{\nu_R} \qquad \overline{\Gamma}_p = \frac{4\Gamma_p}{n_E v_p(0)} \qquad \overline{\nu}_e = \frac{\nu_e}{\nu_R} \qquad \overline{\nu}_c = \frac{\nu_c}{\nu_R}$$

$$\eta_E = \frac{eV_E}{kT_E} \qquad \eta_C = \frac{eV_C}{kT_E} \qquad \eta_i = \frac{eV_i}{kT_E} \qquad \chi = \frac{x}{L}$$

where n and V are the plasma density and potential, ν_R the Richardson emission at zero field, ν_e and ν_p the emitter electron and ion emission fluxes, V_E and V_C the emitter and sheath potential drops, T_E and T_C the emitter and collector temperatures, T_e and T_p the electron and ion temperatures, v_e and v_p the electron and ion velocities, M and m the ion and electron masses, and V_i the ionization potential of cesium.

The Schottky effect at the emitter due to the sheath field gives [2]

$$\bar{\nu}_e = \exp\left[H^{1/4}\cdot\left\{\sqrt{\frac{\eta_E}{\pi}}\left[-\bar{\Gamma}_p(0) - \bar{\nu}_e\right] - \bar{T}_e(0)\,\bar{n}(0)\left[1 - \exp\left(-\frac{\eta_E}{\bar{T}_e(0)}\right)\right] + \beta\bar{\nu}_e\left[1 - \exp\left(-\eta_E\right)\right]\right\}^{1/4}\right] \tag{4}$$

where

$$H = 2\left(\frac{e^2}{h}\right)^2 \Big/ (kT_E)^2 \quad \text{and} \quad h^2 = \frac{kT_E}{4\pi n_E e^2}$$

The assumption of linear electron temperature contributes two equations:

$$\frac{dT_e}{dX} = \bar{T}_e(0) - \bar{T}_e(1) = \frac{1}{\bar{\mu}_e(0)\,\bar{n}(0)\,\bar{T}_e(0)\,(\zeta-\xi^2)}\left\{\bar{\Gamma}_e(0)\,(\xi\bar{T}_e(0)) - \bar{Q}_e(0)\right\} \tag{5}$$

$$\bar{T}_e(0) - \bar{T}_e(1) = \frac{1}{\bar{\mu}_e(1)\,n(1)\,\bar{T}_e(1)\,(\zeta-\xi^2)}\left\{\bar{\Gamma}_e(1)\,(\xi\bar{T}_e(1) - \bar{V}(1)) - \bar{Q}_e(1)\right\} \tag{6}$$

$$\frac{1}{\bar{\mu}_e} = \frac{Le}{\mu_e}\sqrt{\frac{1}{2\pi mkT_E}}$$

where we have used the assumption of linearity to modify the total electron energy transport equation at the emitter and the collector ($\bar{V}(0) = 0$).

EMITTER EQUATIONS (Potential Barrier)

It is believed that under some conditions a negatively charged potential barrier can exist in the plasma-emitter sheath. The potential distribution in this case is shown in Fig. 2. Thus equation (2) becomes

$$\bar{\Gamma}_p(0) = 2\left\{\beta\exp\left(-\eta_E + \eta_B\right) - \bar{n}(0)\right\} \tag{2a}$$

and $\bar{\nu}_e$ becomes

$$\bar{\nu}_e = \exp(-\eta_B) \tag{4a}$$

Equation (4) must now be replaced with a condition for zero field strength at the peak of the potential barrier. This is equivalent to setting the argument of equation (4) equal to zero, giving

$$\sqrt{\frac{\eta_E}{\pi}}\left[-\Gamma_p - \bar{\nu}_e\right] - \bar{T}_e(0)\,\bar{n}(0)\left[1-\exp\left(-\eta_E/\bar{T}_e(0)\right)\right] + \beta\bar{\nu}_e^{*}\left[1-\exp(-\eta_E)\right] = 0 \tag{4b}$$

where

$$\bar{\nu}_e^{*} = \exp\eta_B$$

The reason for the appearance of $\bar{\nu}_e^{*}$ in equation (4b) is that trapping of ions in the potential barrier increases the ion density in that part of the sheath. We are assuming in equation (4b) that these ions are in thermodynamic equilibrium with the emitter. This has been shown previously to be a good approximation. [3]

COLLECTOR EQUATIONS

The diode parameters at the collector are related to those at the emitter by two conservation equations. The first is simply an expression for constant electrical current through the device:

$$\frac{I}{\bar{e}} = \bar{\Gamma}_e(0) - \frac{\bar{\Gamma}_p(0)}{492} = \bar{\Gamma}_e(1) - \frac{\bar{\Gamma}_p(1)}{492} \tag{7}$$

The second is an expression for overall conservation of energy in the diode: [2]

$$\begin{aligned}\bar{V}(1)\left\{\bar{\Gamma}_e(1) - \bar{\nu}_C - \sqrt{\frac{m}{M}}\,\bar{\Gamma}_p(1)\right\} &= \left[\bar{\Gamma}_e(1) - \bar{\nu}_C\right]\left[\eta_C + \eta_i + 2\,\bar{T}_e(1)\right] \\ &\quad + 2\bar{\nu}_C\left[\bar{T}_e(1) - \bar{T}_C\right] \\ &\quad - 2\bar{\nu}_e\left[1 - \bar{T}_e(0)\right] \\ &\quad - \bar{\Gamma}_e(0)\left[\eta_E + \eta_i + 2\,\bar{T}_e(0)\right]\end{aligned} \tag{8}$$

In addition to these two conservation equations for the diode as a whole, there are several conservation equations for the plasma-electrode transition at the collector. A positive collector sheath is assumed. In this case conservation of ion flux at the collector gives

$$\bar{\Gamma}_p(1) = 2\bar{n}(1)\sqrt{\bar{T}_p(1)} \tag{9}$$

Conservation of electron flux at this transition gives

$$\eta_C = \bar{T}_e(1)\,\ell n\left\{\frac{\bar{n}(1)\sqrt{\bar{T}_e(1)} + \frac{1}{2}\bar{\Gamma}_e(1)}{\bar{\Gamma}_e(1) + \bar{\nu}_C}\right\} \tag{10}$$

And conservation of total electron energy gives

$$\bar{Q}_e(1) = \bar{\Gamma}_e(1)\left[2\bar{T}_e(1) + \eta_C - \bar{V}(1)\right] - \bar{\nu}_C\left[2\bar{T}_p(1) + \eta_C - \bar{V}(1)\right] \tag{11}$$

The ions are essentially in equilibrium with the gas and therefore have a linear temperature variation in the interelectrode space.

$$\bar{T}_p = 1 + \chi\left(\frac{T_C}{T_E} - 1\right)$$

The second basic assumption is that the plasma is in local thermodynamic equilibrium near the collector. [4]

$$\frac{d\bar{\Gamma}_e}{dx} = 2L\sqrt{\pi}\sqrt{\frac{m}{2kT_E}}\left\{S\,\bar{n}\,n_a - \alpha_3\,\bar{n}^3\,n_E^2\right\} = 0 \tag{12}$$

For the case with no potential barrier at the emitter we have introduced 12 equations, but 14 unknowns: η_E, η_C, $\bar{T}_e(0)$, $\bar{T}_e(1)$, $\bar{n}(0)$, $\bar{n}(1)$, $\bar{\Gamma}_e(0)$, $\bar{\Gamma}_e(1)$, ν_e, $\bar{\Gamma}_p(0)$, $\bar{\Gamma}_p(1)$, $\bar{Q}_e(0)$, $\bar{Q}_e(1)$ and $V(1)$. One of these must remain arbitrary in order to specify position on the volt-ampere curve. Another is adjusted to give a least square fit to the electron transport equation in the interelectrode space. In practice it is convenient to let this last parameter be $\bar{T}_e(0)$. This can be estimated closely and the volt-ampere curve is not sensitive to its exact value. Therefore if only the volt-ampere curve is desired this can be estimated and no interelectrode distribution need be calculated and no least square fit obtained. For the case with a potential barrier at the emitter there is the additional variable η_B, but also the additional equation (4b, 4a replaces 4).

The above equations are solved quite simply by iteration. The details of this process are given elsewhere. [5]

CALCULATION OF DISTRIBUTIONS

Once the parameters at the electrodes are determined the approximate distribution functions in the interelectrode space can be determined from the transport equations. These equations, in dimensionless variables

are: [6]

$$\frac{d\overline{T}_e}{d\chi} = \frac{1}{\overline{\mu}_e} \frac{1}{\overline{n}\,\overline{T}_e\,(\zeta - \xi^2)} \left\{ \overline{\Gamma}_e \left(\xi\,\overline{T}_e - \overline{V} \right) - \overline{Q}_e \right\} \tag{13}$$

$$\frac{d\overline{n}}{d\chi} = -\frac{1}{\overline{T}_e + \overline{T}_p} \left\{ \frac{(1-\theta)\overline{\Gamma}_e}{\overline{\mu}_e} + \frac{\overline{\Gamma}_p}{\overline{\mu}_p} + (1-\theta)\,\overline{n} \left(\xi - \frac{3}{2} \right) \frac{d\overline{T}_e}{d\chi} \right\} \tag{14}$$

$$\frac{d\overline{V}}{d\chi} = -\frac{1}{\overline{n}\,(1-\theta)} \left\{ \frac{\overline{\Gamma}_p}{\overline{\mu}_p} + \left(\overline{T}_p + \theta\,\overline{T}_e \right) \frac{d\overline{n}}{d\chi} \right\} \tag{15}$$

$$\frac{d\overline{\Gamma}_e}{d\chi} = 2L\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{m}{2kT_E}} \left\{ S\,\overline{n}\,n_a - \alpha_3\,\overline{n}^3\,n_E^2 \right\} \tag{16}$$

$$\frac{d\overline{\Gamma}_p}{d\chi} = \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{d\overline{\Gamma}_e}{d} \tag{17}$$

$$\frac{d\overline{Q}_e}{d\chi} = \left\{ \xi\,\overline{T}_e - \overline{V}_i - \overline{V} \right\} \frac{d\overline{\Gamma}_e}{d\chi} \tag{18}$$

where

$$\frac{1}{\overline{\mu}_p} = \frac{Le}{\mu_p} \sqrt{\frac{m}{M}} \sqrt{\frac{1}{2\pi m\,kT_E}}$$

Having obtained the variables $\overline{T}_e$, $\overline{n}$, $\overline{V}$, $\overline{\Gamma}_e$, $\overline{\Gamma}_p$, and $\overline{Q}_e$ at the electrodes, we can obtain the derivatives of these variables at the electrodes by merely substituting into the above equations. If higher derivatives are desired, the above equations can be differentiated and the second derivative values obtained again by substitution.

As an example of the way distributions are obtained, consider the plasma density. Using the above method we have obtained $\overline{n}(0)$, $\overline{n}(1)$, $\overline{n}'(0)$ and $\overline{n}'(1)$. The cubic expansion of $n(\chi)$ which has these values at the electrodes is

$$\overline{n}(\chi) = a + b\chi + c\chi^2 + d\chi^3$$

where

$$a = \overline{n}(0) \qquad b = \overline{n}'(0)$$
$$c = 3\overline{n}(1) - 3\overline{n}(0) - \overline{n}'(1) - 2\overline{n}'(0)$$
$$d = \overline{n}'(1) + \overline{n}'(0) - 2\overline{n}(1) + 2\overline{n}(0)$$

Similar expansions can be obtained for each of the plasma variables. If

second derivations are obtained the expansion becomes fifth degree. Once these distributions are obtained they can be substituted back into the transport equations to examine how well they satisfy these equations away from the electrodes.

SOME SAMPLE CALCULATIONS

Some calculations have been made to demonstrate the above approach to converter analysis. The case considered is the following:

$L = 0.0127$ cm $\quad T_E = 1682°K \quad T_C = 800°K \quad T_R = 573°K$
$e\nu_R = 5.6$ amp/cm^2 $\quad e\nu_C = .001$ amp/cm^2 $\quad \beta = 0.128$

The volt-ampere characteristic obtained for this case is shown in Fig. 3. The knee of the curve, point C, is the transition between the case with a double sheath barrier (below C) and the case without a double sheath barrier (above C). The circled points are those for which calculations have been made. The electrode parameters for these points are given in Table I. The points labeled A-E are positions for which interelectrode distributions are given in subsequent figures. It is of interest, incidentally, that this volt-ampere curve, below the knee, includes the effect of ion trapping in the emitter sheath. It has been suggested by some that trapping would prevent the sheath barrier from forming. This, evidently, is not the case.

Another interesting result from the calculations of Fig. 3 is the dynamic resistance for the characteristic above the knee. The result here is $r = 0.23$ ohms/cm^2. This agrees with a result obtained previously by the more elaborate shooting method, and is to be compared with the value $r = 0.25$ ohms/cm^2 obtained experimentally. [7]

Table I indicates the data that can be obtained without calculating interelectrode distributions. Only this data would be needed for engineering studies. Actually the distributions were calculated in each of the first block of entries and the value of $\overline{T}_e(0)$ chosen to give a minimum least square deviation to the electron transport equation. In the last block of entries, however, this optimum fit was ignored and the calculation at the knee repeated for several values of $\overline{T}_e(0)$. As can be seen from the table, the results are not sensitive to the choice of $\overline{T}_e(0)$. A reasonable procedure would be to optimize $\overline{T}_e(0)$ at the knee and to use this value for the rest of the volt-ampere characteristic.

The interelectrode distributions for $\overline{n}$, $\overline{V}$, $\overline{\Gamma}_p$, and $\overline{Q}_e$, and for points A-E of Fig. 3 are shown in Figs. 4 and 5. These distributions show all the character and trends of exact solutions obtained by the shooting method. For the plasma density distribution, for example, there is the sinusoidal-like distribution which rises slowly with current as the knee is approached. There is the fast rise thereafter with a shifting of the maximum density point toward the emitter. It was also noticed in the calculations that the

least-square deviation became progressively worse as current increased above the knee. Evidently, the reason for this is the inability of the cubic expansion of $n(X)$ to show a sharp peaking near the emitter. This could easily be corrected by using the fifth-degree expansion mentioned above. The slow rise in the potential distribution as current is increased is the same effect observed previously by exact calculations. Trends in Fig. 5 are also in agreement with previous work.

An evaluation of the quality of "fit" in the interelectrode space is obtained by substituting the solutions into the RHS of the transport equations (equations 13-18). This is to be compared with the LHS, that is, the derivative of the solution itself. Such a comparison, for point C is shown in Fig. 6. The comparisons are encouraging considering the simplicity of the calculations. It would appear that the curves could be brought even more closely together using a fifth order expansion.

REFERENCES

[1] C. Warner and L. K. Hansen, Technical Summary Report for Basic Research in Thermionic Energy Conversion, Atomics International Report AI-67-155, Oct. 1967.

[2] L. K. Hansen, J. App. Phys. 38, 4345 (1967).

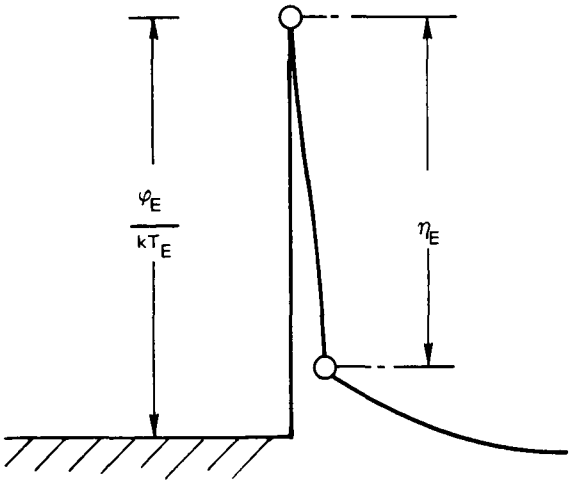
[3] L. K. Hansen, IEEE Conference Record of 1969 Thermionic Conversion Specialist Conference, Carmel, Oct. 1969.

[4] D. W. Norcross and P. M. Stone, J. Quant. Spectron. Radiat. Transfer, 8, 655 (1968).

[5] L. K. Hansen and C. Warner, Technical Summary Report for Basic Research in Thermionic Energy Conversion, Atomics International Report AI-72-7, March 1972.

[6] W. L. Nighan, Report on Thermionic Conversion Specialist Conference, Houston, IEEE (1966) p. 1; also J. Appl. Phys., 39, 223 (1968).

[7] L. K. Hansen, IEEE Conference Record of 1970 Thermionic Conversion Specialist Conference, Miami, Oct. 1970, p. 305.



. 1. Emitter-Sheath Potential without Barrier

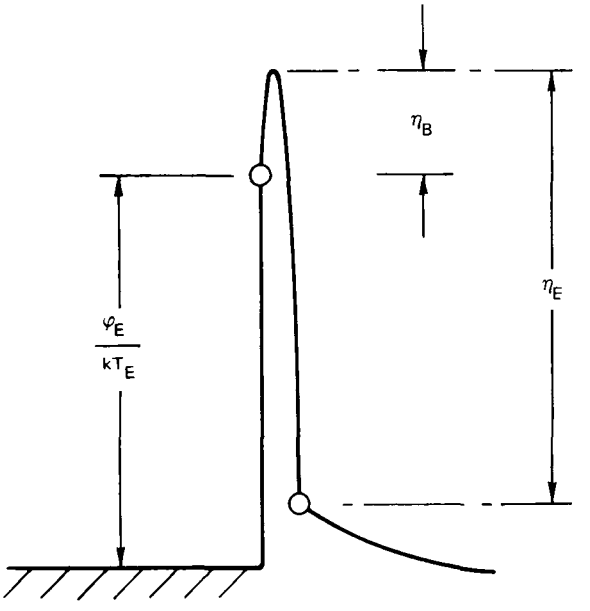


Fig. 2. Emitter-Sheath Potential with Barrier

TABLE I

ELECTRODE PARAMETERS ASSOCIATED WITH FIGURES 4-6

η_B	$\bar{n}(o)$	I $\left[\frac{amp}{cm^2}\right]$	V_d [volts]	η_E	$\bar{\nu}_e$	$\bar{T}_e(o)$	$\bar{Q}_e(o)$	$\bar{\Gamma}_p(o)$	$\bar{\Gamma}_e(o)$	η_C	$\bar{T}_e(1)$	$\bar{n}(1)$	$\bar{Q}_e(1)$	$\bar{\Gamma}_p(1)$	$\bar{\Gamma}_e(1)$
1.25	.339	1.33	.150	3.60	.287	1.87	1.23	-.67	.236	.485	.961	.281	.767	.388	.238
1.0	.507	1.70	.223	4.08	.368	1.93	1.70	-1.01	.301	.566	.984	.392	1.07	.54	.304
.75	.716	2.17	.285	4.39	.472	1.97	2.29	-1.43	.385	.613	1.00	.521	1.43	.719	.389
0.5	.987	2.78	.347	4.64	.607	2.01	3.04	-1.97	.492	.664	1.03	.694	1.89	.96	.498
0.25	.859	3.54	.402	4.78	.779	2.035	3.94	-2.67	.627	.658	1.04	.859	2.44	1.19	.635
0.125	1.55	4.00	.429	4.83	.882	2.045	4.46	-3.09	.707	.648	1.05	.946	2.75	1.31	.716
0	1.79	4.50	.455	4.87	1	2.055	5.50	-3.57	.797	.636	1.06	1.04	3.10	1.44	.808
0	2	4.74	.467	5.02	1.06	2.07	5.42	-4.00	.839	.654	1.06	1.11	3.33	1.54	.850
0	4	5.04	.557	6.66	1.13	2.15	7.08	-8.00	.883	.901	1.09	1.55	4.50	2.13	.943
0	6	5.25	.621	7.66	1.16	2.18	8.23	-12.00	.913	1.13	1.11	2.02	5.28	2.79	.943
0	10	5.56	.705	8.85	1.21	2.195	9.72	-20.0	.952	1.15	1.12	2.16	6.21	2.98	1.00
0	20	6.17	.871	10.40	1.27	2.195	12.04	-40	1.02	.906	1.11	1.86	7.30	2.56	1.11
0	1.75	4.48	.432	4.60	1	2.00	4.82	-3.50	.792	.533	1.05	.912	2.98	1.26	.802
0	1.78	4.50	.449	4.80	1	2.04	4.98	-3.55	.796	.606	1.05	1.00	3.07	1.38	.806
0	1.78	4.50	.453	4.84	1	2.05	5.03	-3.57	.797	.626	1.06	1.03	3.09	1.42	.807
0	1.79	4.51	.458	4.89	1	2.06	5.07	-3.58	.798	.647	1.06	1.05	3.11	1.46	.808
0	1.80	4.51	.462	4.94	1	2.07	5.11	-3.59	.799	.670	1.06	1.08	3.13	1.50	.809

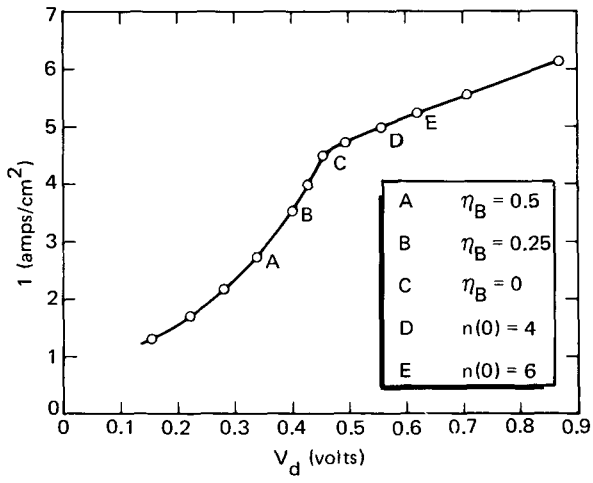


Fig. 3. Calculated I-V Characteristic

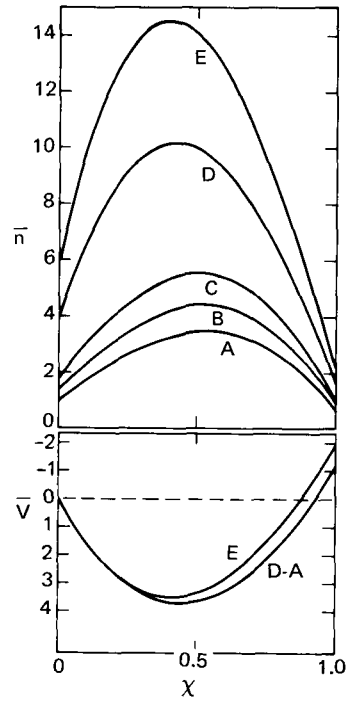


Fig. 4. Interelectrode Distributions for $\overline{n}$ and $\overline{V}$

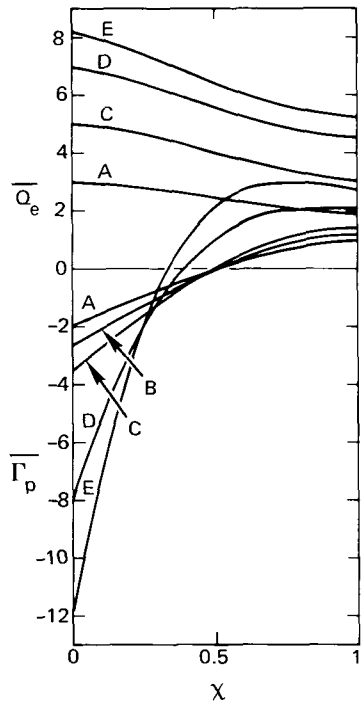


Fig. 5. Interelectrode Distributions for $\overline{Q}_e$ and $\overline{\Gamma}_p$

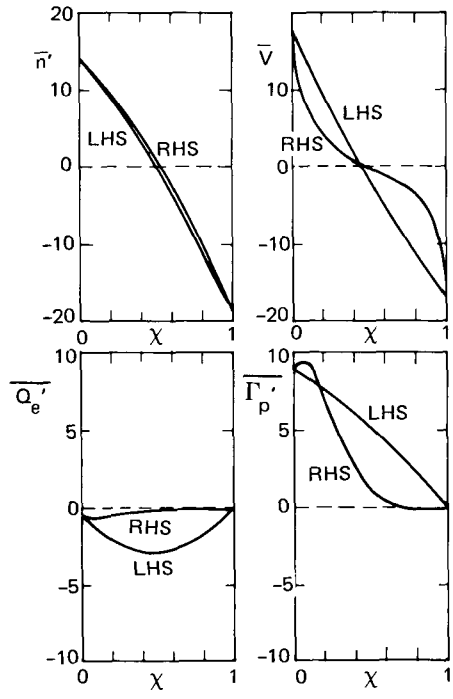


Fig. 6. Solution at C Substituted into Transport Equations

The Maximum Attainable Efficiency of Thermionic Converters

by

Dr Krzysztof Urbaniec

Institute of Heat Engineering, Technical University

Warsaw, Poland

The possibility of the application of thermionic converters for commercial power generation depend on their lifetime, reliability, cost and efficiency. After a long period of research on basic physical and technological problems, many uncertainties still remain around the question of the efficiency.

To begin with, three different definitions of the efficiency appear in the literature:

- over-all efficiency
- intrinsic efficiency
- electron efficiency.

In order to point out the differences, let us analyze the energy balance at the emitter surface. Consider the following quantities (all of them are conveniently expressed in W/cm^2):

P_u - power density

Q_E - total heat flux

Q_e - electron cooling

Q_i - ion cooling

Q_r - electrode radiation loss

Q_g - cesium gas conduction loss

Q_l - emitter lead conduction loss.

It is noteworthy that Q_e and Q_i are not directly comparable to the three subsequent quantities. Q_r, Q_g and Q_l are pure energy losses, while Q_e is the total energy flux - including power density and an energy loss - of the electrons leaving the emitter. Q_i can take on positive or negative values, being an energy loss in the first case only.

It is reasonable to expect, that all the possible energy losses not listed above (plasma radiation, diffusion of excited atoms, structure conduction and electrode metal evaporation) should be negligibly small in the commercial converters, so they are not considered here.

The total heat flux can be calculated by adding all the components of the energy flux leaving the emitter surface:

$$Q_E = Q_e + Q_i + Q_r + Q_g + Q_l \qquad (1)$$

The power density can be calculated as a product of current density I (in A/cm^2) and load voltage V (in volts):

$$P_u = I \cdot V \qquad (2)$$

Now, the over-all efficiency of the converter can be defined as:

$$\eta = P_u / Q_E \qquad (3)$$

Because of the simple fact that it can be difficult to tell where the converter leads end and the load begins, the voltage at the electrodes, V_w is sometimes used in the calculations of the power density. This results in the definition

of the intrinsic efficiency:

$$\eta_{in} = (I \cdot V_w)/Q_E \qquad (4)$$

In this case, Joule heat generated in the leads, i.e. $I \cdot (V_w - V)$ is neglected.

The electron efficiency (or basic conversion efficiency) was previously used in the investigations of the utilization of the energy carried by the electrons which leave the emitter. The definition was:

$$\eta_e = (I \cdot V_w)/Q_e \qquad (5)$$

From the point of view of energy conversion - particularly in the comparisons between thermionics and other conversion techniques - the only interesting formulation is that of the over-all efficiency.

The main objective of the research program reported here was to investigate the theoretical limits of the over-all efficiency and to evaluate optimum (i.e. ascertaining maximum efficiency) values of the parameters, which characterize converter design and operation. The investigation was based on the existing knowledge of energy conversion phenomena, i.e. the results of experiments, the measurements of important data and some experimentally verified theories.

The material limitations were largely ignored in the analysis. For example, the work function of an electrode was assumed to be independent of metal temperature and cesium pressure. In this way, this analysis is a continuation of the earlier work on the efficiency of the ideal converters [1,2] and on the influence of back-emission upon the efficiency of ideal converters [3]. However, all the losses occurring in the interelectrode plasma were accounted for and

no idealizations were employed here. It should be noted, that such an investigation could be done experimentally only if a great number of different electrode materials was involved.

The optimization of converter design and operation is possible in both unignited and ignited modes. Given emitter temperature, collector work function and cesium pressure, the over-all efficiency of the converter can be maximized by finding the optimum set of the values of: emitter work function, interelectrode distance, collector temperature, voltage drop in the emitter lead and converter voltage. In the theoretical calculations, it is necessary to know how the efficiency depends on all the quantities listed above. Although no general theory of cesium converters, valid in the whole range of the parameters, is available, it is possible to combine the existing "partial" theories and the experimental results, so that the most interesting regions of converter operation can be investigated. In some cases, optimum values of certain variables have been found directly in the experimental way and are reported in the literature.

The methods of calculation of the pure energy losses can be found in many different publications. The analysis of thermionic phenomena was based on the following work:

- Maev et al. [4], Warner [5] for unignited mode
- Baksht et al. [6,7], Rasor and Kitrilakis [8] for ignited mode.

Additional references and also some details of the subsequent calculations can be found in a Polish-language publication [9]. It should be noted, that the calculations according to Warner (unignited mode at high emitter temperatures) have to be

considered as estimates only, because this theory does not enable finding strictly optimum operating conditions. Moreover, the greater the collector work function, the lower is the accuracy of this approximation.

The calculations of the maximum efficiency and the optimum converter parameters were performed in detail for the case of a series-connected battery of cesium diodes. The inputs of the computer codes consisted of:

- emitter temperature
- collector work function
- cesium bath temperature
- electrode emissivities

As the present author had been previously engaged in the work on the efficiency of ideal converters, the natural beginning was to investigate how the incorporation of the plasma phenomena affects the predictions of the maximum attainable efficiency. In order to ensure that the results of the calculations are comparable to those obtained for a battery of ideal converters, the radiation pattern was assumed to be "tungsten to black-body", i.e. the emissivity of a tungsten surface was assigned to the emitter, while the emissivity of the collector was taken equal to 1.

The numerical computations were performed for emitter temperature ranging from 1400°K to 3600°K and collector work function between 1,2 eV and 2,4 eV. In the unignited mode, the investigated region of cesium bath temperature was 450°K to 650°K (saturation pressure between 0,029 Torr and 10,7 Torr) and in the ignited mode - 500°K to 800°K (0,20 Torr to 126,1 Torr). The results indicated the existence of optimum cesium

bath temperatures in both modes of operation. Thus, the maximum attainable efficiency in a given mode depends on the emitter temperature and collector work function only, as it is shown in Figs.1 and 2. Thick lines show the actual results on the background of thin lines, which visualize the results obtained earlier for ideal converters with back emission [3] (dotted parts of the thick lines indicate that the range of validity of the theory used was slightly exceeded).

The discontinuities in the curves obtained for the unignited mode are caused by the fact, that the maximum attainable efficiency is underestimated when calculated approximately from Warners theory.

It is possible to recognize in the results both the unsufficient ionization in the unignited mode at emitter temperatures below 2000°K and high plasma resistance in the ignited mode at emitter temperatures above 2800°K.

The points indicate the highest values of the over-all efficiency as reported in various experiments. Although some of the assumptions of this analysis were certainly not obeyed in the experiments, it is interesting to note the general agreement with the predictions of the maximum attainable efficiency in the ignited mode, for collector work function of 1,5 ÷ 1,6 eV (which indeed is about the lowest practicable value). From Fig.1, one can conclude that at the emitter temperatures above 1700°K, the efficiency could be higher in the unignited mode.

Figs. 3 ÷ 7 show the estimations of optimum values of different converter parameters. Again, the discontinuities

resulting from the particular features of Warner's theory are visible. Note, that the interelectrode distance of about 0,05 mm and emitter work function of 2,8 ÷ 2,9 eV would be necessary if optimum conditions have to be achieved in the unignited mode at emitter temperature of 1800 ÷2200°K.

Acknowledgment: the author wishes to thank Professor Gunnar Tyllered of Lund University, Sweden and Dr Maciej Zgorzelski of Warsaw Technical University, Poland, for the aid during different stages of the research program.

References:

[1] Ingold, J.H., J.Appl.Phys. 32 (1961) 769

[2] Urbaniec, K., Zgorzelski, M., J.Appl.Phys. 37 (1966) 4293

[3] Urbaniec, K., Zgorzelski, M., Adv.En.Conv. 7 (1968) 183

[4] Maev, S.A., et al., Zhurn.TekhnFiz. 37 (1967) 1079 (Sov.Phys.-Tech.Phys. 12 (1967) 778)

[5] Warner, C., Proc.Therm.Conv.Spec.Conf., Gatlinburg, Tenn. (1963) 51

[6] Baksht, F.G., et al., Zhurn.Tekhn.Fiz. 38 (1968) 1075 (Sov.Phys.-Tech.Phys. 13 (1969) 893)

[7] Baksht, F.G., et al., Zhurn.Tekhn.Fiz. 39 (1969) 408 (Sov.Phys.-Tech.Phys. 14 (1969) 300)

[8] Rasor, N.S., Kitrilakis, S.S., Proc.Therm.Conv.Spec.Conf., Cleveland, Ohio (1964) 227

[9] Urbaniec, K., Biuletyn Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Warszawskiej (1971) nr 30, in Polish

Figure captions

Fig.1. The maximum attainable efficiency of a converter battery in the unignited mode (thin lines - ideal converters).

Fig.2. The maximum attainable efficiency of a converter battery in the ignited mode (thin lines - ideal converters).

Fig.3. Optimum emitter work function.

Fig.4. Total heat flux at the emitter surface under optimum conditions.

Fig.5. Optimum interelectrode distance (estimates).

Fig.6. Optimum cesium bath temperature, pressure (estimates).

Fig.7. Optimum collector temperature (approximate values).

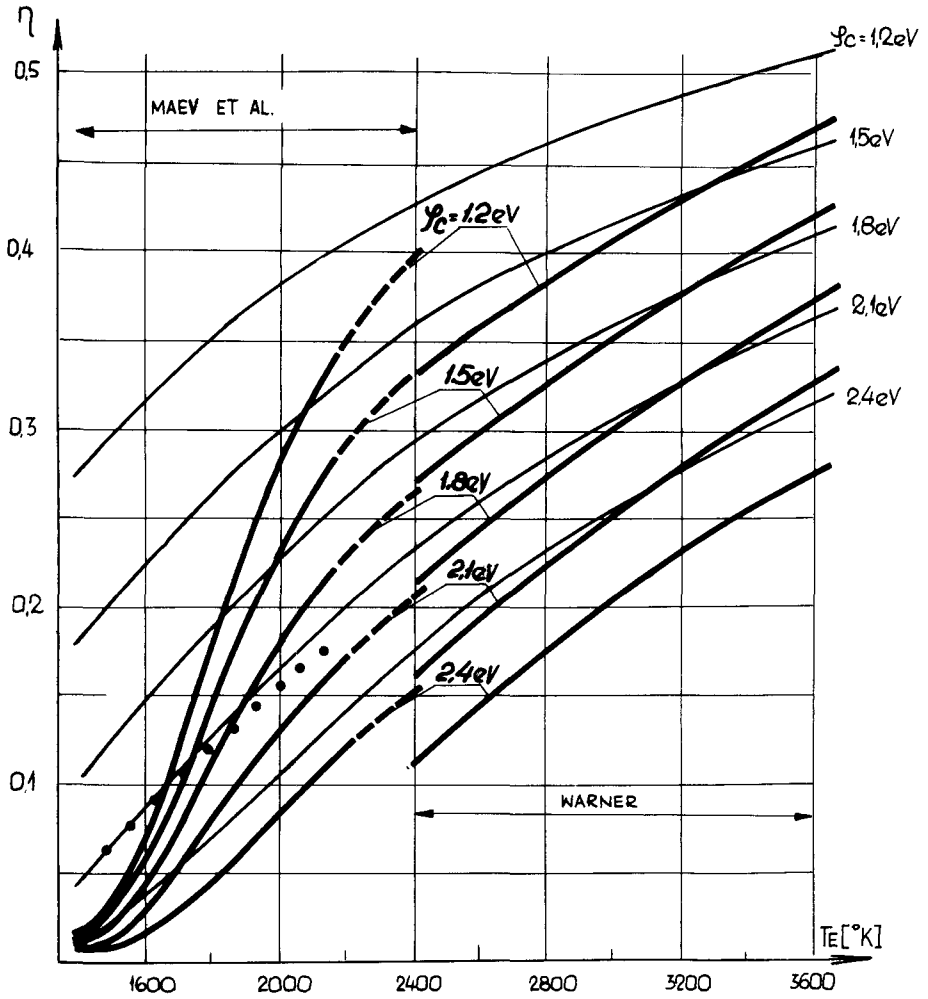


Fig 1. The maximum attainable efficiency of a converter battery in the unignited mode (thin lines – ideal converters).

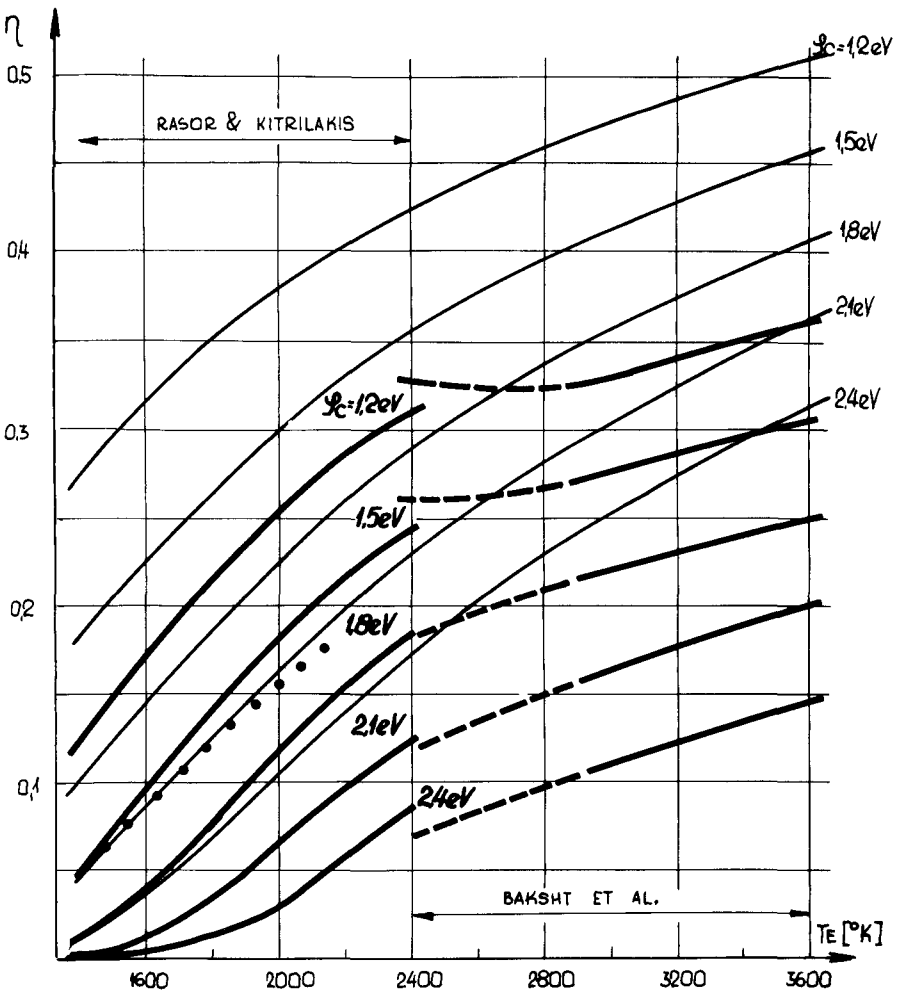


Fig. 2 The maximum attainable efficiency of a converter battery in the ignited mode (thin lines – ideal converters).

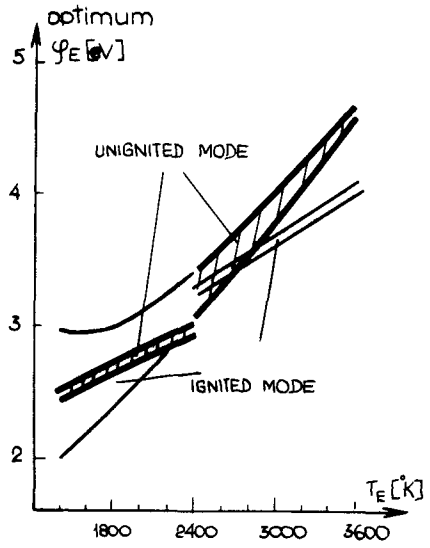


Fig.3 Optimum emitter work function

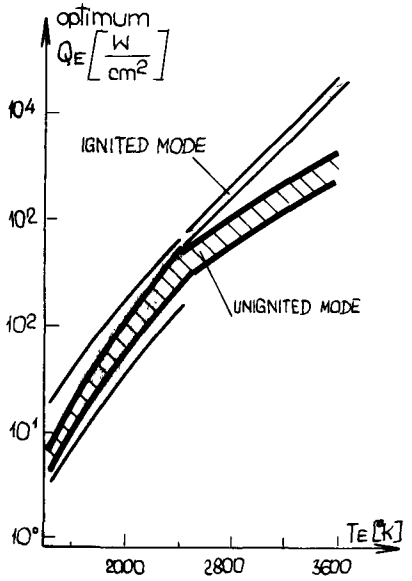


Fig.4 Total heat flux at the emitter surface under optimum conditions

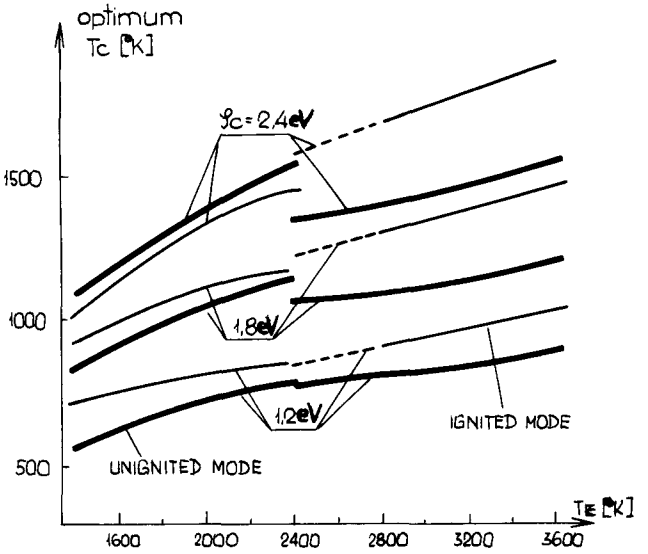


Fig. 7 Optimum collector temperature (approximative values)

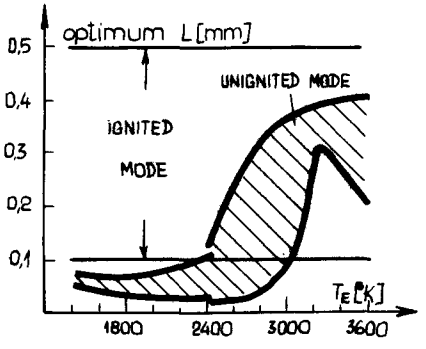


Fig.5 Optimum interelectrode distance (estimates)

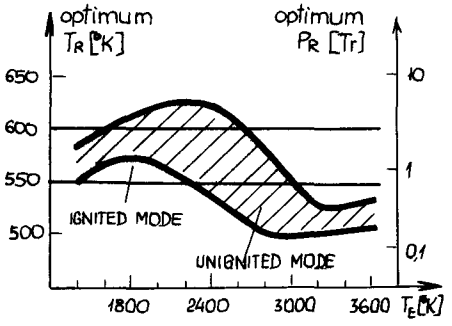


Fig.6 Optimum cesium bath temperature, pressure (estimates)

D I S C U S S I O N

R. PRUSCHEK: In connection with your comment that present-day converters are close to maximum efficiency when operated in the ignited mode, I wonder whether you have considered varying, i.e. lowering, the collector work function as a means of improving efficiency in your model.

K. URBANIEC: The collector work function was a parameter in my calculations. Present-day converters approach maximum efficiency in the ignited mode at a collector work function of about 1.6 eV, which is a realistic value now. However, I assumed a pessimistic radiation pattern (tungsten-to-black body) in order to obtain results comparable with those calculated earlier for ideal converters. For some electrode pairs the actual radiation pattern could well be more advantageous, and the efficiency could be a little higher in real converters.

BLANK

DETERMINATION THEORIQUE DES PERFORMANCES D'UN CONVERTISSEUR A PUISSANCE D'ENTREE CONSTANTE

T.ALLEAU

CEN-SACLAY/9I - GIF sur YVETTE - FRANCE

I. INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude d'un projet de réacteur thermoélectronique, il apparait nécessaire d'avoir à sa disposition un modèle analytique de convertisseur. Nous avons choisi d'utiliser le code de calcul SIMCON, réalisé par D.R.WILKINS (I). La première étape, développée dans ce rapport, est la mise au point et l'utilisation du programme, modifié, et adapté aux problèmes particuliers qui nous intéressent. La seconde étape en sera l'application aux systèmes de diodes couplées au sein d'un réacteur.

2. PROGRAMME SIMCON-M.

Le programme SIMCON avait été conçu pour calculer les caractéristiques de fonctionnement d'un convertisseur à température d'émetteur déterminée. Ce paramètre s'impose d'un point de vue théorique dans la mesure où il gouverne tous les phénomènes de surface et de volume. Il offre de plus l'avantage de conduire à des résultats comparables avec de très nombreux résultats expérimentaux.

Mais dans le cadre d'un réacteur thermoélectronique, il est plus aisé de contrôler le flux neutronique, donc le flux thermique, que la température d'un émetteur. Cette température devient alors un paramètre secondaire qu'il ne devient utile de surveiller que lorsqu'elle atteint des limites imposées par la technologie (durée de vie).

2.I. Généralités

Le bilan thermique est représenté, au niveau de l'émetteur, par la relation algébrique suivante :

$$Q = q_e + q_{ion} + q_r + q_v + q_{cen} + q_{pc} + q_j$$

avec
- Q = puissance thermique injectée à l'émetteur
- q_e = puissance évacuée par refroidissement électronique
- q_{ion} = puissance ramenée à l'émetteur par les ions
- q_r = pertes par radiation de la surface émettrice
- q_v = pertes par conduction dans la vapeur de césium
- q_{cen} = pertes par radiation de l'embout d'émetteur(centreur)
- q_{pc} = pertes par conduction dans le support d'émetteur
- q_j = partie de l'énergie dissipée par effet Joule recueillie dans le support d'émetteur

Le programme SIMCON calculait les termes q_e, q_{ion}, q_r et q_v

Afin de pouvoir comparer les résultats théoriques et expérimentaux, nous avons été amenés à calculer les pertes du système de chauffage par bombardement électronique; en effet, les caractéristiques expérimentales sont tracées à puissance constante, Q_{al}, lue sur l'alimentation.

$$Q_{al} = Q + \sum \text{pertes}$$

Ces pertes sont dues, principalement, au fait que le filament ne bombarde pas seulement la surface de l'émetteur, et au fait que la cavité interne de l'émetteur rayonne vers l'extérieur.

Enfin, la tension de sortie utilisable à l'extérieur du convertisseur se déduit de la tension aux électrodes (calculée par SIMCON) en tenant compte des chutes de tension le long du support d'émetteur, et le long des électrodes elles-mêmes.

2.2. Structure du programme

Les modifications décrites au § 2.I, nous ont conduit à compléter l'organigramme de SIMCON (Fig.I) pour parvenir à SIMCON-M Du fait de l'itération sur l'ensemble de SIMCON-M., le temps nécessaire à l'obtention d'une caractèristique est très supérieur à ce qu'il est pour SIMCON seul (environ I' par caractéristique sur IBM 360-9I). L'impression des résultats comporte les mêmes informations, à la seule différence que tous les points imprimés correspondent à la même puissance d'entrée Q, au lieu de correspondre à la même température d'émetteur.

2.3. Tracé des caractéristiques

Les principaux paramètres choisis ont pour valeur (diode modèle CSF-I00 W)

d = I0 mils (250 μ)
Φ_E = 4,60eV (émetteur en W - Fl.C.V.D.)
T_C = I000°K avec pour coefficient D_1, valeur I.06 (2).

Cette dernière valeur à l'inconvénient de donner des travaux de sortie de collecteur trop élevés par rapport à ceux usuellement mesurés (3).

Néanmoins, nous l'avons conservée en raison de la température réelle de collecteur des convertisseurs essayés dans nos laboratoires, qui ne les place pas dans les conditions de minimum de travail de sortie.

Un réseau de courbes (I,V), à température de césium optimisée, est représenté fig.2 pour des puissances d'entrée Q variant de I0 à 40 W/cm^2. Le lieu de l'optimum de puissance de sortie est aussi représenté. La fig.3 montre la variation de la température d'émetteur à l'optimum de puissance de sortie, en fonction de la puissance d'entrée.

2.4 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les fig.4 et 5 représentent des familles de courbes obtenues en laboratoire, respectivement à Q_{al} = 30 W/cm^2 et 40 W/cm^2. Les courbes théoriques sont aussi représentées pour les mêmes puissances d'entrée. Les difficultés expérimentales (contrôle de la température du collecteur, et inhomogénéité du flux thermique à l'émetteur)expliquent les écarts observés.

2.5 Influence de quelques paramètres

Nous avons choisi d'étudier, avec SIMCON-M., l'influence de cinq paramètres considérés comme importants dans le fonctionnement d'une diode, soit :

- le travail de sortie Φ_E de l'émetteur nu
- l'inhomogénéité de la répartition de flux à l'émetteur
- la température de césium
- l'émissivité du collecteur et de l'émetteur
- la distance inter-électrodes

Ces études ont été faites dans l'hypothèse d'une répartition homogène du flux thermique à l'émetteur.

2.5.I. Variation de Φ_E

L'étude de l'influence de ce paramètre est importante étant donné l'intérêt de nombreux laboratoires pour la recherche et l'obtention d'émetteurs à travail de sortie nu très élevé (W<II0> par exemple).

Nous avons fait varier Φ_E de 4,60 à 5,3eV, ce qui représente le passage du W<I00> au W<II0>. La pression de césium optimum est plus faible à 5,3eV (550°K) qu'à 4,60eV (600°K), mais les caractéristiques (I,V) sont peu différentes. Au point de fonctionnement optimum, les températures d'émetteur sont les mêmes, et les puissances électriques sont :

Φ_E = 4,60 eV $\quad W_T$ = 4,3 W/cm^2
Φ_E = 5,30 eV $\quad W_T$ = 4,8 W/cm^2

2.5.2. Inhomogénéité de flux à l'émetteur

Pour une puissance moyenne de 30 W/cm^2, nous avons découpé la diode en 9 éléments en parallèle recevant une puissance variant de 22 à 38 W/cm^2. Nous avons choisi une température de césium telle qu'à 38 W/cm^2, la diode élémentaire puisse encore fonctionner, en régime d'arc, soit 600°K. Cette température est à peine supérieure à la température optimum à 30 W/cm^2 (590°K). L'analyse de la fig.6 montre que l'ensemble de ces 9 diodes en parallèle se comporte exactement comme une diode recevant une énergie régulièrement répartie de 30 W/cm^2.

2.5.3. Variation de la température de Césium

La fig. 7 montre l'influence, à Q = 30 W/cm^2, d'une température de césium variant de 570°K à 630°K.

L'optimum de puissance de sortie est obtenu pour une température de césium (T_{Vopt} = 590°K) très voisine de celle qui correspond à l'allumage de l'arc. On voit aussi qu'un fonctionnement à (T_{Vopt} +20°) nuit beaucoup moins aux performances qu'un fonctionnement à (T_{Vopt} -20°).

2.5.4. Variation des émissivités

Les pertes par radiation interviennent pour environ 25% dans le bilan thermique global. Elles sont fonction de l'émissivité composée du collecteur et de l'émetteur, et plus particulièrement de celle du collecteur, étant donné sa plus faible valeur théorique (ε_W = 0,24 à I900°K, ε_{Mo} = 0,I à I000°K)

Il est intéressant d'étudier l'influence d'une variation de ces émissivités sur les performances du convertisseur afin de juger de l'opportunité d'agir éventuellement sur elles. La fig.8 montre les effets d'une augmentation de l'émissivité de l'émetteur (0,24 à 0,36 à I900°K) et du collecteur (0,I à 0,2 et 0,3 à I000°K).

2.5.5. Variation de la distance inter-électrodes

L'influence de ce paramètre a été étudiée entre 5 et 40 mils (0,I25 à I mm), pour des puissances d'entrée variant de I5 à 40 W/cm^2. Dans chaque cas, la pression de césium était optimum. Les variations de la puissance de sortie optimum, et de la température de l'émetteur correspondante, sont représentées sur la fig.9.

). CONCLUSIONS

Les résultats intéressants résident dans l'étude de l'influence des paramètres décrits au § 2.5.

- on s'aperçoit que si l'on considère le seul point de vue de l'émission, on ne gagne pas grand chose à vouloir utiliser un émetteur à haut travail de sortie. Néanmoins, il n'est pas impossible que l'émissivité d'une surface à haut travail de sortie soit inférieure à celle d'une surface à plus bas travail de sortie ; mais, même dans cette éventualité, l'étude du § 2.5.4. nous montre que l'influence sur les performances est peu importante, et le sera d'autant moins que l'émissivité de l'émetteur sera plus faible devant celle du collecteur.

L'analyse du § 2.5.2. nous montre qu'une variation de 25% du flux thermique disponible le long de l'émetteur ne perturbe pratiquement pas les performances du convertisseur. La seule conséquence est l'existence d'un gradient de température, celle-ci variant à l'optimum de I820°K - à 22 W/cm^2 - à I880°K - à 38 W/cm^2. Une variation plus importante du flux thermique serait nuisible, car elle obligerait à augmenter encore la pression de césium pour que tous les éléments puissent opérer en régime d'arc. Il s'ensuivrait un gradient de température plus élevé sur l'émetteur et un gradient de température non négligeable sur le collecteur ; ce qui conduit à une forte hétérogénéité du travail de sortie, dans les cas de collecteurs soumis à une influence non négligeable de contaminants.

- Les résultats du § 2.5.3. montrent qu'il est préférable, pour un flux thermique homogène, d'opérer à une pression de césium légèrement trop forte, pour s'assurer une meilleure stabilité du fonctionnement de la diode.

- Le § 2.5.4. montre quelle peut être la détérioration des performances d'une diode si on néglige la préparation de la surface des électrodes, et plus particulièrement celle du collecteur. On ignore cependant l'influence exacte du recouvrement de césium sur l'émissivité, bien que certains résultats (4) tendraient à prouver qu'elle augmente assez vite avec le recouvrement.

- La fig. 9 du § 2.5.5. apporte les résultats les plus inattendus. Il en ressort qu'aux puissances thermiques faibles (I5 à 20 W/cm^2), il est préférable d'opérer avec des distances inter-électrodes importantes (jusqu'à I mm), pour augmenter la durée de vie et diminuer les difficultés technologiques de fabrication. La perte de rendement associée à une légère augmentation de la température d'émetteur, est en effet négligeable.

Pour les puissances plus importantes (30 à 40 W/cm^2), on constate que la décroissance des performances n'est pas aussi importante qu'on aurait pu le redouter. Elle s'accompagne néanmoins d'une augmentation de la température d'émetteur qui limitera l'espacement maximum utilisable.

L'influence du travail de sortie du collecteur sur les performances électriques n'a pas été développée. Elle est en effet bien connue. De nombreux laboratoires s'attachent à cet important problème, et de récents résultats (5,6,7,) ont prouvé l'importance des contaminations de surface par l'oxygène et le carbone, et la possibilité d'obtenir de très bas travaux de sortie.

R E F E R E N C E S

(I) D.R.WILKINS - Rapport General Electric - GESR-2I09 -Fev.I968

(2) D.STEINER et E.P.GYFTOPOULOS - Proc.27th Ann.Phys.Elec.Conf. Cambridge.Mass, Mars I967

(3) F.RUFEH, B.GUNTHER et D.LIEB - Proc. of I970 Therm.Conv.Spec. Conf. p.23I

(4) A.TRUC - Thèse CNAM du I0.6.7I - p.49

(5) M.BACAL, JL.DESPLAT et T.ALLEAU - I97I Int.Conf.Sol.Surf. Boston, Mass.

(6) T.ALLEAU et M.BACAL - Proc.of I970 Therm.Conv.Spec.Conf.

(7) JL.DESPLAT - 3ème Conf.Int.Prod.Therm.Energ.Elec.Juliers I972

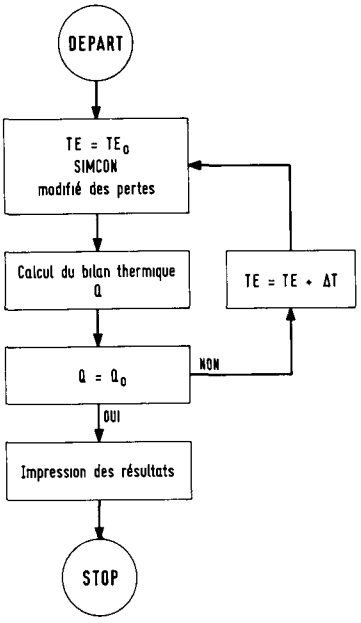


Fig.1. Organigramme général de SIMCON-M

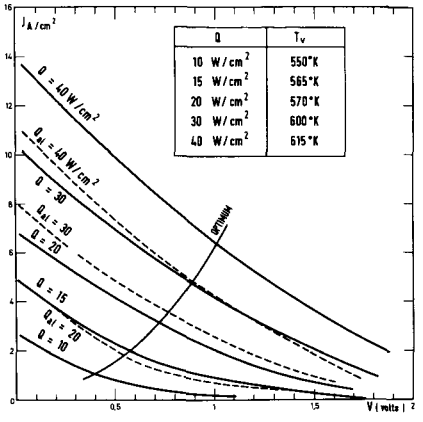


Fig.2.Réseau de caractéristiques (I,V) théoriques

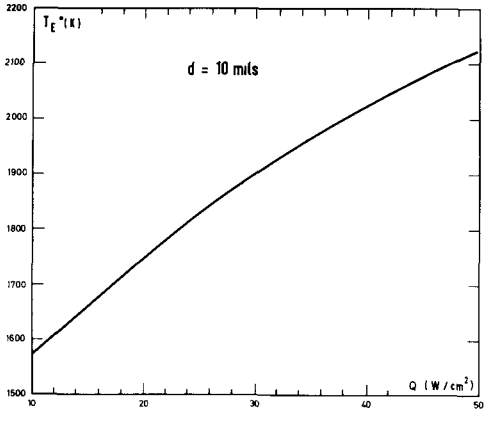


Fig.3. Variation $T_e=f(Q)$ à l'optimum

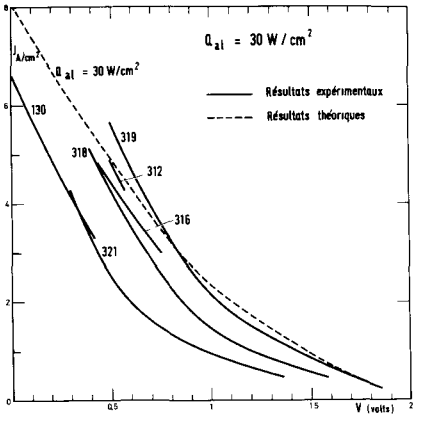


Fig.4.Comparaison avec résultats expérimentaux à Qal = 30W/cm^2

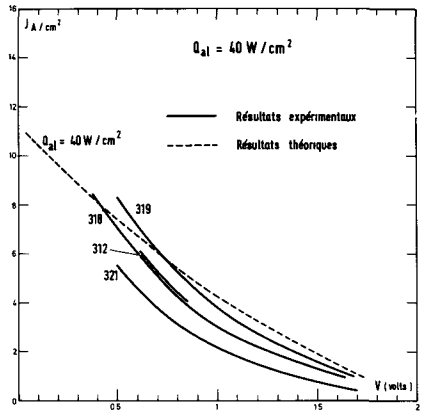


Fig.5.Comparaison avec résultats expérimentaux à Q_{al} = 40 W/cm²

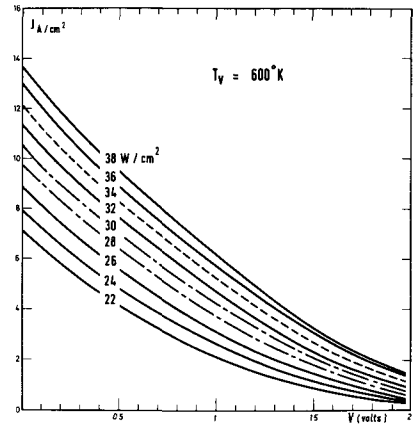


Fig.6.Influence de l'hétérogénéité de la puissance d'entrée

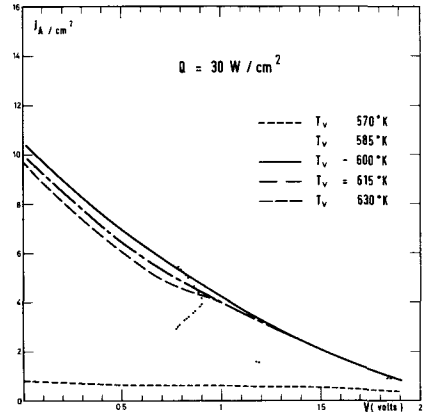


Fig.7. Influence de la température de césium

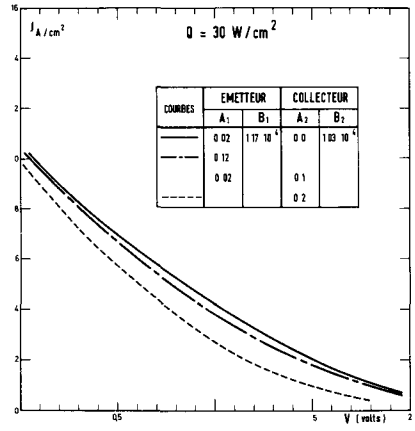


Fig.8.Influence de l'émissivité

$$\varepsilon_m = A_m + B_m T_m$$

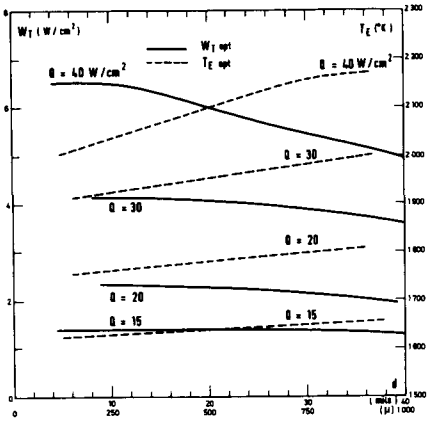


Fig. 9
Influence de la distance inter-électrodes

D I S C U S S I O N

V.P. PASHCHENKO: What is the correlation between the I-V characristics at T = const. and Q = const.?

T. ALLEAU: The thermal balance equation given in the paper, in ich electron cooling and radiation losses, principally, are funcons of temperature.

F. RUFEH: Have you, in your thermal calculations, observed any nditions in which you might get a thermal instability?

T. ALLEAU: All I can say is that the computer always found a lution. Hence the equations which Wilkins used in his model do not em to show that there are any instabilities in the range of temperure and power studied here.

A. SCHOCK: I wonder whether Dr. Rufeh is referring to the type instability we have previously described as thermionic burnout.

F. RUFEH: What we have observed in some conditions is that if in very efficient thermionic converter (with additives, for example, d a very small electrode spacing) electron cooling becomes dominant er radiation losses, and the system is not run at constant current, en a very slight increase in emitter temperature will result in a wer current passing through; this in turn results in a further inease in emitter temperature, a further reduction of current and so , so that the emitter temperature simply runs away - until the raation losses become greater than the electron cooling losses and stabilization ensues.

A. SCHOCK: If the phenomenon you are describing is related to caesium desorption from the emitter surface, I can only say that t instabilities will be demonstrated by the SIMCON programme which Dr. Alleau has used when the converter is operated in a regime of emitter temperature and relatively low caesium pressure.

T. ALLEAU: It may well be that these instabilities appear whe one is working at very high emitter temperatures. In our case, whe the thermal fluxes were relatively low and radiation losses accoun for about one quarter of the input power in the thermal balance, t operating regime seems to be comparatively stable.

B. DEVIN: I should like to add a few words, if I may, on thi question of thermal stability. First of all, this is not a phenom non peculiar to converters with a high electrical efficiency. The electrical efficiency - defined as the ratio of electrical power injected into the plasma in electron potential energy to the ther power imparted to the emitter - is always roughly 50%. The effici of a converter is low because the collection of the energy inject into the plasma is associated with large losses. In other words, one considers the influence of efficiency on the thermal equilibr of the emitter, one is in effect always dealing with high efficie cies, and the emitter temperature varies substantially as a funct of conversion current when the emitter is operated at constant po Mr. Alleau has shown us the onset of the instability associated w ignition of the electric arc - and one can attribute it either to ignition or to the caesium desorption which takes place when the age increases and the current drops; that is just a matter of how looks at it. This instability exists when one is working at low c um pressures, just at the limit of the optimum; the way to achiev stable operation is to work at a caesium pressure slightly higher the optimum, as Mr. Alleau has pointed out. This seems to me to b soundest approach to the instability problem.

:HE FORSCHUNGS- UND VERSUCHSANSTALT FÜR LUFT- UND RAUMFAHRT E.V.
INSTITUT FÜR ENERGIEWANDLUNG UND ELEKTRISCHE ANTRIEBE Stuttgart und
Institut für Material- und Festkörperforschung des
Kernforschungszentrums Karlsruhe

:al Thermionic Emission from Bare and Covered Surfaces of
·metelectrodes

D.Schmidt and G. Ondracek

·metelectrodes consisting of a rigid metal sponge and a ceramic
nponent in the pores offer some better properties in compari-
ı with ordinary metal electrodes:

high emission current density and homogeneity
geometrical stability
stability against ion and chemical attack.

ese electrodes are of special interest for cathodes of tubes
· very high frequency application and for electrodes in Hall-
d Thermionic generators.

e emission current of a first type of a cermetemitter is com-
sed by two contributions : one produced by the metallic phase
d another one produced by the ceramic phase.

·ying the electrodetemperature the emission pictures are not
anged . The local measured work function is constant similar
the workfunction of a metallic monocrystal in the region
each small patch. Data for intermediate positions cannot be
asured.

e emission properties of a second basic type of a cermetemitter
e characterized by a dynamic equilibrium at the surface of the
ectrode. A small amount of the ceramic component continuously
composes and generates a thin film at the surface. Out of
is film most of the electrons are emitted. The degree of coverage

of the surface is governed by a dynamic equilibrium of the parameters supply, diffusion and evaporation, which means that by the choice of the ceramic component the optimal workingtemperature and the magnitude of current density are determined. It is a problem of fabrication (paper Nr.2)to get a good distribution of the components and the desired structure of the electrodes i.e. high emission current and low evaporation. The measured local work function depends on the temperature. In the region of the best operating temperature the emission picture looses its patchy appearance.

The emission properties of electrodes of the first and the second cermettype are shown by a special emission microscope. The local current density for the bare and for the partially Cesium-covered surfaces were determined by the current collected behind a bore-hole in the screen.

Local Thermionic Emission from Bare and Covered Surfaces of Cermetelectrodes.

D. Schmidt and G. Ondracek
Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Energiewandlung und Elektrische Antriebe Stuttgart and
Institut für Material- und Festkörperforschung des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

1. Introductions

Cermetelectrodes consisting of a rigid metal sponge and a ceramic component in the pores offer some better properties in comparison with ordinary metal electrodes:

1) high emission current density and homogeneity
2) geometrical stability combined with little thermal and electrical resistivity
3) stability against thermal shocks, against ion and chemical attack
4) low evaporation rate.

These electrodes are of special interest for cathodes of tubes for very high frequency applications, for electrodes in Hall and Thermionic Generators. Such electrodes show the

desired workfunction for themselves and therefore do not need to have a high cesium partial pressure at and above of the surface.

2. Stable Type Cermet Electrodes

To distinguish between two different types of cermet electrodes it is useful to consider their microstructure. This is possible by two ways: optical as well as electron emission microscopy. Commercial microscopes have been used for optical observation. The emission microscopic equipment was home made. Its principle is shown in fig.1 . Two remarkable facts concerning the measuring procedure: Firstly the patch area to be measured is magnified so, that it is bigger than the entrance diameter to the Faraday cage. Secondly it is possible to compensate the field strength at the surface under measurement by variation the potential of the fist electrode of the immersion lense (see fig.2). These points lead to the following advantageous consequences: If the measured area is smaller than the emitting patch no arror arises from adjacent areas. On the other hand a field exists between different area patches on the surface. This field can be compensated leading to comparable results for all patches.

In fig.3 pictures of uraniumdioxid-molybdenum-cermet (UO_2 - Mo) surfaces are given prepared by the optical as well as by the electron emission microscopy. The bulk material has been produced by isostatic hot pressing of molybdenum coated UO_2 spheres [1] . Because of the fact, that UO_2 - Mo forms a monotectic type phase diagramm [2,3] no interaction takes place. This is the reason for telling it a stable type cermet electrode. As a consequence of good wetting behaviour of the phases the matrix structure remains unchanged in operation providing a rather high electrical conductivity of the whole electrode.

The emission current of this first type cermet emitter is composed of two contributions produced by the metallic and ceramic phases separately. No change could be obtained by temperature variation in the emission pictures except the brightness of them. The locally measured work functions remain constant for each patch and no intermediate range between them could be observed [fig.4]. This behaviour is similar to that of the oriented parts of metallic monocristals . Between the

ifferent emitting material parts the electric field power s extremely strong.

On the basis of the measured current density of the right patches the maximum current density of the electrode as been calculated. Special features of the samples microtructure such as form and size of the individual grains as ell as the amount of the pores do not have a strong influnce to the current density. Due to the fact, that the O_2 ceramic phase has a work function the values of which re below the values of the molybdenum, most of the emitted urrent comes from the ceramic phase (see fig.5). This is, ny a low concentration of the metallic phase is desirable chieved in the present case by coating the UO_2 by 1 vol % o.

. Unstable Type Cermet Electrodes

Unstable electrodes - in the contrary to stable electrodes - o not show similar surface pictures made by optical and by hermal electron emission microscopy. The material for this ype of electrodes used here is barium-calcium-tungstate-ungsten (Ba_2 Ca WO_6 - W). In fig.6 it can be seen, that a early uniform film appears in the emission type microscope hilst a different impression is given by light microscopical ictures. The metallic phase is covered by a ceramic phase ilm formed by up to several monomolecule layers. The bright atches representing hight current density are caused here y the ceramic phase covered metal. No defined boundaries an be observed between patches with different brightness. n the average both the work function difference as well as he electric field strength are lower compared to stable type lectrodes. Independantly of the diameter of the measured rea spots the work function never was that of neither pure ungsten nor that of barium-calcium-tungstate. The emission roperties of this second type of cermet electrodes are haracterized by a dynamic equilibrium on the electrode surace. The mechanical properties as well as the electrical onductivity are controlled by the metal sponges. The operaing mechanism, which takes place in such electrodes, is haracterized by the dissociation of small amounts of the eramic phase in the pores forming a continuous film allover he surface. This film is - in a steady state manner -

regenerated by migration of the dissociation products along the pore walls. The mechanism exists for example for more than 50 000 h in DC-operation as could be demonstrated recently [4]. Because of the temperature dependency of the two factors diffusion and evaporation the work function of the whole electrode as well as this one of its local parts is seriously affected by the temperature. Due to the fact, that in unstable cermet electrodes the metallic surface is the emitting part, this part should be large. On the other hand, the emitting metal surface has to be totally covered by a ceramic phase film, to give optimum emitting rates. If the metal phase is increased, the ceramic phase is decreased. Above a certain metal concentration the delivery of ceramic phase to the surface becomes too small to guarantee the total coverage of the metal surface. As a result the emission picture is rather patchy (fig.7). The conclusion of this situation is, that an optimum ceramic phase concentration exists for which the current density shows a maximum (fig.5). It should be mentioned that this maximum is also determined by the kind of material used, its stereometric microstructure and the operating temperature.

In addition to these parameters the atmosphere and its composition is an important factor. Especially the oxygen pressure changes the work functions of oxide cathodes to higher values. Therefore it should be noted, that experiments show that reversible behaviour of the cathodes, with varying oxygen content can be obtained in a certain range of oxygen presures [5].

Cesium is another affecting constituent of the atmosphere. This can be seen in fig.8, where the dark parts of the surface become brighter by introduction of cesium to the atmosphere. An equalization state of the surface can be reached at higher cesium-pressures, but this effect slims down again if the cesium pressures become less. This recovering process is temperature dependent and may last for a long period of time if the temperature is very low.

In the contrary to cesium barium addition in the atmosphere leads first to an increased contrast between high and low emitting patches. This is demonstrated in fig.9

regenerated by migration of the dissociation products along the pore walls. The mechanism exists for example for more than 50 000 h in DC-operation as could be demonstrated recently [4]. Because of the temperature dependance of the two factures diffusion and evaporation the work function of the whole electrode as well as this one of its local parts is seriously affected by the temperature. Due to the fact, that in unstable cermet electrodes the metallic surface is the emitting part, this part should be large. On the other hand, the emitting metal surface has to be totally covered by a ceramic phase film, to give optimum emitting rates. If the metal phase is increased, the ceramic phase is decreased. Above a certain metal concentration the delivery of ceramic phase to the surface becomes too small to guarantee the total coverage of the metal surface. As a result the emission picture is rather patchy (fig.7). The conclussion of this situation is, that an optimum ceramic phase concentration exists for which the current density shows a maximum (fig.5). It should be mentioned that this maximum is also determined by the kind of material used, its stereometric microstructure and the operating temperature.

In addition to these parameters the atmosphere and its composition is an important factor. Especially the oxygen pressure changes the work functions of oxide cathodes to higher values. Therefore it schould be noted, that experiments show that reversible behaviour of the cathodes, with varying oxygen content can be obtained in a certain range of oxygen presures [5].

Cesium is another affecting constituent of the atmosphere. This can be seen in fig.8, where the dark parts of the surface become brighter by introduction of cesium to the atmosphere. An equalization state of the surface can be reached at higher cesium-pressures, but this effect slims down again if the cesium pressures becomes less. This recovering process is temperature dependant and may last for a long period of time if the temperature is very low.

In the contrary to cesium barium addition in the atmosphere leads first to an increased contrast between high and low emitting patches. This is demonstrated in fig.9

and caused by the preferential adsorption of barium in the UO_2 - parts of the surface. These results confirm similar experiments published in the past [6].

References

[1] WEIMAR, P., THUMMLER, F., BUMM, H., J. Nucl. Mat. 31 (1969) 215.

[2] ONDRACEK, G., SPLICHAL, K., Berichte der DKG 48 8 (1971) 343.

[3] GEBHARDT, E., ONDRACEK, G., J. Nucl. Mat. 15 2 (1964) 220.

[4] AEG-TELEFUNKEN ULM, private communication (1972).

[5] SCHMIDT, D., AUER, H., RIEGEL, W., BMBW-FB W 71-55 (1971)

[6] GOOD, R. H., MULLER, W., "Field emission" Handbuch der Physik Bd XXI (Flügge, S.) Springer, Berlin (1956)

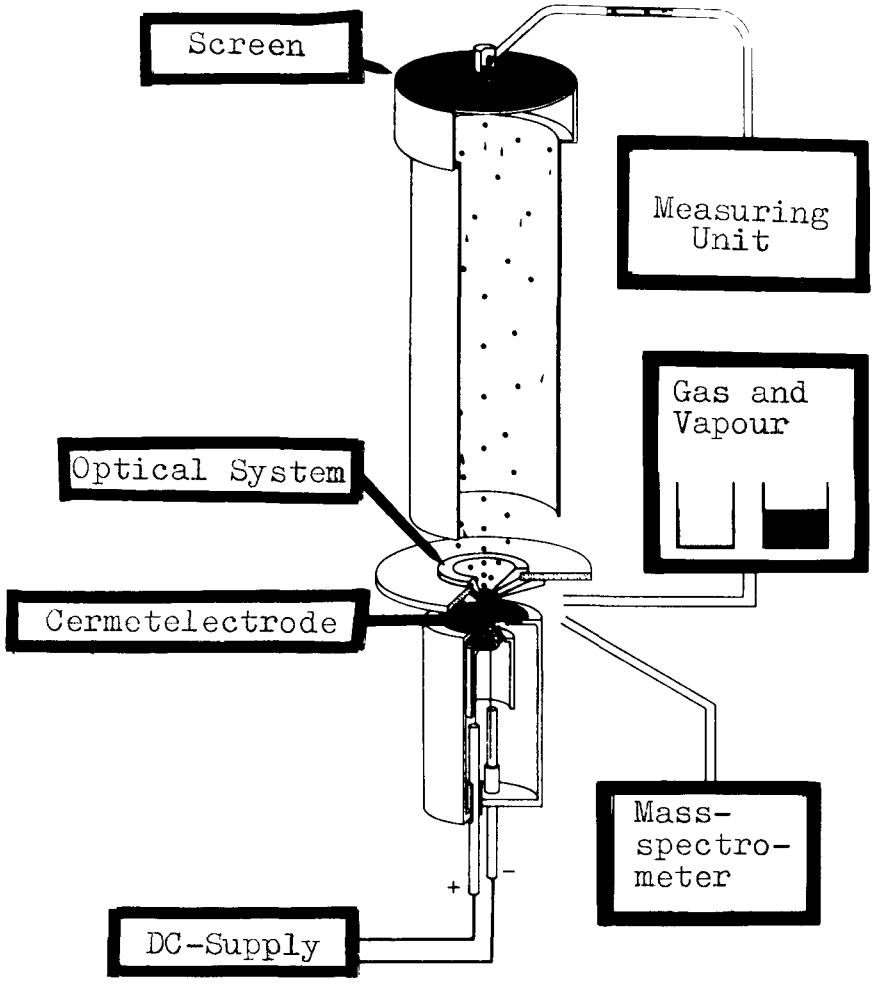


Fig. 1 Principle of the emission microscope.

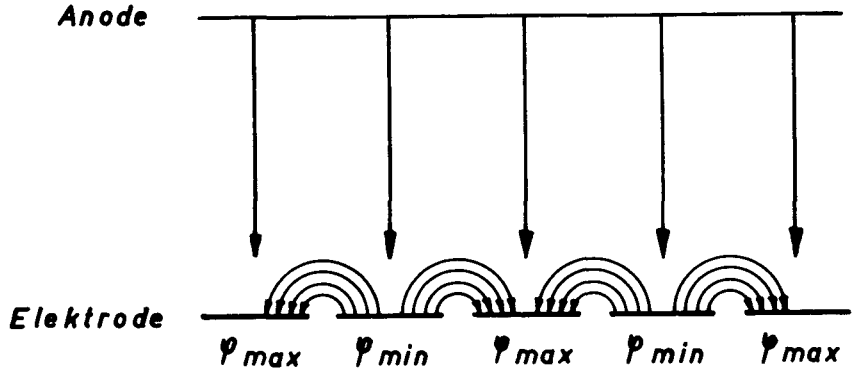


Fig. 2 Patch field in front of the electrode.

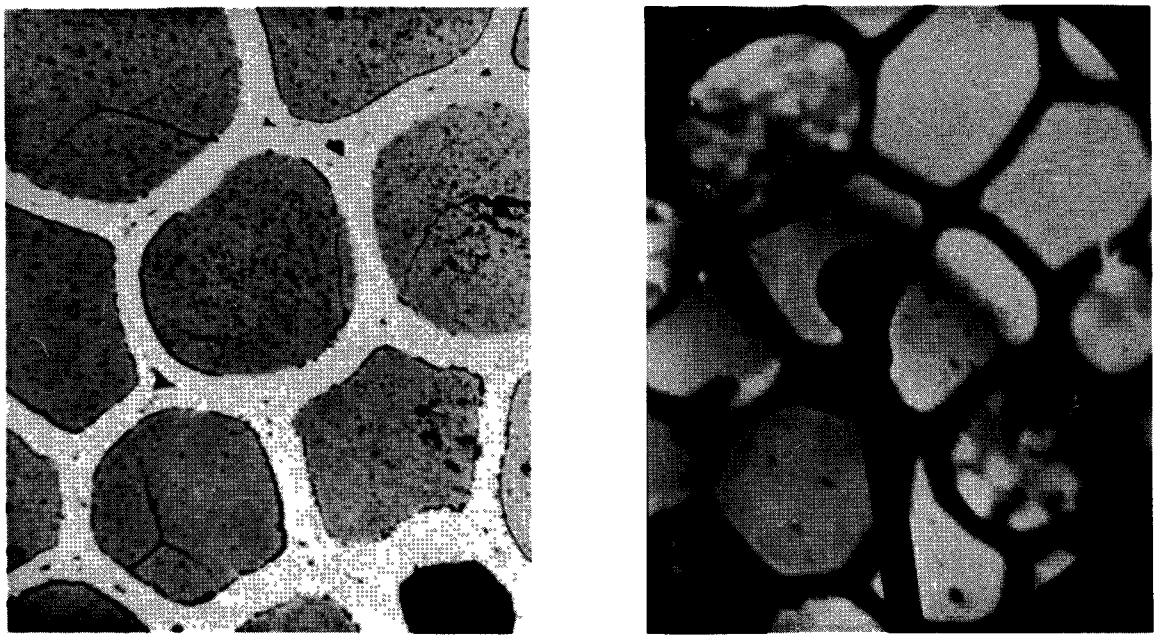


Fig. 3 Pictures of an uraniumdioxid-molybdenum cermet-electrode
left side by an optical microscope
right side by an electron emission microscope.

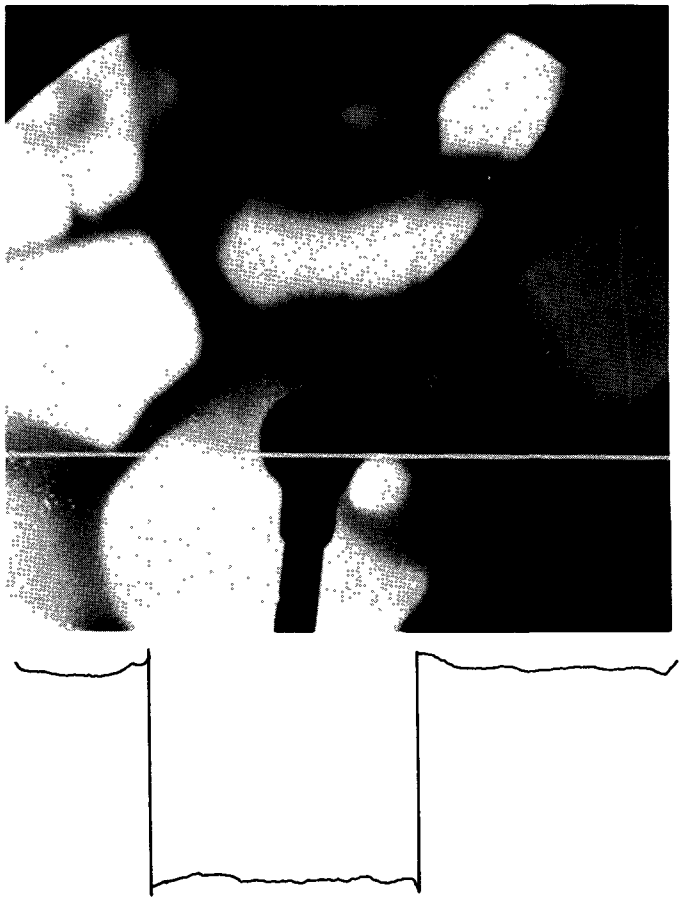


Fig. 4 Local workfunction of an uraniumdioxid-molybdenum cermetelectrode.

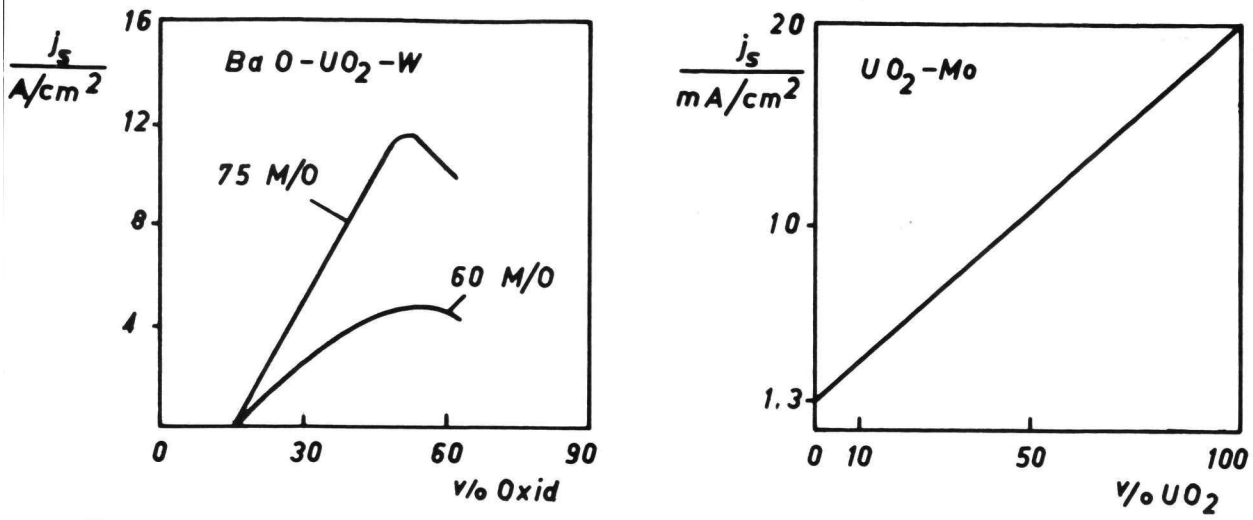


Fig. 5 Emission current of cermetelectrodes as function of the content of the ceramic phase
left side unstable type cermetelectrode
right side stable type cermetelectrode.

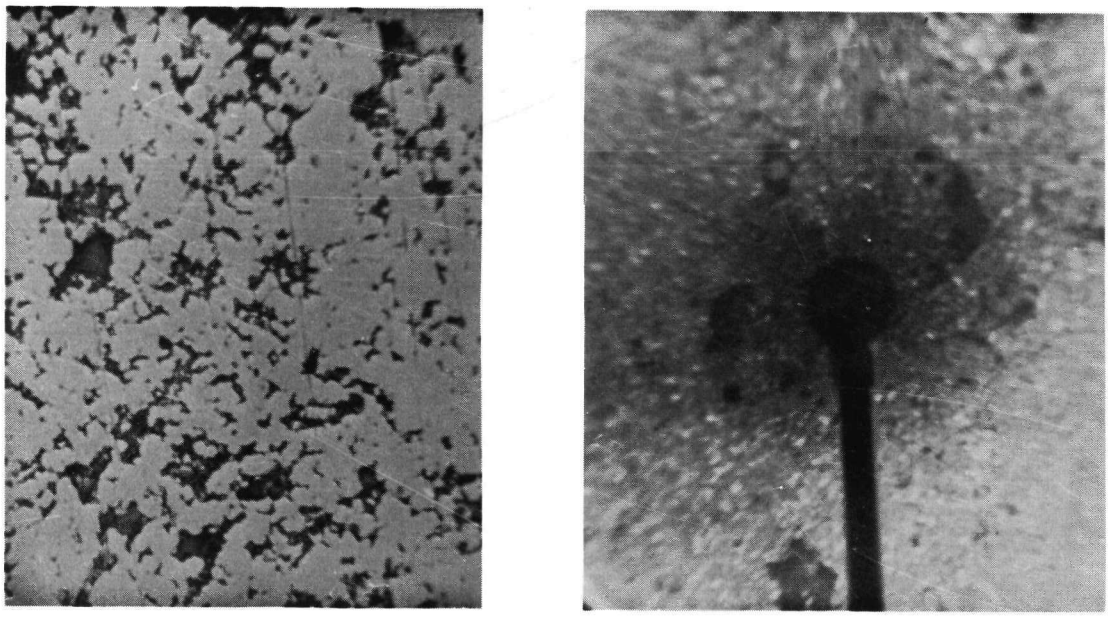


Fig. 6 Pictures of a barium-calcium-tungstate-tungsten cermetelectrode
left side by an optical microscope
right side by an electron emission microscope.

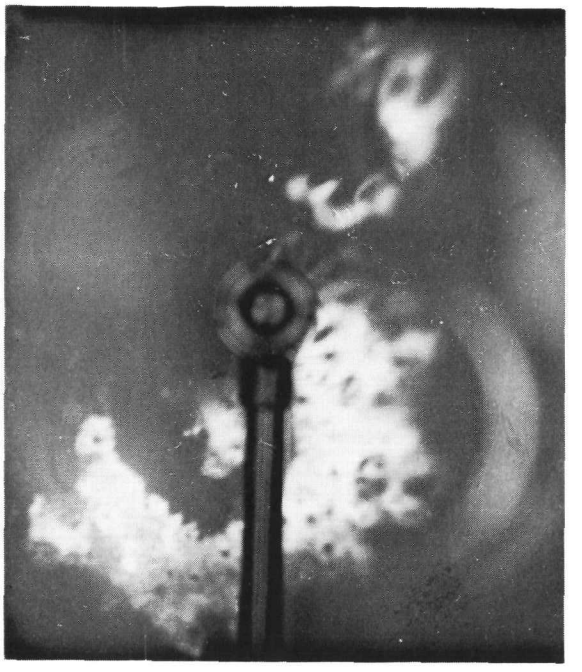


Fig. 7 Emission picture of a barium-calcium-tungstate-tungsten cermetelectrode which is only partially covered by a ceramic phase.

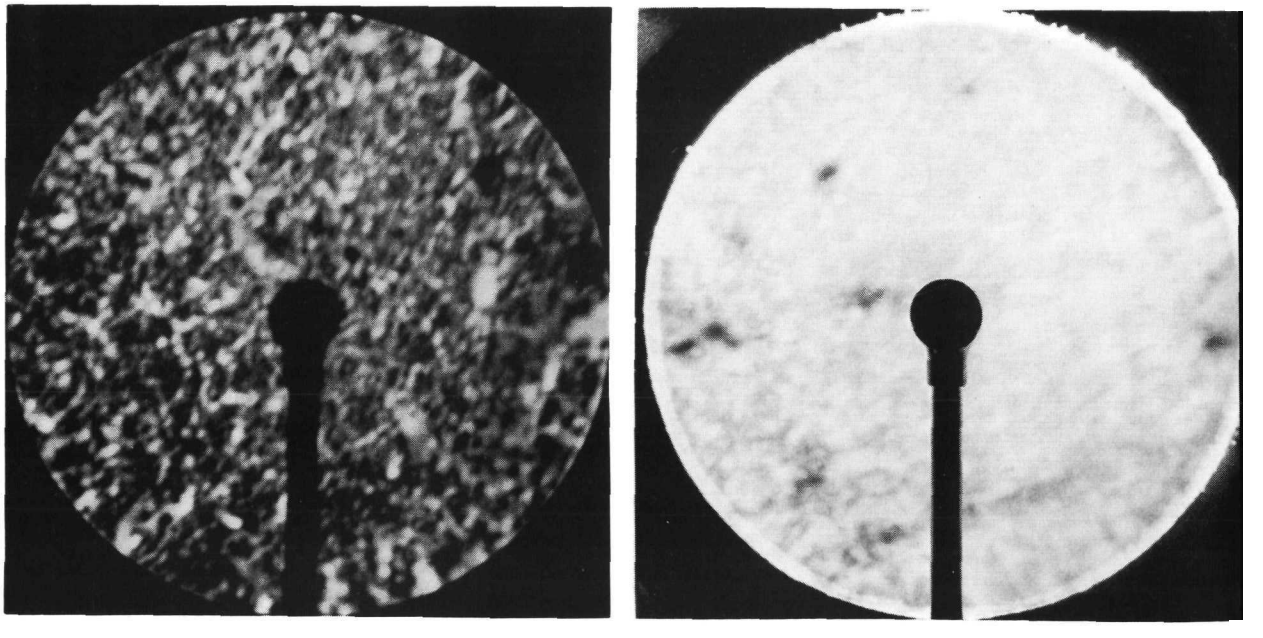


Fig. 8 Influence of cesium on an unstable cermetelectrode
left side without cesium supply
right side with cesium supply.

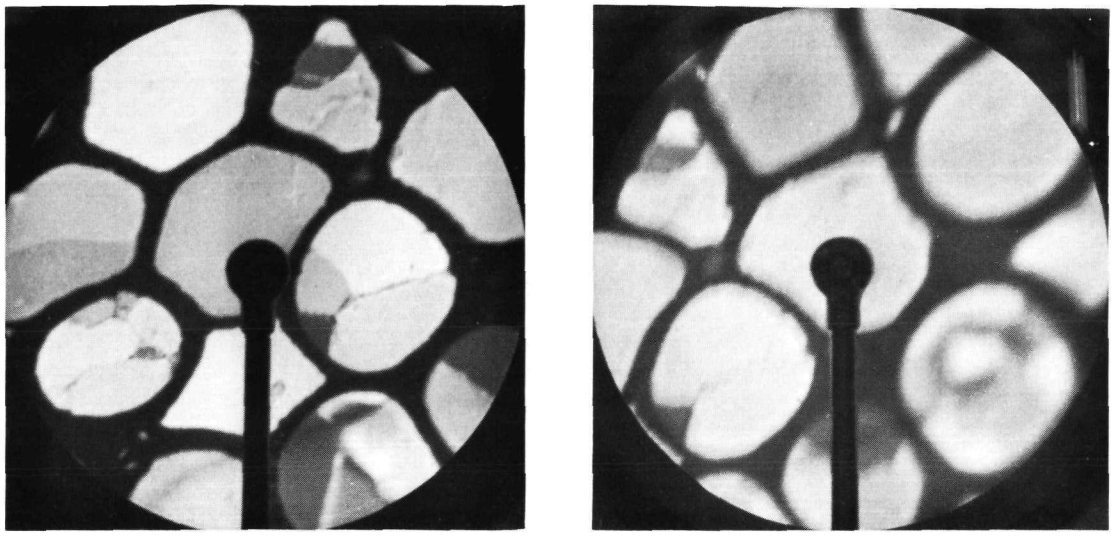


Fig. 9 Influence of barium on a stable cermetelectrode
at low barium coverage
left side without barium supply
right side with barium supply.

BLANK

Rep. 27: 14641
N72-25100

OUT-OF-CORE EVALUATIONS OF URANIUM NITRIDE-FUELED CONVERTERS*

K. Shimada
Jet Propulsion Laboratory
California Institute of Technology
Pasadena, California 91103

ABSTRACT

Two uranium nitride-fueled converters were tested parametrically for their initial characterization and are currently being life tested out-of-core.

In this paper, the test method being employed for the parametric and the diagnostic measurements during the life tests, and the test results are presented.

One converter with a rhenium emitter had an initial output power density of 6.9 W/cm^2 at the black body emitter temperature T_E of 1900°K. The power density remained unchanged for the first 1000 h of life test at T_E 1900°K but it degraded nearly 50% during the following 1000 h. The electrode work function measurements indicated that the uranium fuel was diffusing out of the emitter clad of 0.635 mm. The other converter with a tungsten emitter had an initial output power density of 2.2 W/cm^2 at T_E = 1900°K. The power density increased exponentially to 3.6 W/cm^2 during the 3500 h of life test. The rate of improvement increased thereafter and the power density was 3.9 W/cm^2 at 4300 h. The power density suddenly degraded within 20 h to practically zero output at 4735 h.

---

*This paper presents the results of one phase of research carried out at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under Contract No. NAS 7-100, sponsored by the National Aeronautics and Space Administration.

INTRODUCTION

Nuclear thermionic reactor power systems are potential candidates for supplying large amounts of electric power to electric thrusters for outer plan space probes. Such reactors probably would be fueled with uranium oxides, uranium carbide, or uranium nitride (UN). Up to the present time, there hav been no investigations performed to determine the compatibility of UN, which is a high-performance nuclear fuel, with thermionic converters. At the Jet Propulsion Laboratory, a study was initiated to determine the effect of UN fu on thermionic converters that are heated from electron bombarders. The tes involved the parametric and life tests of two UN-fueled converters, one of which had a rhenium emitter and the other a tungsten emitter. The electrode geometry is planar and the effective emitter area is 1.81 cm^2 for both converters. During the parametric tests and the diagnostic measurements in the course of life tests, a pulsed-dynamic data system was employed. These tes covered various temperature values including blackbody emitter temperature of 1800, 1900 and 2000°K. Calculated surface temperatures were lower than blackbody temperatures by as much as 80°K at a converter current of 22 A/ cm^2. The emitter temperatures in this report, however, are the blackbody temperatures unless stated otherwise. During the life tests, the blackbody temperature and the output voltage are maintained at 1900°K and 0.6 V respe tively except with a rhenium-emitter converter after 2100 h of life test when the voltage was reduced to 0.5 V.

The methods for the parametric and the diagnostic testings, test result and the fuel effect on converter performances are briefly described in this report.

PULSED-DYNAMIC DATA SYSTEM

During the parametric and diagnostic tests of converters, a pulsed-dynamic data system was used. This system is composed of (1) a large-curr pulser and (2) a sample-hold data equipment The pulses, having a duty cycl of 0.8%, enables the converter to operate unperturbed about preselected tem perature conditions. The data equipment samples data after the converter attains quasi-static voltage and current values during each pulse of 400 μs duration, and these data are displayed on a relatively slow X-Y recorder through a sample-hold circuit.

This data system allows us to acquire data accurately and quickly for given temperature conditions since no adjustments are required, such as are required in ordinary static data systems, during an entire excursion of each current-voltage (I-V) curve. Each curve contains approximately 200 sample data points including the preselected static point, and the data acquisition takes approximately 10 s once the desired temperatures are reached. Also, the data system is provided with an option for static data acquisition by manually adjusting the quiescent voltage values. This additional feature provide quick comparisons between the static and the dynamic data curves.

The large-current pulser (Fig. 1) generates a chain of narrow voltage pulses (400 μs) superimposed on the quiescent value. This is accomplished

y modulating a dc power supply, 10 V, 200 A, at a rate of 1 pulse per 0 ms (Fig. 2). The modulation can be made automatically in an up (or own) mode in which each pulse height increases (or decreases) linearly ith time. With the automatic mode an I-V curve is swept automatically etween the short circuit and open circuit current values.

With a manual mode, the pulse height is adjusted manually, and hence ie I-V curve may be manually swept. With an "off mode," the pulser func- ons as a static power supply having an output which is adjustable by means f a quiescent point bias adjust (Fig. 1). The output voltage is applied to the onverter terminals through a bundle of four coaxial cables which is con- ected in series with a current measuring shunt. The coaxial cables are sed to minimize electric transients associated with an ordinary bus bar iat would slow the rise in current through the converter far beyond what ould be expected from the properties of cesium plasma. For example, the eionization time in conventional converters is approximately 100 μs.

For the synchronization of data acquisition with a sample-hold circuit Fig. 3), 40 μs sampling pulses are generated by a waveform shaper that is riven from the same pulser which supplies 400 μs voltage pulses. As hown in Fig. 2, the sampling pulse is delayed approximately 250 μs behind ie leading edge of the 400 μs applied voltage to allow the converter to achieve uasi-static voltage and current values during an application of each pulse. he signal conditioning for plotting purposes is achieved with the sample- old circuit (Fig. 3) in which the diode gate samples the required input signal, ay the converter current, and the data storage circuit holds the sampled mplitude until a subsequent signal updates the output level. Therefore, the onditioned output signal (which is plotted on an X-Y recorder) is a staircase ignal having approximately 200 steps per sweep of the converter current. wo such circuits are required, one of which is for the current and the other or the voltage.

This data system is a unit separate from the life test station which as a built-in static data system.

PARAMETRIC TEST RESULTS WITH RHENIUM CONVERTER

The construction of the converter, shown in Fig. 4, is similar to that escribed by T. Speidel [1]; however, the JPL converter is fueled with ranium nitride. The electrode geometry is plane-parallel; the emitter rea is 1.81 cm^2; and the interelectrode space is 0.025 cm. The material s arc-cast rhenium, and the collector material is niobium. The nitride iels are placed in seven cylindrical holes in the body of the emitter with ie fuel volume fraction equaling 0.259. The distance between the bottom f the holes and the emitter surface is 0.0635 cm (Fig. 5), and the opposite ide of the emitter is capped with a rhenium disc 0.0635 cm thick. A black ody hole, having a depth-to-diameter ratio of 7.33, is drilled parallel to ie emitter surface with its axis at 0.302 cm from the surface. The collec- or colorimeter, which is mechanically fastened to a water-cooled heat sink, nd the collector itself are machined from one piece of niobium.

To evaluate the performance of this converter, parametric tests were made during an initial test period. These tests consisted of the measurement of static and dynamic volt-ampere curves. The electrode work functions were also determined from the dynamic volt-ampere curves [2] that were obtained with a pulsed data system. These work functions will be used to evaluate the fuel-electrode interactions that might occur during the subsequent life tests.

To determine the nuclear fuel effects (if any) on the thermionic emitter work functions, Φ_E was carefully determined from temperature-saturated currents of the converter obtained from dynamic volt-ampere curves. The cesiated work functions as a function of the temperature ratio T_E/T_R agreed with that of a material having an uncesiated work function Φ_0 of 4.9 eV. This value for the arc-cast rhenium emitter is in good agreement with that for polycrystalline rhenium. The work function Φ_C of the niobium collector was spot-checked by a method using volt-ampere curves in an electron-retarding voltage region. The values of Φ_C were 1.58 at T_C/T_R of 1.44 and 1.54 at T_C/T_R of 1.42.

To evaluate the initial power-output performance of the converter, three static volt-ampere curves were obtained at blackbody emitter temperatures T_E of 1800, 1900, and 2000°K. The static data points were taken at output voltages of 0.4, 0.6, 0.8, and 1.0 V. The output current was maximized for each voltage by adjusting T_R and T_C. The power densities at an output voltage of 0.6 V were 8.6, 7.5 and 5.4 W/cm^2 with the black body temperature at 2000, 1900 and 1800°K respectively. Any variation in the performance during subsequent life tests can be accurately correlated with these initial results.

To evaluate further the characteristics of the power-producing converter dynamic volt-ampere curves were obtained under constant emitter temperature conditions by using the method described previously.

The envelope of dynamic volt-ampere curves, which is obtained under isothermal conditions by using the pulsed mode apparatus, agreed with static volt-ampere curves, which require a considerable length of time for optimization and stabilization; in fact, the three envelopes for T_E = 2000, 1900 and 1800°K were practically identical to the static volt-ampere curves. The results demonstrate the expediency, accuracy and flexibility of the pulsed-dynamic data acquisition.

LIFE TEST RESULTS WITH RHENIUM CONVERTER

The life test of the converter is being performed in a life test station under a constant emitter temperature of 1900°K with the converter connected to a transistorized electric load that maintains the output voltage at a preselected value. This converter has been tested nearly 5000 hours at the end of January 1972. During the life test, the output current and other pertinent data have been recorded on a printer. The converter was reoptimized at regular intervals, approximately once a week, and the updated values of the output current were recorded. As it is shown in Fig. 6 the output power remained unchanged for the first 1000 h at 12.4 W at 0.6 V output (6.9 W/cm^2). During the following 1000 h, the output power dropped to approximately 7 W (3.9 W/cm^2). At about 2000 h of test the output voltage was reduced to 0.5 V

o avoid further reduction of output **power** which would result in a greatly educed heat flux to the collector. The output **power** continued to decrease lown to the present value of 6.2 **W** (**3.4**W/cm^2) at 5000 h of life test. The ife test was interrupted occasionally to make diagnostic measurements ncluding the work function measurements whenever a noticeable change occur- ed in the output **power** . The measured bare work function during the first :000 h, however, was the same as the initial value -- 4.9 eV, which is a ypical value for rhenium. Therefore, the degradation was not likely caused)y the reaction between UN fuel and the rhenium emitter during the first :000 h. Between 2000 h and 4500 h of life test, the output degraded at a much ;lower rate. Diagnostic work function measurements indicated the formation)f patches on the electrodes. Also an insensitivity of output **power** to cesium eservoir temperatures was observed. Effects of the collector temperature)n the output remained qualitatively unchanged. Since the emitter poisoning vas suspected as a cause for the output degradation, the emitter was flashed wice at about 3500 h of life test. Each flashing was performed at an emitter emperature of 2200°K for two minutes. Right after the flashing the output)ower increased by approximately 10%, but it decreased monotonically with ime to the original level within 24 hours.

LIFE TEST RESULTS WITH TUNGSTEN CONVERTER

A life test of the converter provided with a tungsten emitter having one JN pellet (instead of 7 in UN-Re converter) was performed after the initial :haracterization. This test was performed in a manner similar to that with he rhenium emitter converter. Subsequently the life test was performed at in emitter temperature of 1900°K to investigate the effect of UN fuel on a ungsten-emitter converter. The power output of the converter increased :xponentially from 2.2 W/cm^2 to 3.9 W/cm^2 at 4300 h as shown in Fig. 7)robably because of the self-cleaning of the emitter. At 4735 h the output)ower suddenly degraded to 2.1 W/cm^2 within 2.5 h (Fig. 8). Reoptimization equiring increases of T_R by 90°K to 703°K and T_C by 89°K to 1027°K prac- ically restored the power density. The new value was 3.68 W/cm^2 at 4739 h,)ut the output power continued to decrease, at a slower rate, to 0.66 W/cm^2 n 16 h. The output was again restored to 3.3 W/cm^2 at 4757 h by mainly ncreasing T_C to 1079°K; T_R was increased only 14°K to a new value of 717°K. The output degraded thereafter to 0.39 W/cm^2 within 16 h of reoptimization. Life test was termir ed at 4775 h since the power output could not be restored)y reoptimization.

CONCLUSION

The pulsed-dynamic data system being used during parametric and liagnostic measurements proved to be versatile, accurate and time-saving in)btaining dynamic as well as static volt-ampere curves. The effects of UN uels on the performance of both converters are similar in many respects. The output degradation occurred at two distinctly separate rates; a slow legradation followed the fast one indicating an ultimate loss of cesium. The nechanisms that account for this output degradation appear to be: (1) slow grain growth in the arc-cast emitter during life tests, (2) preferential diffu- sion of gases including nitrogen through the grain boundary causing a rapid)ower degradation and reaction with cesium, (3) formation of cesium nitride n the reservoir increasing optimum reservoir temperature, (4) diffusion of ıranium compounds through the same grain boundary, (5) deposition of

uranium compounds on the collector, and (6) emitter poisoning or loss of free cesium by a complete chemical reaction between cesium and nitrogen. If this is the case, the clad thickness of the UN-fueled converter must be either considerably thicker or the fuel should be vented to avoid degradation in a relatively short time. A post-mortem examination will be made to determine the exact cause of degradation.

ACKNOWLEDGEMENT

The author wishes to express his appreciation to Messrs J. Mondt and P. Rouklove for helpful discussions and to Mr. P. L. Cassell for the design and assembly of laboratory equipment.

REFERENCES

[1] SPEIDEL, T. O., and WILLIAMS, R. M., "Fixed-Space Planar Thermionic Diodes with Collector Guard Ring", IEEE Record of Thermionic Conversion Specialist Conference, Framingham, Massachusetts, pp. 113-117, October 1968.

[2] SHIMADA, K., and CASSELL, P. L., "Evaluation of Uranium Nitride Fueled Converters", IEEE Record of Thermionic Conversion Specialist Conference, San Diego, California, pp. 253-257, October 1971.

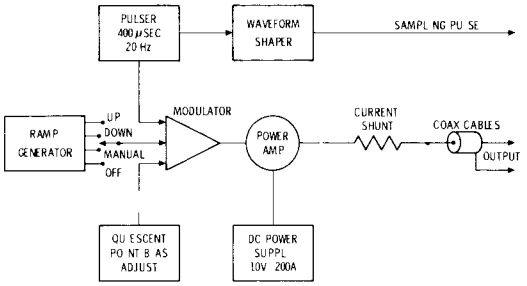


Fig. 1. Large-Current Pulser Diagram

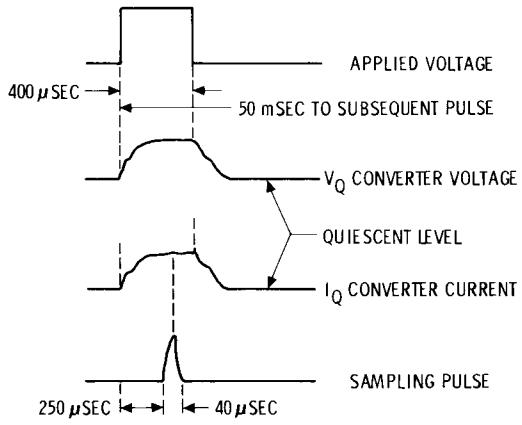


Fig. 2. Relative Waveforms

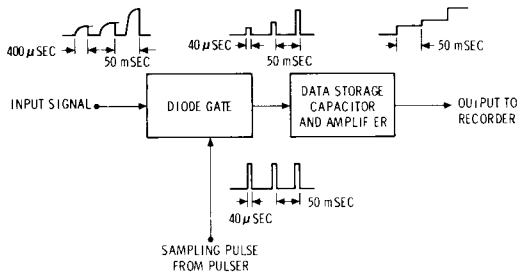


Fig. 3. Sample-Hold Circuit

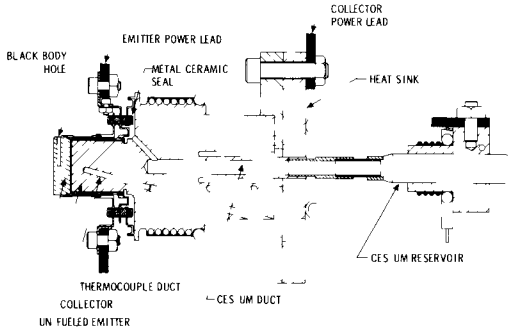


Fig. 4. Schematic Drawing of the Converter

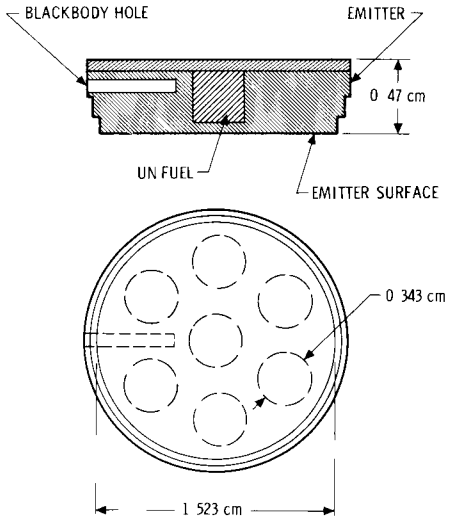


Fig. 5. Fueled Emitter Detail

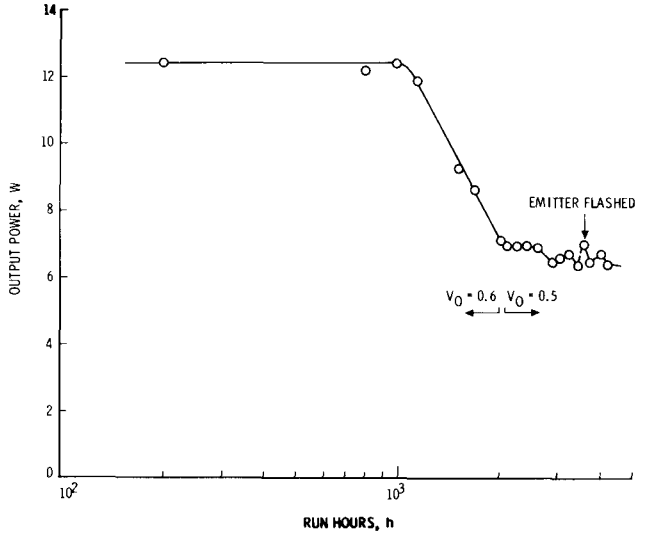


Fig. 6. Life Test Results Rhenium-Emitter Converter

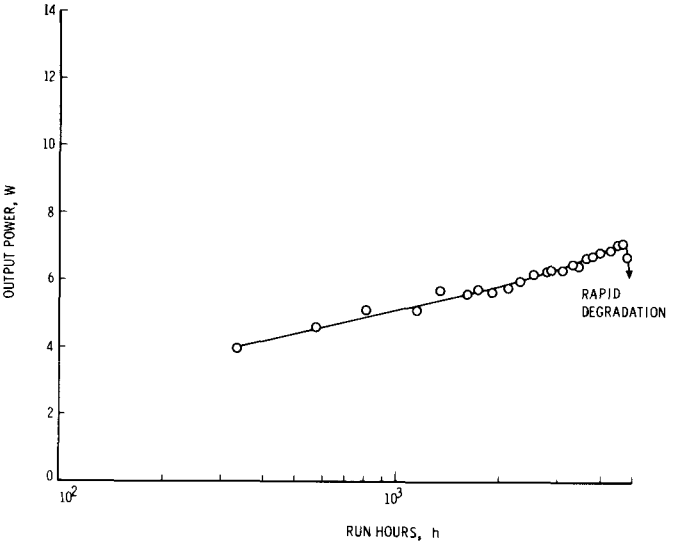


Fig. 7. Life Test Results Tungsten-Emitter Converter

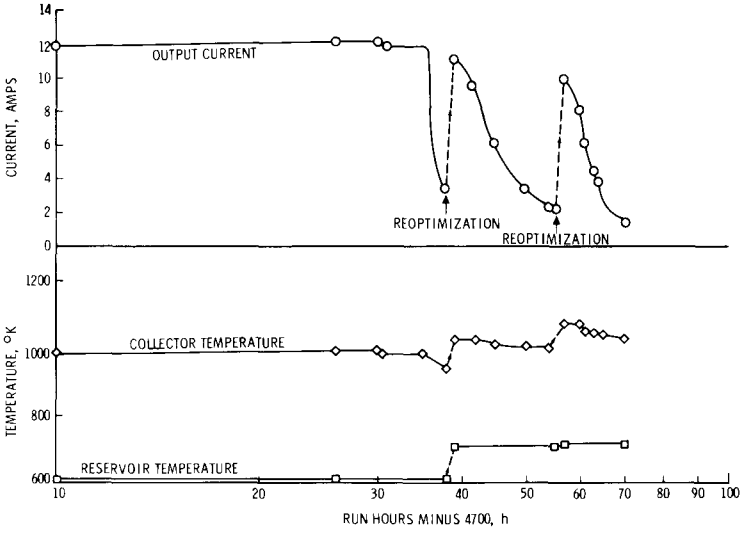


Fig. 8. Tungsten Converter Degradation Detail

D I S C U S S I O N

M.K. YATES: What was the nitrogen overpressure over the fuel ellet in your diode? Can this overpressure explain the observed egradation?

K. SHIMADA: We have not determined the overpressure, but we eel certain that it is the cause of the emitter bulging and even-ual effusion of gas into the interelectrode space.

BLANK

I-V-Characteristics of a Converter with a Nonisothermic or Isothermic Emitter and 5 Collectors

H. Vetter, G. Fröhlich, R. Mayer

Institut für Kernenergetik, Universität Stuttgart, Germany

Abstract

A cylindrical cesium converter with a unique emitter (Ta or Re) and 5 electrically insulated collectors (Nb) was built. The emitter can be made to assume different temperature profiles. The total I-V-characteristics can be measured with this converter. The measurements were for a range of temperatures T_E = 1500-2000 K, T_R = 547-634 K, T_C = 820 ±30 K and electrode spacing d = 0,45 mm (Ta) and d = 0,3 mm (Re). The following properties of the converter have been determined from the I-V-curve: emitter work function, ignition voltage and the electrical power (for various profiles of the emitter temperature) as a function of cesium pressure.

Introduction

It is very difficult to attain an absolutely isothermic heating of a cylindrical emitter in a thermionic converter. Therefore, the influence of different temperature profiles of the emitter surface on the I-V-curve and the power of the converter has been investigated. A converter with 5 collectors was built for this purpose (Fig. 1). The converter possesses 5 Nb-collector rings, which are insulated from one another (No. 12 in Fig. 1). These collectors are arranged around the emitter, which is longer than the 5 collectors together. The effective surface of the emitter is 23,5 cm^2 and the diameters

are 14,52 mm (Ta) and 14,83 mm (Re). Each of the collectors has a length of 10 mm. A graphite tube located inside the emitter serves as its heater (No. 16 in Fig. 1). The amount of current which flows through each of the collectors can be measured seperately. The circuit diagram (Fig. 2) shows this. Therefore, it is possible to measure the I-V-characteristics of any portion of the converter. The emitter temperatures of the portions are measured pyrometrically through the corresponding windows (No. 5 in Fig. 1). With those measurements the temperature profile of the emitter is obtained. The cesium pressures in all regions of the converter are equal. The electrode spacings remain nearly constant, but change very slightly due to the expansion of the emitter for different temperatures.

Experimental Procedure

The I-V-characteristics were obtained with a dynamic method of measurement (50 Hz). The curves were either registered on an oscilloscope or with a sampling equipment together with a X-Y-recorder. In each case the I-V-characteristics were measured for the individual converter regions separately and with the five converters together as a unit. One of the two emitters used was from pure tantalum. The other was a tantalum substratum with a rhenium coating of about 0,5 mm thickness on the surface. Three runs with different emitter temperature profiles were made for every emitter (Fig. 3). Profiled graphite tubes, which are easy to vary, produced the different temperature distributions. For both, Ta and Re, an attempt was also made by using the appropriate profile to produce an approximately isothermic emitter. The attempt, however, succeeded more with Re than with Ta (cf. Fig. 3, run Ta III and run Re I). The values of the heating powers (parameters) specified in Fig. 3 are the radiation energies per unit time transmitted from the graphite tube to the emitter. Fig. 4 contains 3 examples of I-V-characteristics with different emitter temperature profiles.

Results and Discussion

Some of the individual I-V-curves obtained experimentally have been compared with those which were calculated with the Simcon [1] program (Fig. 5). The parameters of the experiment were used for the calculations (emitter temperature, collector temperature, cesium pressure and electrode spacing). Adjustments were made with covered emitter work function. There is a good agreement between the experimental curves and those obtained from the calculation for tantalum with a substrate work function of 4,2 eV (known value of 4,25 eV for polycrystalline Ta [2]. This agreement is seen in Fig. 6, which shows the comparison between the adjusted work functions under coverage and the Rasor-Warner curves [3]. For Re a variation from 4,3 - 4,6 eV was necessary. These values differ from the known value of 4,9 eV for polycristalline Re [2]. The cause of the difference is possibly due to plasma spraying of Re on Ta.

The curves obtained experimentally can be made to agree with those obtained from theoretical calculations, which assume that the emitter temperature is constant for that portion. These facts make it obvious, that the different temperatures of the neighbouring emitter regions do not influence the individual converter regions of the entire converter. If there is such an influence at all, it is slight. The measurements of the ignition voltage and the results obtained for the maximum power indicate too that the individual converter regions have no noticeable influence on one another. These two properties of the converter are affected by changes in the emitter temperature. In Fig. 7 a comparison of the scattering of the measured values for maximum power density is shown (p_{Cs} 3 and 5 torr). One sees that the isothermic and nonisothermie emitters have the same average scattering. We adopted the same procedure for the ignition voltage, which is more sensitive to variations in the emitter temperature. The scattering in this case is larger. So it is not suitable to show a plot with the scattered points here. Therefore, we recorded the values statistically and compiled the results in Tab. I.

Table I: Scattered values of ignition voltage

	Emitter Material	No. of Measured Points		Average Scattering (Volts)	
isothermic	Ta		120		0,9
	Re		61		0,7
		total	181	average	0,83
nonisothermic	Ta		75		1,2
	Re		122		0,7
		total	197	average	0,89

Fig. 8 shows the dependence of the ignition voltage on emitter temperature for Ta and Re.

The influence of the chosen emitter temperature profile on the maximal electric power of the entire converter N_{el} is shown in Fig. 9 (N_{el} as a function of the cesium pressure for various emitter heating powers and temperature profiles). Temperature profiles (isothermic or nonisothermic) with identical emitter heating powers show only a slight difference in the electrical output power. Therefore, the shape of the temperature profile has an essentially less influence than the emitter heating power.

For the experiment the converter was divided into 5 regions. In order to prove that for nonisothermic emitters, the individual regions can be given a uniform temperature, following steps were taken: I-V-characteristic calculations by which the converter was divided into 1,2,3,4 and 10 regions were made. The total curves evaluated from these procedures were compared with the curve obtained by dividing the emitter into 5 regions.

For these calculations a linear temperature change with a variation of 300 K (1500 - 1800 K) was assumed. Figs. 10 - 14 show that there is already a good agreement of the total characteristics between the 4-and the 5-collector converter. A further subdivision of the converter into 10 collectors did not give a better result. Temperature gradients of more than 300 K were not chosen for the experiment and hardly occur under normal conditions. That means that the division into 5 regions is sufficient. Fig. 15 shows the 5 individual curves in comparision with the total characteristics as an example. In most cases, like here, the total characteristics are nearly identical with the characteristics for the average temperature. This is in agreement with the results of Figs. 10 - 14.

Conclusion

The division of the converter into 5 regions for this investigation of nonisothermic converters proved to be suitable. A further division would only have been necessary for a temperature gradient of extreme proportion. It was shown that an influence of the neighbouring regions on one another and a change of the I-V-curves do not occur. The I-V-curves obtained experimentally show a good agreement with those obtained from calculations. The work function values obtained for tantalum were 4.2 eV and for rhenium 4,3 - 4,6 eV. The maximum electrical power of the entire converter depends only slightly on the temperature profile of the emitter but primarily on the heating power of the emitter.

References

[1] WILKINS, D.R., Simcon, GESR-2109 AEC Research and Development Report (1968)

[2] MOESTA, H., Chemisorption and Ionisation in Metall-Metall-Systemen, Springer Verlag Berlin (1968)

[3] RASOR, N.S. and WARNER, C., Correlation of Emission Processes for Adsorbed Alkali Films on Metal Surfaces, J. of Appl. Physics, Vol. 35, No. 9 (1964)

Supplement

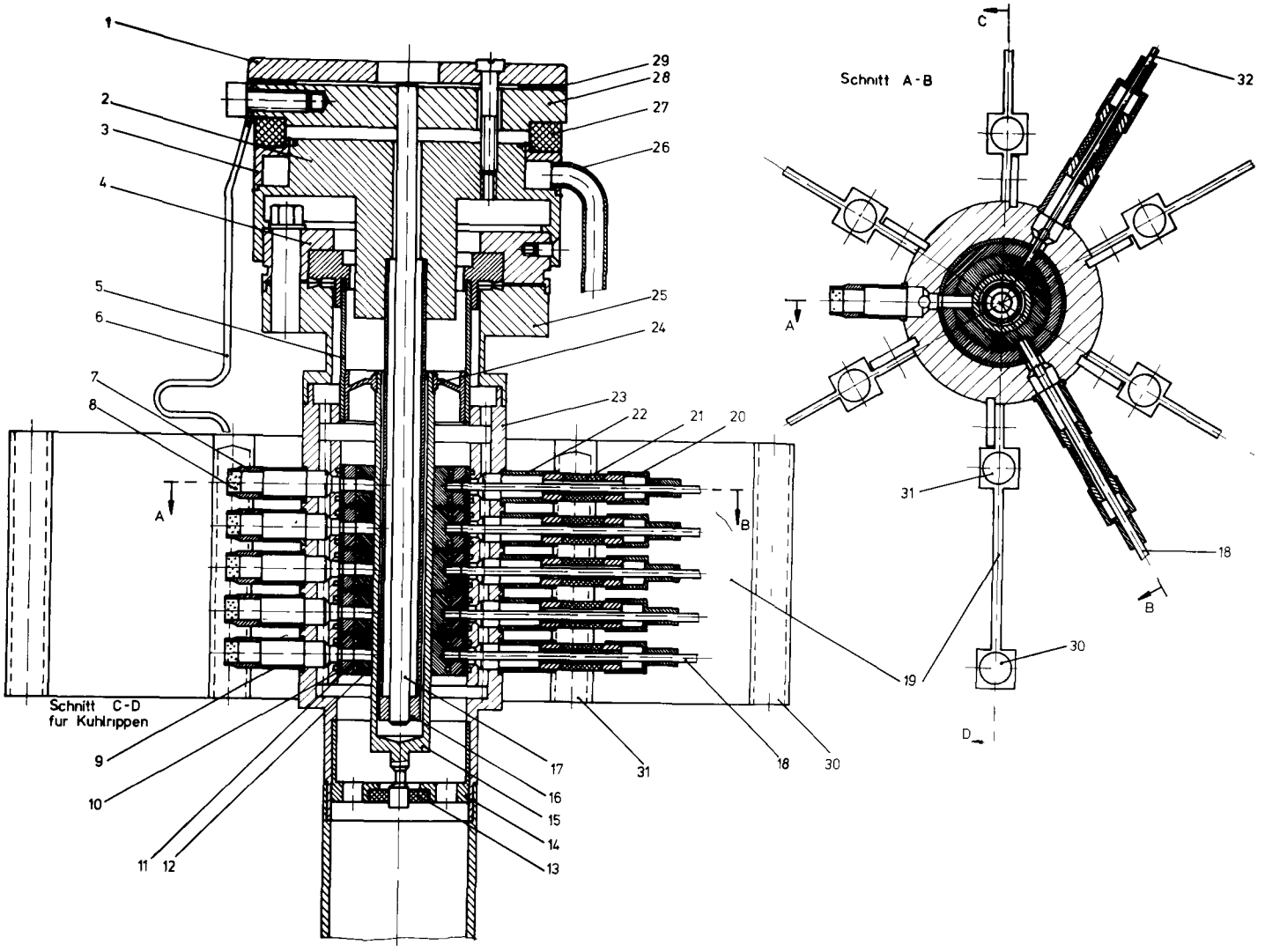
The value of the effective work function ϕ_{oeff} = 4,2 eV for he cylindrical tantalum emitter does not agree with ϕ_{oeff}= 4,75 eV tantalum emitter) for a plane parallel converter (Maier et al.[4]). he power density for a cylindrical converter is lower by 35% than hat of a plane parallel converter for the same emitter tempera- ure and the respective optimal cesium pressure. The manufacturing f the emitter material offers an explanation for these differences. n both cases, the tantalum used was equally sintered and subse- uently hammered radially. It is known (Palme [5]), that b.c.c.-metal ods assume a 110-preferred orientation along the rod axis through adial hammering. The cylinder jacket of the rod assumes on the ontrary the 100- and 111-preferred orientations.

The plane tantalum emitter was cut away from the cylindrical od at right angles to the rod axis. As we expected, an X-ray ex- mination showed that 85% of the surface area had a 110-orienta- ion. Since the 110-orientation has the highest vacuum work func- ion, emitters from material with 110-orientation give a very high ower density. The available values for the vacuum work function or tantalum range from 4,80 to 4,91 eV and for tungsten from ,29 to 5,40 eV. In our case, a plane emitter with 110-preferred rientation gives an increase of 35% in the power density relative o a cylindrical emitter with 100- and 111-orientations on the urface.

References

4] E. Maier, G. Fröhlich, R. Mayer (1972): This Conference, Session F 28

5] R. Palme (1969): Hochtemperaturwerkstoffe, 6. Plansee-Seminar, 24. bis 28. Juni 1968, Reutte/Tirol, 159



Nomenclature:

No.	component	material
1	cover	V2A
2	connecting flange	V2A, Cu
3	cooling ring	V2A
4	emitter flange	V2A
5	connecting tube	Nb-1Zr
6	current lead	Cu band
7	window latch	Vacon
8	window	Sapphire
9	window hull	Vacon
10	centering tube	Nb-1Zr
11	collector insulation	Al_2O_3(E37)
12	collector ring	Nb
13	centering disk	Al_2O_3(37)
14	bottom emitter holder	Vacon
15	emitter can	Ta
16	heater	Graphite
17	heater connector	Ta
18	current lead	Cu
19	cooling fins	Cu
20	insulation holder	Vacon
21	insulation	Al_2O_3(E37)
22	hull	Vacon
23	collector housing	Vacon
24	emitter centering membrane	Ta
25	gasket flange	V2A
26	cooling water tube	Cu
27	insulation	Stumatite
28	heater connector holder	V2A
29	insulating plate	mica
30	water cooler	Cu tube
31	Thermocoax heater	Inconel
32	thermal element	Inconel

Fig.1 - Cross section of the 5-collector converter.

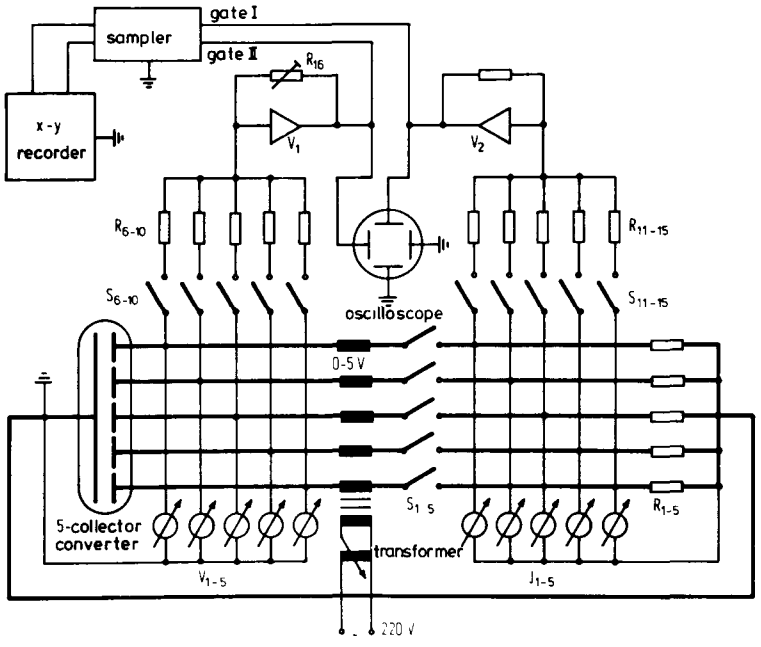


Fig.2 - The experimental circuit diagram

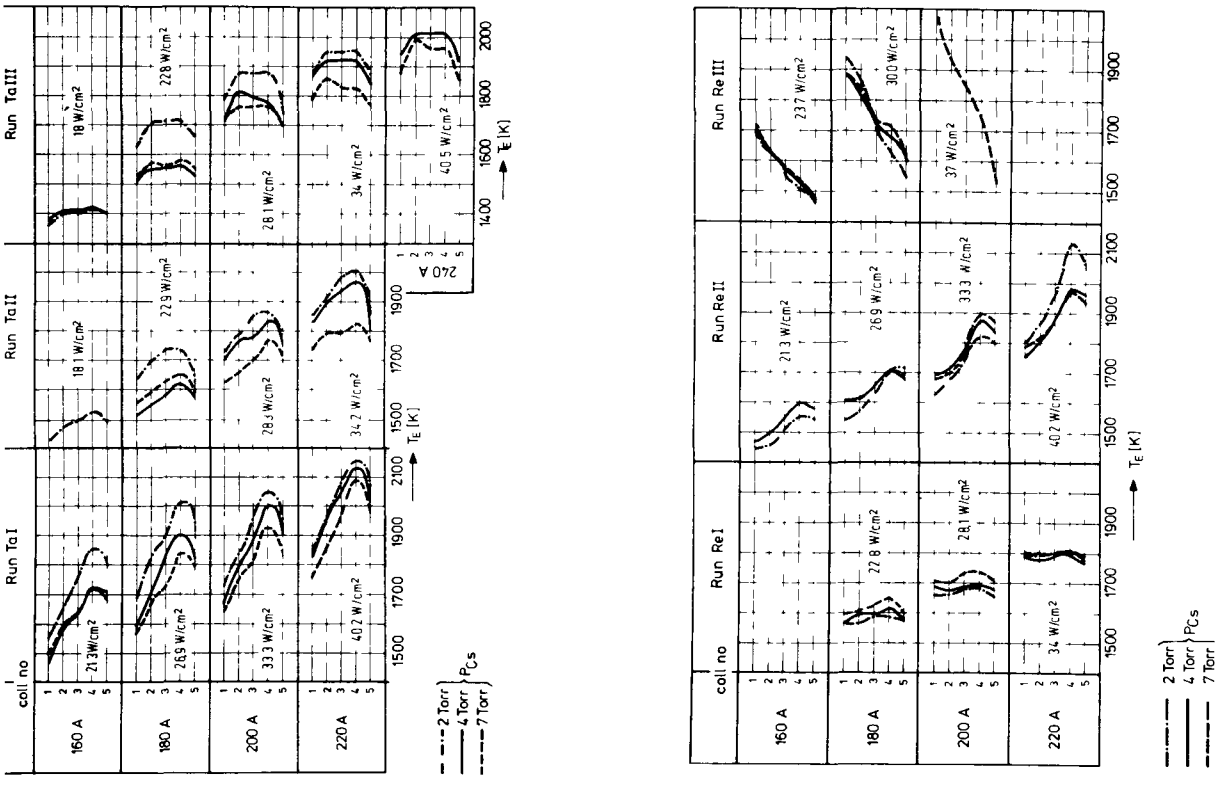


Fig.3 - Emitter temperature distributions of the runs with Ta-emitter and Re-emitter as a function of heating current and position (p_{Cs} parameter)

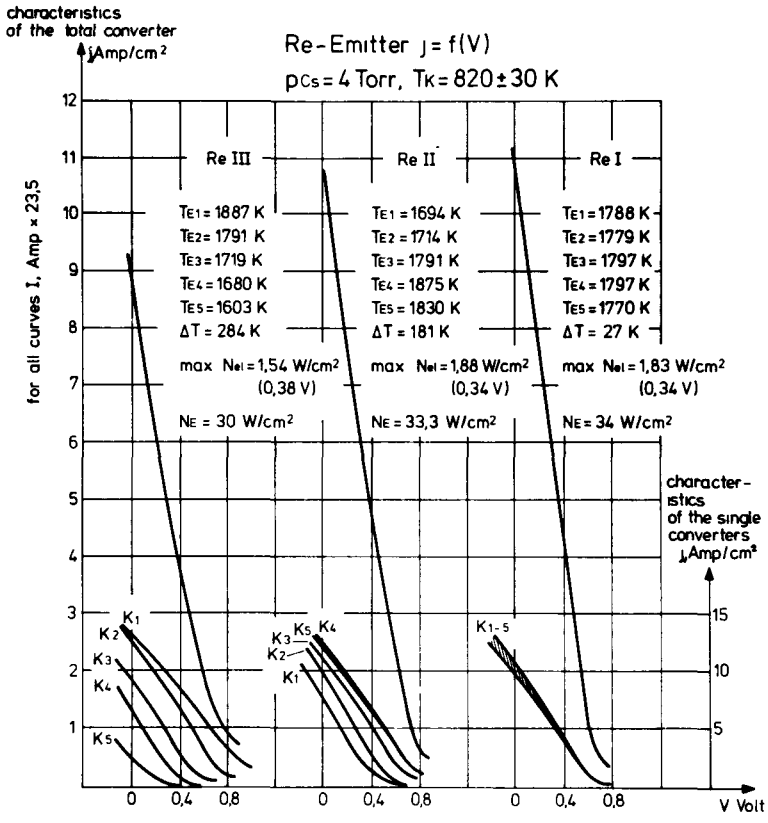


Fig.4 - Examples for measured I-V-curves with different emitter temperature profiles of the single converters and of their sum

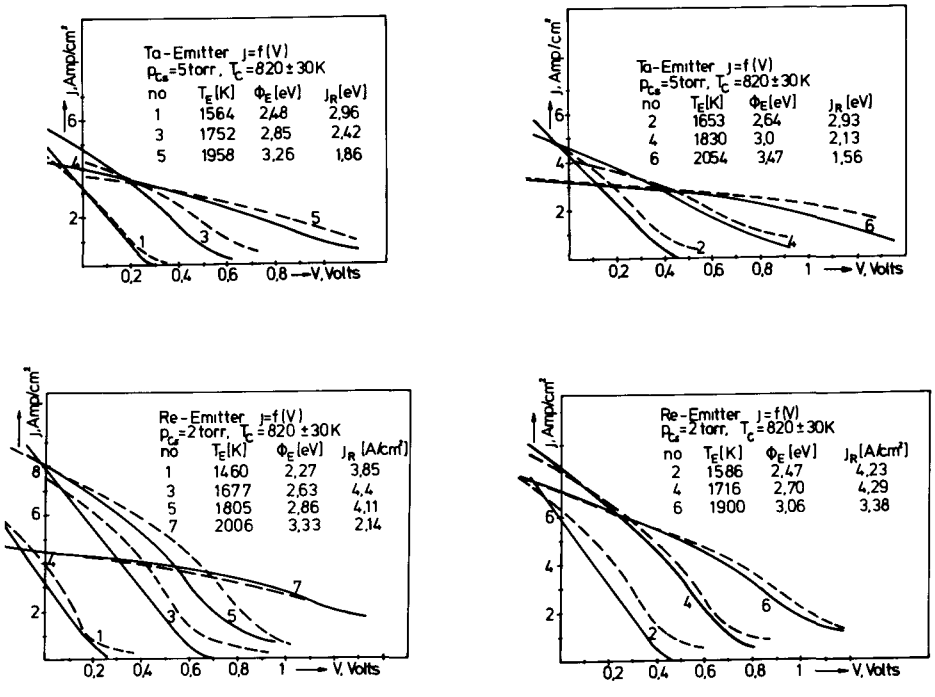
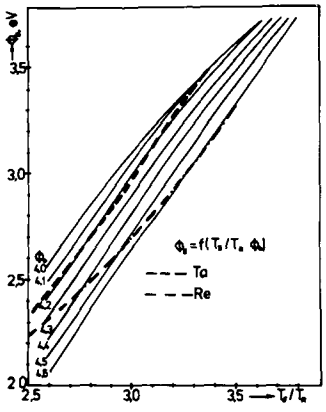


Fig.5 - Comparison of measured (———) and calculated (– – – – –) I-V-curves



g.6 - Evaluated -values
mpared with the Rasor-Warner
diagram.

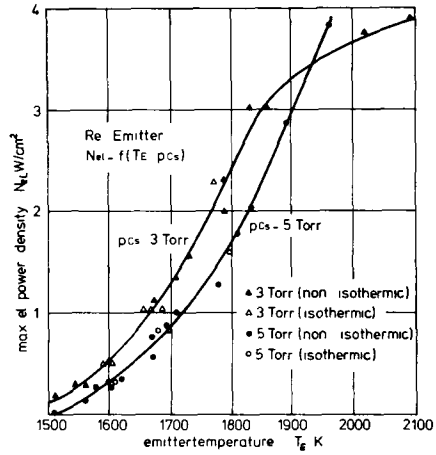
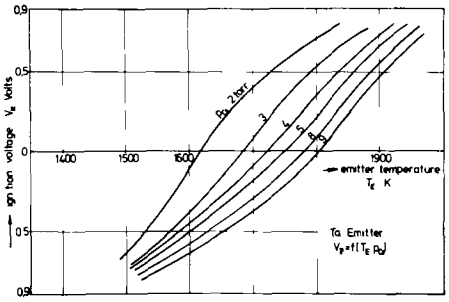
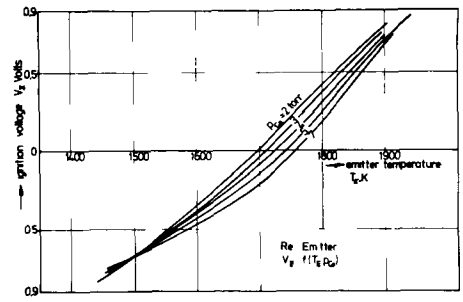
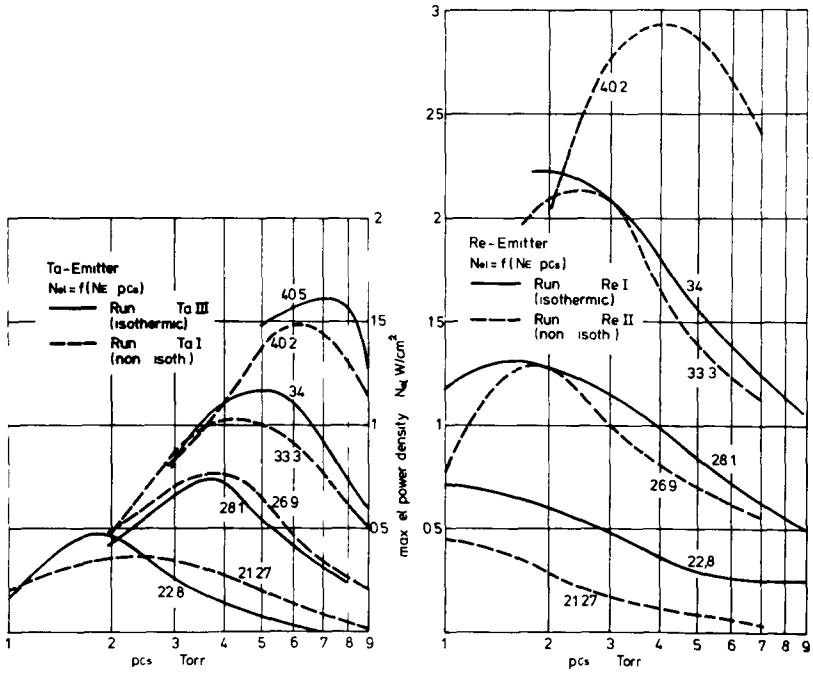


Fig.7 - Example for the scattering of power density values of the single converters in dependance of T_E (p_{Cs} parameter).





;.8 - Measured ignition voltage in dependance of T_E (p_{Cs} parameter).



.9 - Comparison of the measured power densities of isothermic and nonisothermic converters.

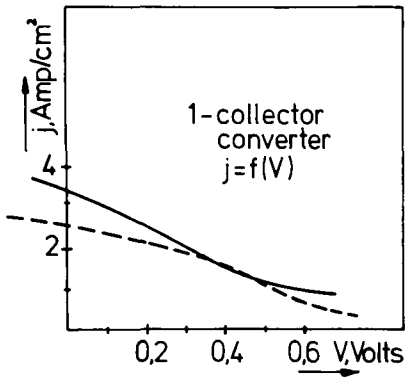


Fig.10

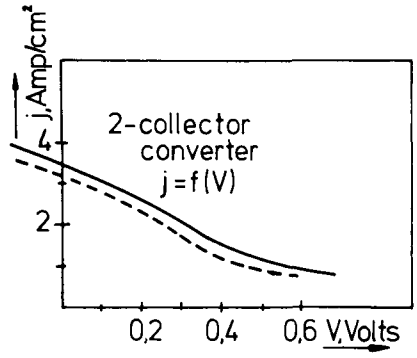


Fig.11

Figs.10-14 - Calculated total characteristics, when the converter is divided in different numbers of collectors (-----) in comparison with the 5-collector converter (———); T_E = 1500-1800 K, linear; T_C = 820 K; T_R = 587 K.

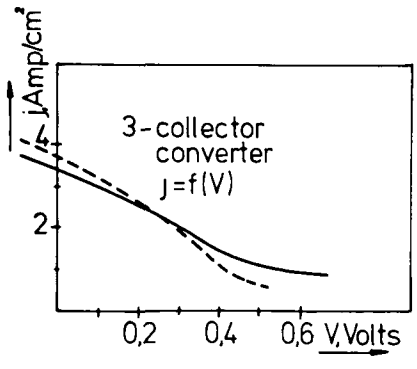


Fig.12

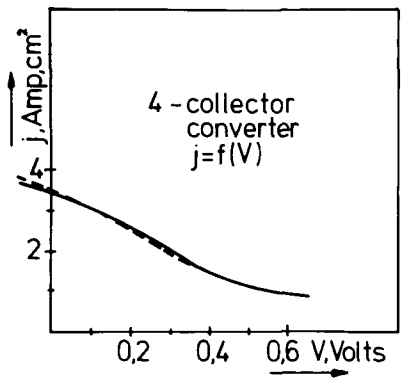


Fig.13

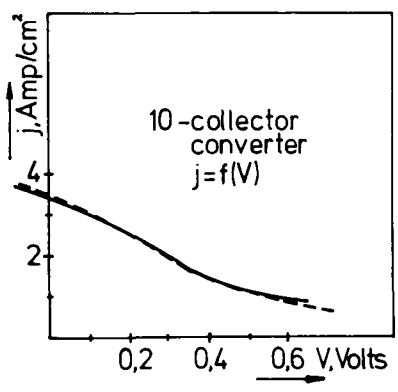


Fig.14

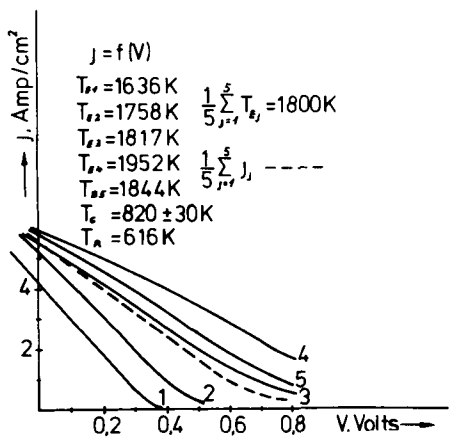


Fig.15 - The current densities of the 5 individual curves in comparison with the total curve

I-V-Characteristics of a Plane Parallel Cesium Diode with Tantalum and Tungsten Emitter

E. Maier, G. Fröhlich, R. Mayer

Institut für Kernenergetik, Universität Stuttgart, Germany

Abstract

Measurements of I-V-characteristics of a plane parallel cesium diode operated both in the unignited and ignited modes have been obtained. The emitter temperature ranged from T_E = 1700 K to 1900 K, the cesium pressure from p = 0,1 torr to 6,0 torr and the electrode spacing from d = 0,2 mm to 1 mm. A pure tantalum emitter and a CVD-tungsten tantalum were used.

The unignited mode characteristics were recorded because this enables the determination of the emitter work function of the chosen materials from the saturation current for the respective cesium coverage. Since the used materials (Ta and W) are polycrystalline the electron emission surface consists of patches with different work functions. From the measured saturation current, an effective work function is obtained.

The I-V-characteristics in the ignited mode were calculated using the respective parameters of the experiment and compared with the characteristics obtained experimentally. The change in the shape of the I-V-characteristics due to the variation of cesium pressure, electrode spacing and emitter temperature are also discussed. The stability of the output voltage of the diode was investigated for a change of the current drawn (a change in the diode load resistance). This investigation was made at the operating point of maximum power generation for various Cs-pressures, electrode spacings and emitter temperatures.

Introduction

In order to obtain a high performance with a thermionic converter, emitter materials having a high vacuum work function are required. Beside materials like rhenium and iridium which have high work function for polycrystalline surfaces, attempt is made to use layers with preferred orientations of high work functions. For example, tungsten deposited on a polycrystalline material, using the CVD procedure, gives a preferred orientation (110).

In reality materials are mostly polycrystalline and also possess a work function distribution. When the converter is in operation the emitter surface is covered with cesium. This cesium coverage changes the work function, as is also shown by th theory of Rasor and Warner [1], for example.

The average value of the Richardson's emission current under the existing work function distribution for electron emission into the vacuum is different from that of the cesium covered emitter into the Cs-plasma. The average value for cesium covered emitter cannot be converted into the substrate work function by use of Rasor Warner theory [1]. Therefore, we determine the effective work function under the existing cesium coverage from the saturation current in the unignited mode.

Figure 1 shows the plane parallel converter with which the I-V-characteristics were measured. This converter has a guardring and an adjustable electrode spacing.

In the ignited mode, we compare the shapes of the I-V-curves from experiment and those from the calculations [2] and indicate how the internal resistance of the diode depends on emitter temperature and temperature of the cesium reservoir.

Theory

For the calculation of the saturation currents use is made of the following equations [3]:
The equations of continuity

$$\operatorname{div} \Gamma_e = \operatorname{div} \Gamma_i = 0; \qquad (1,2)$$

the transport equations:

$$\Gamma_e = -D_e \frac{dn(x)}{dx} - b_e n(x) E(x) \qquad (3)$$

$$\Gamma_i = -D_i \frac{dn(x)}{dx} + b_i n(x) E(x); \qquad (4)$$

the potential equation

$$V = V_K + V_P + \varphi_E - \varphi_K - V_E \qquad (5)$$

From the above equations and the boundary conditions for elec-

trons and ions at the emitter and collector, the electron saturation current density follows for two different cases:

a) when there is an excess of ions in front of the emitter ($\beta > 1$)

$$j_s = \frac{2 e \nu_e}{1+\sqrt{1+\frac{3T_E}{3T_E+T_K}\cdot\frac{pd}{p\lambda}\cdot\frac{1}{\beta}\sqrt{\frac{T_E+T_K}{2T_E}}\left(1+\frac{3T_E}{3T_E+T_K}\cdot\frac{pd}{p\lambda}\right)}}\ ; \tag{6}$$

b) when there is an excess of electrons ($\beta < 1$)

$$j_s = \frac{\sqrt{2e\nu_e e\nu_i}\cdot\sqrt[4]{M/m}}{\sqrt{\sqrt{\frac{T_E+T_K}{2T_E}}\cdot\left(1+\frac{pd}{p\lambda}\cdot\frac{3T_E}{3T_E+T_K}\right)\left(2+\frac{pd}{p\lambda}\,\frac{3T_E}{3T_E+T_K}\right)}}\ . \tag{7}$$

Here the emission ratio β is defined as

$$\beta = \frac{\nu_i}{\nu_e}\cdot\sqrt{\frac{M}{m}}. \tag{8}$$

The electron emission rate ν_e follows from the Richardson equation:

$$e\nu_e = AT_E^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_E}{KT_E}\right), \tag{9}$$

while the ion emission rate ν_i follows from the Saha-Langmuir equation:

$$e\nu_i = \frac{ep_{Cs}}{\left(2\exp\frac{e(V_i-\Phi_E)}{KT_E}+1\right)\cdot\sqrt{2\pi MkT_E}}\ . \tag{10}$$

A plot of the saturation current densities resulting from (6) and (7) versus the cesium vapourpressure is shown in Figs. 2 -4. The parameter chosen for Fig. 2 is the electrode spacing and that for Figs. 3 and 4 are the respective vacuum work functions. The work function Φ_E of the cesium convered emitter was taken from the Rasor Warner curves [1].

As can be seen from Figs. 2 and 3, at low cesium vapour pressures (ion rich case), the saturation current density in the unignited mode depends on the work function but not the electrode spacing. At higher cesium vapour pressures ($p \geq 1$ torr, electron rich case) the saturation current density does not depend on the work function (Fig. 3) and decreases with increasing electrode spacing (Fig. 2). It follows that the determination of the work function can only be made in the ion rich region.

Polycrystalline emitters are generally used in thermionic converters. On the surface of such an emitter there are areas which have different work functions. As a result of the interaction between the individual crystals, there is a formation of an average work function [4]:

$$\overline{\Phi_E} = \sum_l f_l \Phi_{El} \tag{11}$$

f_1 is the fraction of the surface area with a work function Φ_{E1} of the emitter. All areas with $\Phi_{E1} < \overline{\Phi_E}$ (in this case 1 is substituted by m) have an emission corresponding to the average

work function. The emission from areas with $\phi_{E1} > \overline{\phi}_E$ (in this case 1 is substituted by n) corresponds to ϕ_{En}. With that the emission current density is given as

$$ev_e = AT_E^2 \left[\sum_m f_m \exp\left(-\frac{e\overline{\phi}_E}{kT_E}\right) + \sum_n f_n \exp\left(-\frac{e\phi_{En}}{kT_E}\right)\right]. \quad (12)$$

If there is an electric field in front of the emitter, the crystal areas emit independent of the neighbouring areas. This is so for the ion rich case. If the additional influence due to the Schottky effect is considered, the electron emission current density becomes

$$ev_e = AT_E^2 \cdot \sum_l f_l \exp\left(-\frac{e(\phi_{El} - \Delta\phi)}{KT_E}\right). \quad (13)$$

The crystal areas with the lowest values of work function ϕ_E supply the largest fraction of the emission current. The ion emission current density for the ion rich case in converter is given by

$$ev_i = \frac{ep_{Cs}}{\sqrt{2\pi MkT_E}} \left[\sum_m \frac{f_m}{2\exp\left(\frac{eV_I - e\overline{\phi}_E}{kT_E}\right)+1} + \sum_n \frac{f_n}{2\exp\left(\frac{eV_I - e\phi_{En}}{kT_E}\right)+1}\right], \quad (14)$$

where f_m is the fraction of the surface of the crystal with a work function $\phi_{Em} \geq \phi_E$ and f_n that of the area with $\phi_{En} < \phi_E$.

Results

The experimental saturation current densities for the tantalum and tungsten emitters are plotted in Figs. 3 and 4. Each curve represents the results for one emitter temperature. The emitter work function under cesium coverage, when the converter is in operation, corresponds to the substrate work functions:

For tantalum ϕ_{oTa} = 4,60 Volt (low ion richness)
ϕ_{oTa} = 4,75 Volt (high ion richness)
for tungsten ϕ_{oW} = 5,10 Volt (low ion richness)
ϕ_{oW} = 5,30 Volt (high ion richness)

In comparison to the already published values for polycrystalline tantalum (ϕ_o = 4,19 Volt) and tungsten (ϕ_o = 4,6 Volts) the values above appear very high. However, as we can see from (13), the crystal areas with the lowest ϕ_E determine the electron emission. According to the theory of Rasor and Warner [1] these are the crystals with the highest vacuum work function.

If the emitter has some crystal regions with high vacuum work function, then the measurements in cesium vapour must give values of work functions ϕ_E, which are due to a high vacuum work function.

If on the contrary, the work function of a polycrystalline material is measured in vacuum, then the surface areas which have the lowest vacuum work functions determine the main electron emission. As a result, such measurements give a very low work function.

After the measurements of the I-V-curves the emitter was subjected to an investigation using X-ray diffraction. The investigation showed that the polycrystalline tantalum emitter

had almost exclusively crystal areas with 110-orientation (ϕ_o = 4,8 - 4,9 Volts). The tungsten emitter had primarily crystals with 100 and 110 orientations already before use in converter.

The emission current densities were obtained from (13) and (14). With these densities the saturation current density (according to (6)) in unignited mode were calculated for different assumed values of a surface distribution of the work functions (s. Table I). The comparison of these calculated values with the experimental ones for the tungsten emitter are shown in Fig. 5. The third assumption which has 35% of the total area with 110 orientation can offer a reasonable explanation for the experimental values. In the ion rich case the Schottky effect increases the saturation current density furthermore. This effect was not considered in the calculations.

Table I: Assumed surface distributions of the work functions

	Crystal orientations on the emitter surface			
	110	112	100	111
Assumption 1:	f = 0	0,33	0,34	0,33
Assumption 2:	f = 0,20	0,30	0,30	0,20
Assumption 3:	f = 0,35	0,30	0,20	0,15
Assumption 4:	f = 0,50	0,10	0,30	0,10

Figs. 6 - 11 show examples of the measured I-V-characteristics in ignited mode compared with the calculated values. The calculation of the I-V-characteristics in ignited mode was made with Simcon program [2], whereby the respective parameters of the experiments were used. These parameters are shown in Figs. 6 - 11. There is a good agreement between these theoretical I-V-characteristics and those obtained experimentally. The adjustment was made by a variation of the cesium covered emitter work function.

In Fig. 12 the dependence of the experimentally obtained I-V-characteristics on the emitter temperature is shown for a tantalum emitter. The dependences of the I-V-curves on reservoir temperature and electrode spacing are shown in Figs. 13 and 14 for a tungsten emitter. These series of I-V-characteristics show the expected behaviour.

The differential internal resistance of the diode was determined from each of the characteristics at the point of maximum performance and with decreasing load resistance (increasing current and decreasing voltage). This is reproduced in Fig. 15. A small internal resistance is frequently required. According to Fig. 15 this internal resistance increases rapidly at reservoir temperatures $T_R < 573$ K when the emitter temperature increases. Therefore at high emitter temperatures ($T_E > 1900$ K), it is necessary to have high reservoir temperatures. The internal resistance is low only when the electron emission current (in relation to the diode current at maximum output of the characteristics) is high. This is the case if ϕ_E is small or in other words the co verage of the emitter is high

(high reservoir temperature).

Conclusions

The measured work functions in the unignited mode for tantalum were 4,6 - 4,75 eV and for tungsten 5,1 - 5,3 eV. These high values were due to the existence of areas on the surface with 110-orientation (X-ray diffraction). In the case of tungsten an assumed portion of the area of 35% with 110-orientation can explain the high values of measurements. A series of I-V-characteristics in the ignited mode were also measured with the emitter temperature, cesium pressure and electrode spacing as parameters. The I-V-curves obtained experimentally show a good agreement with those obtained from calculations using identical parameters. A low internal resistance of the diode is frequently required. This is attained at high emitter temperatures with a relatively high reservoir temperature.

References

[1] RASOR, N.S. and WARNER, C., J. Appl. Phys. 35, 2589 (1964)

[2] WILKINS, D.R., Simcon, AEC Research and Development Report GESR-2109 (1968)

[3] WOLF, E., Dissertation, Universität Stuttgart (1968)

[4] HERRING, C. and NICHOLS, M.H., Rev. Mod. Phys. 21, 185 (1949)

Supplement

The value of the effective work function $\phi_{o\ eff}$ = 4,75 eV obtained for a plane tantalum emitter does not agree with ϕ_{eff} = 4,2 eV for a cylindrical converter (Vetter et al. [5]). The power density for the plane parallel converter was higher than that of a cylindrical converter by 35% for the same emitter temperature and the respective optimal cesium pressure. The manufacturing of the emitter material offers an explanation for these differences. In both cases, the tantalum used was equally sintered and subsequently hammered radially. It is known (Palme [6] that b.c.c.-metal rods assume a 110- preferred orientation along the rod axis through radial hammering. The cylinder jacket of the rod assumes on the contrary the 100- and 111- preferred orientations.

The plane tantalum emitter was cut away from the cylindrical rod at right angles to the rod axis. As we expected, an X-ray examination showed that 85% of the surface area had a 110-orientation. Since the 110-orientation has the highest vacuum work function, emitters from materials with 110-orientation give a very high power density. The available values for the vacuum work function for tantalum range from 4,80 to 4,91 eV and for tungsten from 5,29 to 5,40 eV. In our case, a plane emitter with 110-preferred orientation gives an increase of 35% in the power density relative to a cylindrical emitter with 100- and 111-orientation in the surface.

References

Vetter, H., Fröhlich, G., Mayer, R. (1972): This Conference, Session F 27

Palme, R. (1969): Hochtemperaturwerkstoffe, 6. Plansee-Seminar, 24. bis 28. Juni 1968, Reutte/Tirol, 159

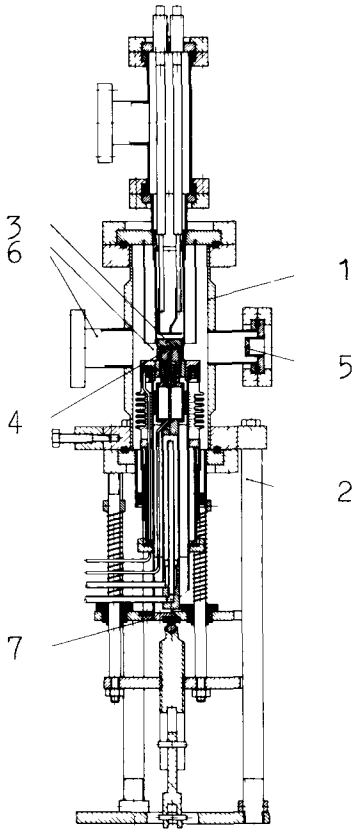


Fig. 1 Plane parallel cesium converter

1 Converter casing
2 Support for casing
3 Emitter
4 Collector
5 Sapphire window
6 Converter room and vacuum connection
7 Device for the variation of electrode spacing

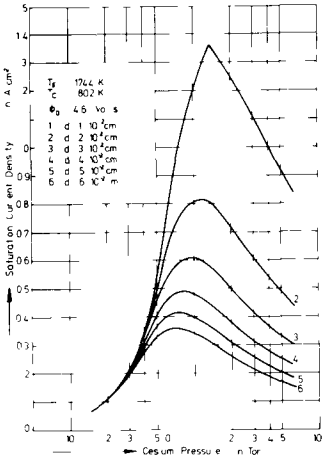


Fig. 2 Dependence of saturation current density on cesium vapour pressure. Parameter is electrode spacing.

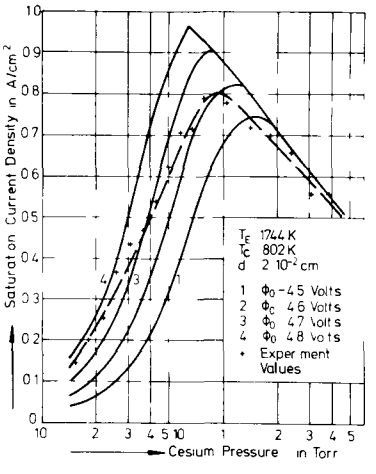


Fig. 3 Dependence of saturation current density on cesium vapour pressure. Comparison of experim. with calculated values. Tantalum emitter.

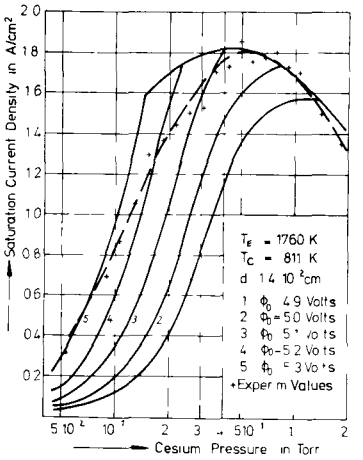


Fig. 4 Saturation current density. Tungsten-CVD-emitter.

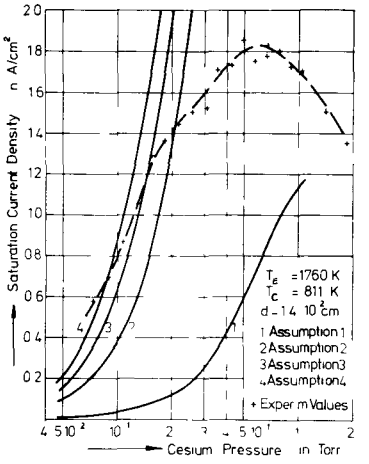


Fig. 5 Saturation current density. Tungsten-CVD-emitter.

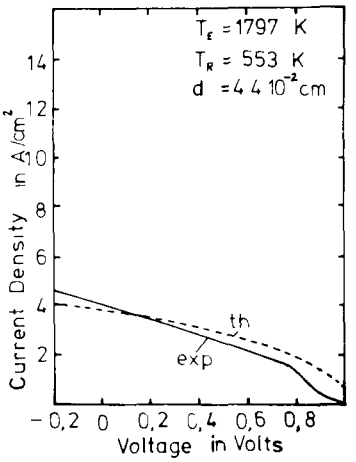


Fig. 6 I-V-characteristics in ignited mode. Tantalum-emitter.

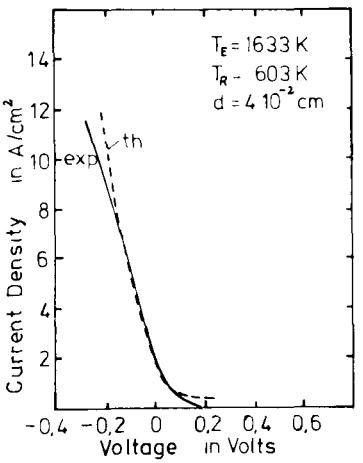


Fig. 7 I-V-characteristics in ignited mode. Tungsten-CVD-emitter.

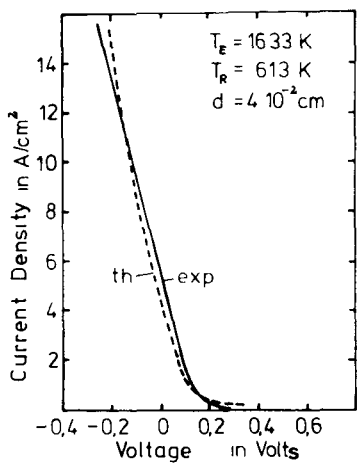


Fig. 8 I-V-characteristics in ignited mode. Tungsten-CVD-emitter.

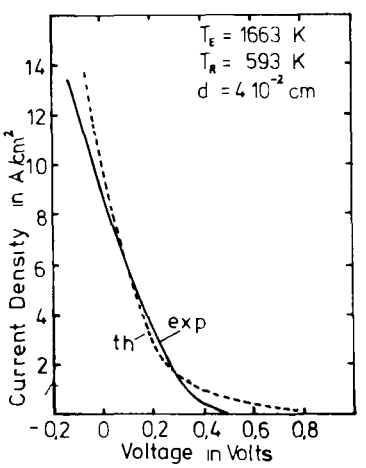


Fig. 9 I-V-characteristics in ignited mode. Tungsten-CVD-emitter.

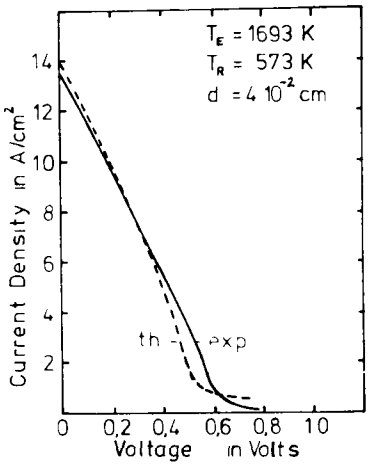


Fig. 10 I-V-characteristics in ignited mode. Tungsten-CVD-emitter.

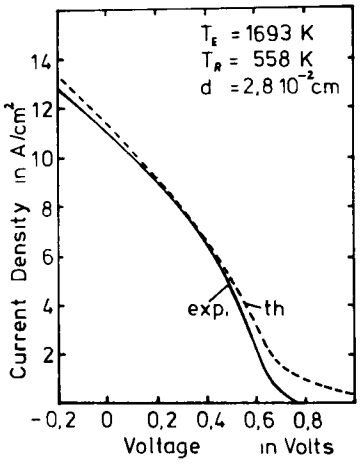


Fig. 11 I-V-characteristics in ignited mode. Tungsten-CVD-emitter.

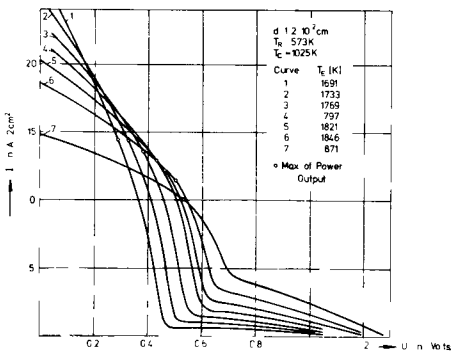


Fig. 12 I-V-characteristics in ignited mode. Parameter is emitter temperature.

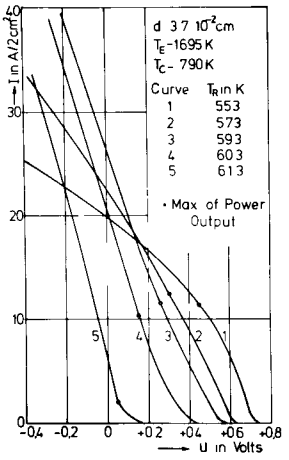


Fig. 13 I-V-characteristics in ignited mode. Parameter is cesium reservoir temperature.

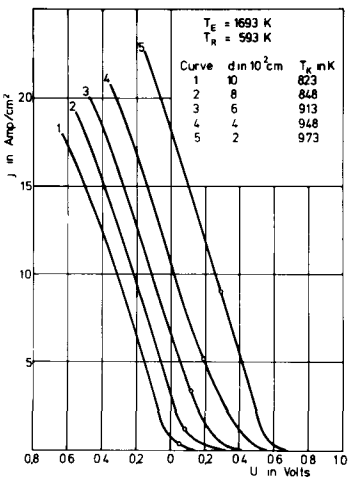


Fig. 14 I-V-characteristics in ignited mode. Parameter is electrode spacing.

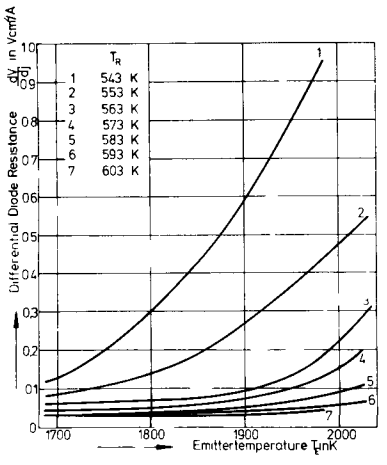


Fig. 15 Internal diode resistance. Tungsten-CVD-emitter.

D I S C U S S I O N

D.V. KARETNIKOV: I gather that the only definite conclusion ached in this work was that the metallurgical characteristics of e emitters tested are different. Is that right?

E. MAIER: You are of course right in thinking that one of the rposes of these investigations was to test different materials in cylindrical converter. We have tested rhenium and tantalum emitters far and plan to use tungsten and molybdenum emitters in the near ture. Another aim was to impose various temperature profiles on the itter for a given thermal output. The measurements made on the rhe-um and tantalum emitters showed that for a given thermal power the ectrical power is virtually independent of temperature profile var-tions, at least with the temperature gradients studied here.

K. SHIMADA: The temperature distribution along the emitter anges with constant input power because of variations in electron oling along the length of the emitter. The variation tends to occur such a manner that there is always an optimized segment; that seg-nt moves physically, but the output power nevertheless remains irly constant. Would you agree with this?

G. FRÖLICH: We divided the cylindrical collector into five elec-ically independent segments. With the different temperature pro-les the optimum working point in the individual segments naturally ifted, but on the overall converter characteristic there was no ange in the working point with different temperature profiles.

SESSION G: SURFACE PHENOMENA

Chairman:	**G. N. Hatsopoulus**
Vicechairman:	**N. S. Rasor**
Scientific Secretary:	**S. Lehwald**

WORK FUNCTION OF BARE AND COATED METAL SURFACES

H. Wagner

Institut für Technische Physik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 517 Jülich, Postfach 365

I. WORK FUNCTION OF BARE SURFACES

In the last couple of years substantial progress has been made in the physical understanding and the theoretical treatment of metal surfaces [1-17]. Although quantitative agreement between theoretical results and experimental findings, at least as far the work function of bare and covered refractory metal surfaces is concerned, is not yet available, the way has been shown for calculations with good prospects of obtaining realistic values of the above mentioned physical quantities. The mathematical and especially the numerical difficulties are huge. For the time being semiempirical calculations of bare work functions [18] as well as work functions of coated metal surfaces [19-22] still provide better descriptions of the experimental results.

In this paper we give a rough survey of the newer approaches of work function calculations, the approximations used and their first results. Common to all quantum-mechanical calcu-

lations is the fact that the work function has two contributions which can be treated more or less separately. One is the contribution from the bulk, which depends on the kinetic energy of the electrons, on the exchange and correlation part of the chemical potential of the electrons deep inside the bulk and on the crystalline structure of the ion cores represented by a suitable pseudopotential.

As shown in Fig. 1a the electrons inside the metal see a mean effective potential relative to the mean electrostatic potential. This effective potential arises from many body interactions characterized by the exchange and correlation energy of the electrons and the electron interactions with the ion cores. Roughly speaking the exchange energy, acting as a binding energy, arises from the fact that electrons of equal spin orientation have to stay away from each other because of the Pauli principle. Each electron has therefore a deficiency of negative charge around itself (sometimes called the Fermi hole) and is more strongly bound. The correlation energy, acting also as an additional binding energy, accounts for the fact that the distribution of electrons of different spins is also correlated. Calculations show that these many body effects render a sizeable contribution to the total energy. As a matter of fact, without these contributions the binding energy of metals cannot be understood. Depending on the mean density of free electrons and the density of energy states for a given metal electrons will fill the energy states up to a specific level, the inner chemical potential. If the mean electrostatic potential inside the metal would equal that outside the metal, the negative value of the chemical potential μ would be the work required to remove an electron from the metal and hence be the electron work function. Therefore, $-\mu$ is often called the bulk contribution to the work function. Judging from the success in band structure calculations, it seems to be possible to calculate the inner chemical potential of electrons, and consequently the bulk contribution of the electron work function to good accuracy. However, this part cannot be measured separately.

Let us now turn to the second contribution of the electron work function arising from surface effects i.e. the contribution of a dipole layer associated with the termination of the crystal at its surface. This dipole layer is caused by the spilling out of the electron gas creating a negative charge slightly outside the metal and a net positive charge slightly inside the metal. Consequently, the electrostatic potential outside the metal will be raised over that existing in the bulk. This potential difference forms an additional barrier for electron removal from the metal and is called the dipole part of the electron work function (Fig. 1b). The calculation of this dipole barrier[+)] implies the knowledge of the electron density distribution at the metal surface. It is the calculation of this electron distribution which makes work function calculations for bare and covered metal surfaces extremely difficult.

Kohn, Hohenberg and Sham [27,28] have given a theory of the inhomogeneous electron gas and in its framework this theory is capable of handling the surface problem in a self-consistent manner. Because of huge computational difficulties, however, the requirement of self-consistency has been applied only to the so-called jellium model, where the positive charges of the ion cores inside the metal are assumed to be smeared out homogeneously. Kohn and Lang [2] have applied this theory to the calculation of work functions of metals. They characterize a given metal by its mean electron density in the bulk, express the exchange and correlation energies as function of the electron density by an interpolation formula given by Wigner [29] and solve self-consistently a set of one particle wave equations. These equations render the electron density distribution in the surface region. The difference between electron

---

+) There is no compelling reason for assuming only positive contributions to the work function due to the surface dipole [24,25]. However so far, comparisons between calculated values of the bulk contribution and experimentally obtained work functions suggest only positive contributions [26].

density and positive jellium charge in the surface region enable the calculation of the dipole moment by using Poisson's equation The bulk contribution is derived from the kinetic energy of a free electron gas and the exchange and correlation energy as given by Wigner [29], each for the corresponding value of the electron density in the bulk. In Fig. 2, we show, for two different bulk electron densities, the electron density, effective electro potential and electrostatic potential as function of distance from the surface. For metals which have a relatively small electron density the dipole contribution to the work function is small. For metals of higher electron density the dipole moment contribution is quite large amounting to 6.8 eV for $r_s = 2$. To account for the orientation dependence of the work function, Lang and Kohn treated the effect of a suitable pseudopotential as a perturbation.

The jellium model with this kind of pseudopotential correction is thought to be adequate for relatively simple metals like the alkali and alkaline earth metals. This is shown in Fig. 3 for the bulk contribution of the work function. The solid line represents the results for a structureless "jellium" used by Kohn and Lang and the points correspond to calculations of Heine and Hodges [26]. It seems that the deviation of the solid curve for metals of higher electron density is in many cases too large to account for this difference merely by a perturbation. For the influence of the ion structure on the surface dipole see reference [9].

Schneider [7] has taken the ion core structure into account in calculating the inner part of the work function, yet his theory does not discuss the surface problem. Boudreaux [8] has sough another approach which takes into account the full crystallinity of the bulk and handles the exchange and correlation effects quite well, though not as accurately as in the Kohn-Lang theory. Results concerning the work function of various crystal faces have not yet been obtained by the last mentioned approach.

Let us now turn to some results obtained by the Kohn-Lang method (table 1). As outlined above, only the work function calculations of the relative simple metals can be expected to

be close to the actual values. Unfortunately, no experimental values are available for the orientation dependence for these metals. The experimental values refer, therefore, only to the polycrystalline material or thin films of these metals. The work function range for the low index orientations covers the experimental values for the polycrystalline material. In this sense the agreement is satisfactory. In addition, the sequence in the work function values for different crystallographic planes follows the one expected from the packing densities of the different surfaces [24]. For metals with more complicated band structures, the agreement between theory and experiment is not as good. As an example, table 1 shows also Cu for which recently work function values for different crystallographic orientations have been published [30]. The theoretical values are as much as 1 eV too low.

From these findings one may conclude that the theory seems now to be able to calculate from first principles with rather good quantitative accuracy the work function of simple metals of low electron density. It fails, however, to yield correct results for more complicated metals (polyvalent and transition metals). Furthermore, it is important to extend the experimental observations to different crystallographic orientations.

In concluding this section, it is interesting to compare results of work function calculations obtained by the semiempirical approach of D. Steiner and E.P. Gyftopoulos [18] with those of the Lang-Kohn theory. The Steiner-Gyftopoulos approach is rather well known and has been successfully applied to refractory metals, in particular, for thermionic applications. Work functions for the low index planes of the single alkali metals as well as for copper have been computed by the Steiner-Gyftopoulos formula and are also given in table 1 for comparison. As far as the experimental results for polycrystalline samples of the alkali metals are concerned [31,32] the Kohn-Lang theory seems to yield somewhat better results for Li, Na, K whereas the Steiner-Gyftopoulos approach yields better agree-

ment for Cs. The range of experimental values for the work function of the alkalis as obtained from adsorbed films for the high coverage range are also included in table 1 in the last column. It is often claimed that for the high coverage range (monolayer and more) the work function of the covered surface approaches the work function of the adsorbate bulk material. The differences in the experimental results for different substrate materials and orientations, however, show clearly an influence of the substrate surface. In general, the observed work function of a metal surface covered with a monolayer or two of an alkali metal is somewhat lower than the corresponding work function of the bulk adsorbate.

We finally note that the recent experimental values for different orientations of copper [30] compare rather well with values obtained by the Steiner-Gyftopoulos formula, and show marked deviations from the Kohn and Lang values.

II. WORK FUNCTION OF COVERED SURFACES

Upon adsorption of electropositive or electronegative atoms or molecules on metals the surface dipole contribution to the work function can be altered drastically. In principle, the reason for this is the charge transfer from the adsorbate to the substrate or vice versa and the consequent formation of an additional dipole layer. The additional dipole moment per unit area (mN) is related to the work function change by the Helmholtz equation $\Delta\phi = 4\pi mN$. N is the number of adsorbed particles per unit area and m the dipole moment per particle at this coverage. Since the original work of Taylor and Langmuir [47,48] a large amount of experimental and theoretical work has been concerned with the determination of the dipole moment as function of adsorbate coverage, adsorbate and substrate properties and temperature [49]. For the alkali atoms having low ionization potentials it was thought that upon adsorption on high work function substrates they would lose

their valence electron to the substrate. Each adsorbed alkali atom then forms a dipole given by the charge of the alkali ion times the distance between the ion and the metal surface. The distance was assumed to be about the ionic radius. To account for the nonlinear dependence of the work function change on the number of adsorbed ions, depolarization of the ions was considered as brought about by the dipole-dipole interaction. For this interactions the model calculations of Topping [50] were used. Rasor and Warner [23] considered in their original paper two states of the adsorbate i.e. an ionic and an atomic state with an energy difference depending on the work function change. The occurrence of a minimum in the work function curve versus coverage can be explained within the framework of either assumption. However, quantitative agreement between experiment and theory could not be achieved in all cases especially if the same adsorbate parameters are used for different substrate materials or orientations [37,4o,45]. Hence it must be concluded that the classical image model and the depolarization effect of the simple dipole-dipole interaction do not satisfactorily describe the dipole moment at substrate-adsorbate distances such as are encountered in alkali adsorption on metals. It seems therefore necessary to treat the dipole moment associated with the alkali adsorption on metals in the framework of a quantum mechanical interaction model. Following the original work of Gurney [51] several authors [6,1o,14-17,52-54] have calculated the dipole moment for various alkalis on different metal substrates and arrived at dipole moment values which compare quite well with the experimental findings at least in the low coverage limit. Gadzuk [6,14-17] has discussed the alkali-metal interaction quite extensively and a short description of his approach and its results are given below. When an alkali atom approaches the surface of a metal the valence level of the alkali atom is shifted upwards and the level is broadened by the interaction with the continuum of the metal states (Fig. 4). Recently developed techniques such as resonance tunneling in field emission [55,56] and ion neutralization spectroscopy [57] allow the experimental determination of the level broadening and shift. Without going into details, the

essential quantities necessary for the computation of the dipole moment and consequently for the work function change are the level shift ΔE and the level broadening Γ, both of which are functions of the separation S of the ion core from a characteristic plane representing the metal surface and the effective charge at the ion core. The separation between the alkali ion core and the metal surface is an important point and requires further comment. Because of real metals being not ideal electrical conductors the screening charge located near the metal surface extends somewhat into the interior of the metal. Therefore a finite screening length has to be added to the actual ion metal separation as deduced e.g. from a billiard ball model. The effective dipole length S depends for a given adsorbate and substrate metal both on the work function and the atom arrangement of the substrate plane considered. It is here that the dependence of the dipole moment on the crystallographic orientation of the substrate enters. The effective charge Z_{eff} at the alkali ion depends on the fraction of the broadened virtual valence level above the Fermi level. Because the level shift itself is a function of the effective charge, self-consistency problems arise. Typical values for Γ, Z_{eff} and corresponding values for the dipole moment in the zero coverage limit are given in table 2 (taken from Gadzuk [16]).

The theoretical values for various adsorbate-substrate combinations compare rather well with the experimental results. The dipole moments for a given adsorbate on different crystal planes of the same substrate as well as for different substrate materials show clearly the trends in the experimental findings.

The computational method leading to the above mentioned results on dipole moments already includes self-consistent procedures. The incorporation of adsorbate-adsorbate interactions leads to conceptual and further mathematical difficulties. Apart from the work of Bennett [52], who gives some results for a relatively low coverage region, no first prin-

ciple calculations have been made yet to extend the theory of work function changes into and beyond the work function minimum. Judging from LEED experiments by Fedorus and Naumovets [41] the lang range order of the adsorbed ions seems to have no marked influence on the work function change and hence on the dipole moment per adatom. As far as the electrostatic adsorbate-adsorbate interaction is concerned this is to be expected [50]. However, this simple dipole interaction approach is according to Carroll and May [58] and Sidorski and Wojciechowski [59] a too crude an approximation. The adsorbate-adsorbate seperations for higher coverages are not large compared with the adsorbate-substrate dipole length. Quantum mechanical adsorbate-adsorbate overlap interactions must also be considered [20]. Finally, indirect adsorbate-adsorbate interactions via the metal conduction electrons may come into play [60,61]. In view of these difficulties a completely different approach such as that recently outlined by Lang [11,12] may be in order. This approach is an extension of the bare work function computation, discussed above [2]. A modification of this approach has been already used by Warner [62].

Lang considers an alkali layer with N atoms per cm^2 as being represented by a uniform positive charge smeared out at the surface of the substrate. The density n is set to be N/d, where the extension d of this distribution is assumed to be equal to the separation of the most densely packed lattice planes of the bulk crystal of the adsorbate. The substrate is also represented by a uniform positive charge distribution of a density which equals the highest free electron density one can reasonably assume. Within the framework of the jellium model this yields a bare substrate work function of 3.9 eV. With this positive charge distribution Lang calculates the work function in the same way as in the case of uncovered substrates and yields the work function of the covered surface as function of the number of adsorbed alkali atoms. Fig. 5 shows schematically how the electron density at the surface is changed by the addition of the positive charge due to the adsorbed layer. The centers of gravity of the change

of the negative and positive charge distribution, respectively, do not coincide and provide for the additional dipole moment which can be calculated by Poisson's equations. Compared with the atomistic approach of alkali adsorption outlined above this model of a smeared out positive charge at the surface seems to be rather crude and reasonable only in the high coverage range. However, one should bear in mind that the results of the atomistic approach are compared with the experimental findings by using the Helmholtz equation $\Delta \Phi = 4 \pi$ Nm which implies a smearing out of the individual dipoles over the substrate surface even for the zero coverage region. Judged by the success of the atomistic approach for the small coverage region it seems therefore very reasonable to treat accurately a simple physical model which smears out the positive charge in the first place and has not the drawbacks of the atomistic approach for the higher coverage region. Let us now turn to some results of the model calculations as obtained by Lang [12]. Fig. 6 shows the work function dependence on the number of adsorbed Na and Cs atoms, respectively. Clearly shown are distinct minima for both curves, with the minimum work function for Cs below that for Na. Both results agree qualitatively with the experimental findings. Because the position of the minima is strongly dependent on the work function of the substrate, agreement between theory and experiment is not expected for metals having a much higher work function than 4 eV. However, Lang [12] showed that the value of the work function minimum has an only weak dependence on the substrate work function[+]. This applies also to some extent to the slope of the work function curve for zero coverage. Ignoring effects arising from different substrate work functions, it is encouraging that a simple model like that used by Lang yields not only the correct trends of the

---

[+] For thermionic applications a "weak" dependence, however, causes a big effect as far as the efficiency of a thermionic diode is concerned

work function minimum and the zero dipole moment for the different alkali adsorbates but also figures which compare well with experiment. In Fig. 7 results ar shown for the zero coverage dipole moment. The solid line represents the results obtained by Lang. Calculated values obtained by the atomistic approach of Gadzuk are marked by full triangles and selected experimental results of various authors [63] are marked by open triangles. The dipole moments for a simple image model are characterized by open circles. The positions of the alkalis in this figure correspond to Lang's definition of the extension of the adsorbate charge distribution. As soon as the Lang-Kohn theory can be improved to describe properly the work function of higher electron density metals, it should be possible to incorporate in Lang's theory for alkali adsorption the influence of the substrate material and its orientation. This could be accomplished by a proper choice of the adsorbate charge extension d similar to the procedure used by Gadzuk [16].

In summary, the newer theoretical approaches of work function changes due to alkali adsorption yield further insight into the underlying physical phenomena involved and are able to derive from first principles a description of the experimental results. For thermionic applications, however, the semiempirical theories [19-23] with an appropriate choice of adjustable parameters yield for the time being a better description of the experimental findings and provide more useful engineering data.

REFERENCES

[1] LANG, N.D. and KOHN, W., Phys. Rev. B 1 (197o) 4555
[2] LANG, N.D. and KOHN, W., Phys. Rev. B 3 (1971) 1215
[3] SMITH, J.R., Phys. Rev. 181 (1969) 522
[4] DUKE, C.B., J. Vacuum Sci. Techn. 6 (1969) 152
[5] SMITH, J.R., Phys. Rev. Let. 25 (197o) 1o23
[6] GADZUK, J.W., Surface Sci. 11 (1968) 465
[7] SCHNEIDER, T., phys. stat. sol. 32 (1969) 323

[8] BOUDREAUX, D.S., Phys. Rev. B 1 (197o) 4551
[9] BENNETT, A.J. and DUKE, C.B., Phys. Rev. 188 (1969) 1o6o
[1o] BENNETT, A.J. and FALICOV, L.M., Phys. Rev. 151 (1966) 512
[11] LANG, N.D., Sol. State Com. 9 (1971) 1o15
[12] LANG, N.D., Phys. Rev. B 4 (1971) 4234
[13] GRIMLEY, T.B., J. Vacuum Sci. Techn. 8 (1971) 31
[14] GADZUK, J.W., Surface Sci. 6 (1967) 133
[15] GADZUK, J.W., Surface Sci. 6 (1967) 159
[16] GADZUK, J.W., in: The Structure and Chemistry of Solid Surfaces, edited by SAMORJAI, G.A. (Wiley, New York, 1969)
[17] GADZUK, J.W., HARTMAN, J.K. and RHODIN, T.N., Phys. Rev. B 4 (1971) 241
[18] STEINER, D. and GYFTOPOULOS, E.P., Proc. 27th Conf. on Phys. Electronics, Cambridge, Mass. 1967, p. 16o
[19] GYFTOPOULOS, E.P. and LEVINE, J., J. Appl. Phys. 33 (1962) 67
[2o] GYFTOPOULOS, E.P. and STEINER, D., Proc. 27th Conf. on Phys. Electronics, Cambridge, Mass. 1967, p. 169
[21] ALBRECHT, H.E., phys. stat. sol. (a) 6 (1971) 135
[22] ALBRECHT, H.E., phys. stat. sol. (a) 9 (1972) 125
[23] RASOR, N.S. and WARNER, C., J. Appl. Phys. 35 (1964) 2589
[24] SMOLUCHOWSKI, R., Phys. Rev. 6o (1941) 661
[25] HERRING, C. and NICHOLS, M.H., Rev. Mod. Phys. 21 (1949) 185
[26] HEINE, V. and HODGES, C.H., J. Phys. C: Solid St. Phys. 5 (1972) 225
[27] HOHENBERG, P. and KOHN, W., Phys. Rev. 136 (1964) B 864
[28] KOHN, W. and SHAM, L.J., Phys. Rev. 14o (1965) A 1133
[29] WIGNER, E.P., Phys. Rev. 46 (1934) 1oo2
[3o] GARTLAND, P.O., BERGE, S. and SLAGSVOLD, B.J., Phys. Rev. Let. 28 (1972) 738
[31] WHITEFIELD, R.J. and BRADY, J.H., Phys. Rev. Let 26 (197o) 38o
[32] BOUTRY, G.A. and DORMOUNT, H., Philips Techn. Rev. 3o (1969) 225
[33] ANDERSON, P.A., Phys. Rev. 75 (1949) 12o5
[34] OVCHINIKOV, A.P. and TSAREV, B.M., Soviet Phys. Solid State, 9 (1968) 2766

[35] KLIMENKO, E.V. and MEDVEDEV, V.K., Soviet Phys. Solid State 1o (1969) 1562
[36] MEDVEDEV, V.K. and NAUMOVETS, A.G., Soviet Phys. Solid State, 12 (1969) 3o1
[37] FEHRS, D.L. and STICKNEY, R.E., Surface Sci. 24 (1971) 3o9
[38] WEBER, R.E. and PERIA, W.T., Surface Sci. 14 (1969) 13
[39] CHEN, J.M., Surface Sci. 25 (197o) 3o5
[4o] LEE, T.J., BLOTT, B.H. and HOPKINS, B.J., J. Phys. F: Metal Phys. 1 (1971) 3o9
[41] FEDORUS, A.G., NAUMOVETS, A.G., Surface Sci. 21 (1969) 426
[42] GORBATYI, N.A., RESHETNIKOVA, L.V. and SULTANOV, V.M., Soviet Phys. Solid State, 1o (1967) 94o
[43] GAVRILYUK, V.M., NAUMOVETS, A.G. and FEDORUS, A.G., Zh. Eksp. Theor. Fiz. 51 (1966) 1332
[44] OVCHINNIKOV, A.P. and TSAREV, B.M., Soviet Phys. Solid State, 8 (1966) 1187
[45] COGGINS, J.L. and STICKNEY, R.E., Surface Sci. 11 (1968) 355
[46] RIVIERE, J.C., Proc. Phys. Soc. (London) 7o (1957) 676
[47] TAYLOR, J.B. and LANGMUIR, J., Phys. Rev. 44 (1933) 433
[48] LANGMUIR, J., Phys. Rev. 43 (1933) 224
[49] GERLACH, R.L. and RHODIN, T.N., Surface Sci. 19 (197o) 4o3 See also references given in this paper.
[5o] TOPPING, J., Proc. Roy. Soc. (London) A 114 (1927) 67
[51] GURNEY, R.W., Phys. Rev. 47 (1935) 479
[52] BENNETT, A.J., J. Chem. Phys. 49 (1968) 134o
[53] GRIMLEY, T.B., Proc. Phys. Soc. (London) 9o (1967) 751
[54] SCHMIDT, L.B. and GOMER, R. J. Chem. Phys. 45 (1966) 16o5
[55] PLUMMER, E.W. and YOUNG, R.D., Phys. Rev. B 1 (197o) 2o88
[56] GADZUK, J.W., Phys. Rev. B 1 (197o) 211o
[57] HAGSTRUM, H.D. and BECKER, G.E., Phys. Rev. Let. 22 (1969) 1o54
[58] CARROLL, C.E. and MAY, J.W., Surface Sci. 29 (1972) 6o
[59] SIDORSKI, Z. and WOJCIECHOWSKI, K.F., Acta Phys. Polan. A 4o (1971) 661
[6o] GRIMLEY, T.B., Proc. Phys. Soc. (London) 9o (1967) 751
[61] GRIMLEY, T.B., Proc. Phys. Soc. (London) 92 (1967) 776
[62] WARNER, C., IEEE Conf. Proc. of 1971, TCSC (San Diego) p. 17o
[63] References as given in 16

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. Relevant potentials for work function calculations a. inside the bulk, b. near the surface
$\overline{\varphi}_{(x)}$ = mean electrostatic potential
$\overline{V}_{eff}$ = mean effective potential
μ = Fermi level, ϕ_i = internal contribution to the work function, $\Delta\varphi$ = electrostatic potential difference between points inside and outside the surface, ϕ = electron work function

Fig. 2. Electron density distribution n(x), positive background distribution n(x), electrostatic potential $\varphi(x)$, effective potential $V_{eff}(x)$ near the surface calculated by Lang and Kohn [2] for a jellium model. Mean electron density in the bulk
a: $n = 2.1o^{23}\ cm^{-3}$
b: $n = 1,3\ 1o^{22}\ cm^{-3}$
$\frac{4}{3}\pi r_s^3 = \frac{1}{n}$

Fig. 3. Comparison of the internal part of the work function for a structureless jellium model (solid line) and for the correct crystal structure of various metals. This figure is taken from reference [26].

Fig. 4. Energy level diagram relevant to a metal surface with an adsorbed alkali atom. This figure is taken from reference [16]. Γ = broadening of the valence level of the adsorbate upon approaching the metal surface, ΔE accompanied energy level shift.

Fig. 5. Schematic description of the work function change in the jellium model of Lang.
$n = \frac{N}{d}$ is the additional positive charge distribution due to an adsorbed layer of N alkali atoms per cm^2.
$\delta n(x)$ and $\delta n_+(x)$ are the differences of the negative and positive charge distribution, respectively, for the covered and uncovered surface.

Fig. 6. Work function versus coverage calculated by Lang for Na and Cs adsorption for a structureless substrate metal of a bare work function of 3.9 eV.

Fig. 7. Comparison of dipole moments for the zero coverage limit as computed by various theories with experimental data. The experimental data and the theoretical values of Gadzuk were taken from reference [16].

Table 1. Comparison of some work function values obtained by the Lang-Kohn and Steiner-Gyftopoulos theories with available experimental data.

Table 2. Calculated values of the level broadening Γ, the effective adsorbate charge Z_{eff} and the dipole moment M as well as experimental values for various combinations of substrate material, alkali adsorbate, and crystallographic face. Taken from Gadzuks work [16]. The given references in the table correspond to reference [16].

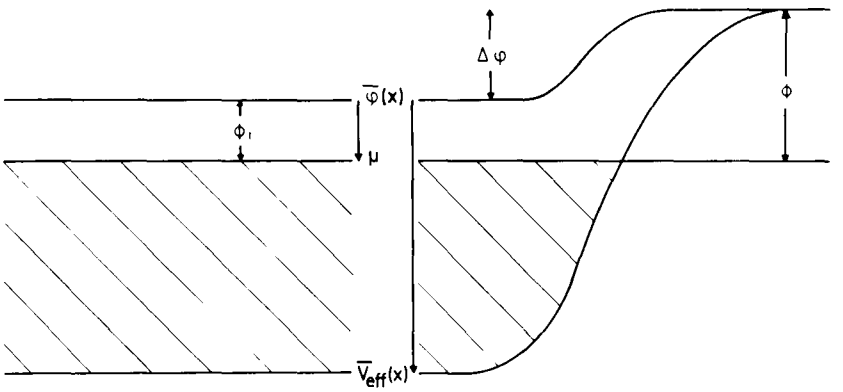
Table 1

element		Lang-Kohn theory	Steiner-Gyft. theory	experimental values (poly)	high coverage range on refr. metals
Li bcc	110	2,40	2,78	2,32[33]	3,1[34]
	100	2,40	2,61		
	111	2,30	2,58		
Na bcc	110	3,10	2,52	2,75[31]	2,25 - 2,55[35-39]
	100	2,75	2,40		
	111	2,65	2,39		
K bcc	110	2,75	2,35	2,39[32]	2,0 - 2,25[37-38]
	100	2,40	2,25		
	111	2,35	2,24		
Cs bcc	110	2,60	2,23	2,14[32]	1,65 - 2,10[37,38,40-45]
	100	2,30	2,14		
	111	2,20	2,13		
Al fcc	110	3,65	3,73	4,19[46]	
	100	4,20	3,92		
	111	4,05	4,12		
Cu fcc	110	3,55	4,65	4,48[30]	
	100	3,80	4,99	4,59	
	111	3,90	5,32	4,94	

Comparison of some work function values obtained by the Lang-Kohn and Steiner-Gyftopoulos theories with experimental values.

Alkali	Substrate	Γ (eV)	Z_{eff}	M Theoretical (Debye units)	M Experimental (Debye units)
Cs	W_{100}	1 37	8	6 29	~ 8 5 [27]
Cs	W_{110}	1 13	88	9 12	~ 8 7
Cs	W_{111}	1 63	76	4 52	
K	W_{100}	1 65	76	4 19	5 75 [3]
K	W_{110}	1 33	84	6 77	7 85
K	W_{111}	2 47	70	2 51	4 75
Na	Ni_{100}	1 52	69	3 44	3 6 [21]
Na	Ni_{110}	1 90	65	2 07	1 85
Na	Ni_{111}	1 20	69	4 26	3 7
Na	Ni_{110}	1 90	65	2 07	1 85 [21]
K	Ni_{110}	1 61	71	3 61	2 92
Cs	Ni_{110}	1 34	76	5 51	4 05
Na	Ta_{110}	1 23	70	4 26	4 43 [22]
K	Ta_{110}	1 21	77	6 31	6 40
Cs	Ta_{110}	1 03	82	8 72	8 58

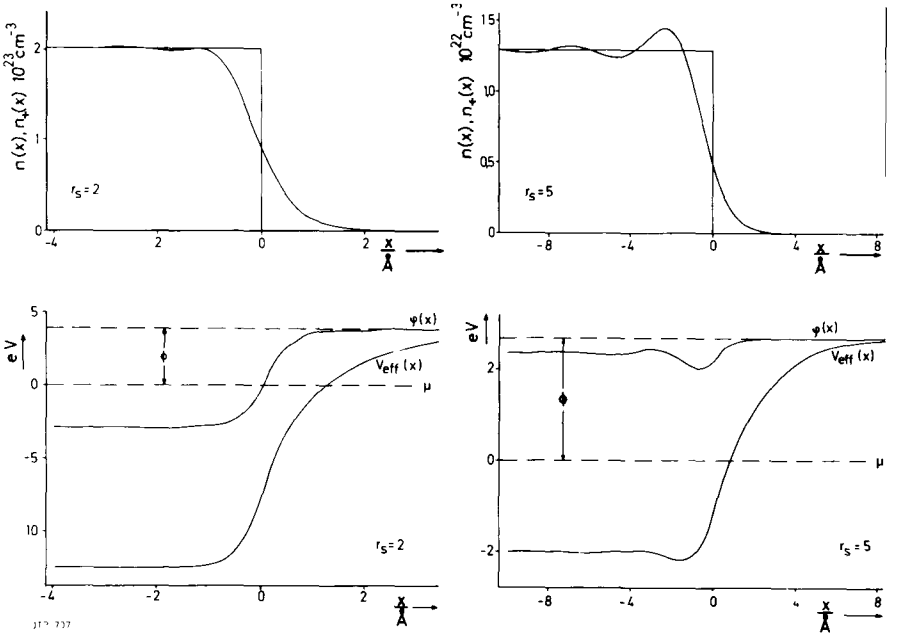
Table 2



$\phi_1 = -\mu$ $\phi = \Delta\varphi - \mu$

(a) (b)

Fig. 1



(a) Fig. 2 (b)

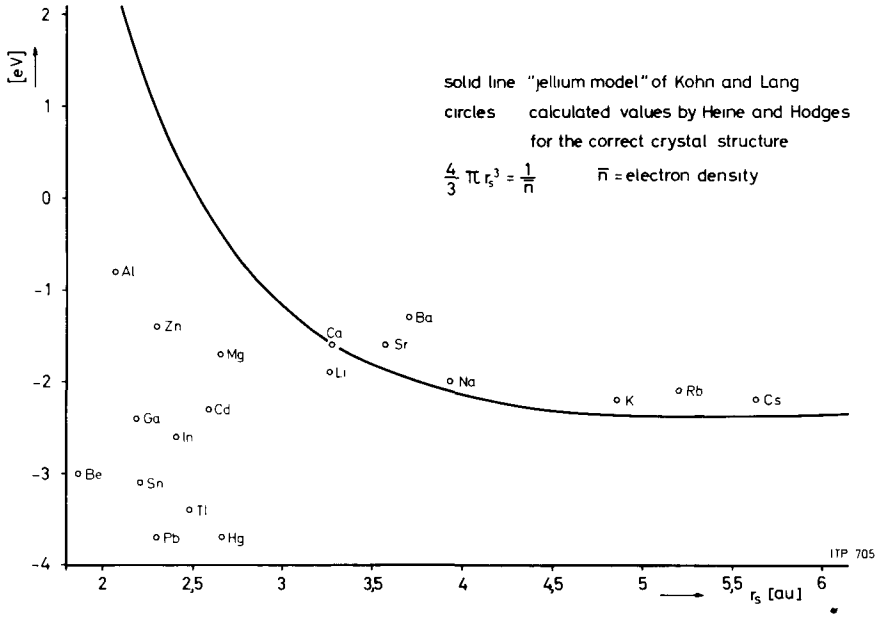

solid line "jellium model" of Kohn and Lang
circles calculated values by Heine and Hodges for the correct crystal structure
$\frac{4}{3}\pi r_s^3 = \frac{1}{\bar{n}}$ $\bar{n}$ = electron density
[eV]
Al
Zn
Mg
Ca
Sr
Ba
Li
Na
K
Rb
Cs
Ga
Cd
In
Be
Sn
Tl
Pb
Hg
ITP 705
r_s [au]

Fig. 3

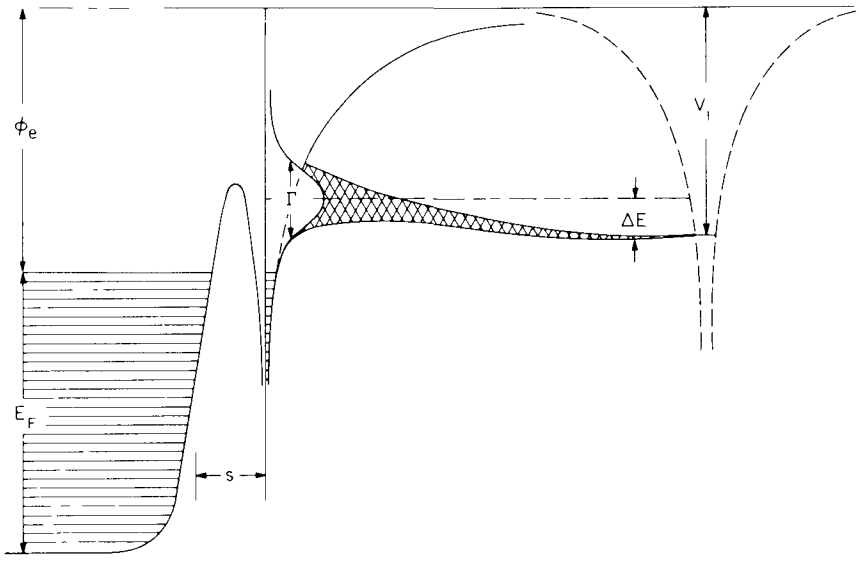

Φ_e
E_F
s
Γ
ΔE
V_1

Fig. 4

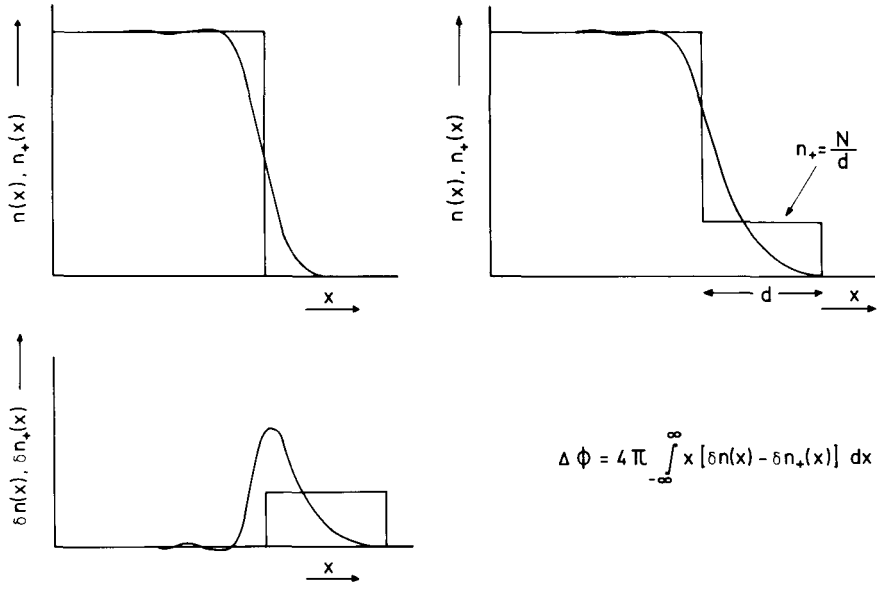


Fig. 5

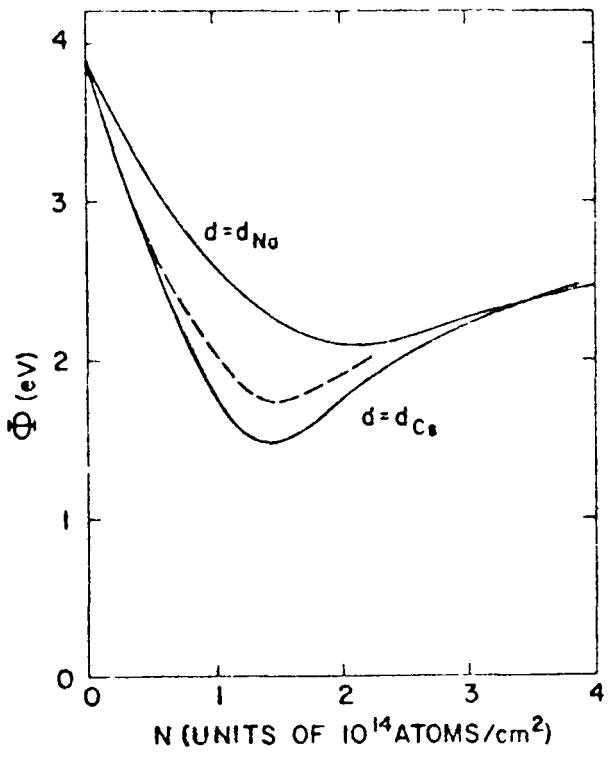


Fig. 6

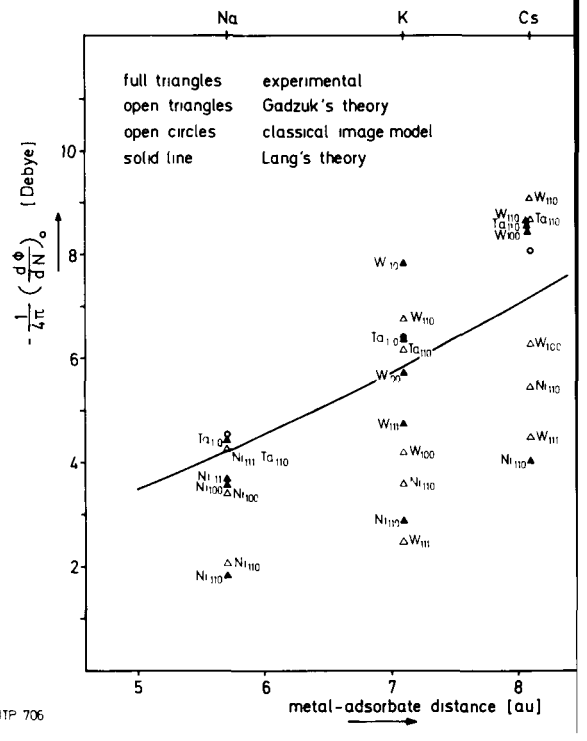


Fig. 7

D I S C U S S I O N

C. WARNER: I do not quite understand how you can justify the ang-Kohn approach for the dipole moment calculation with the argu- ent that the Helmholtz equation result is valid for a smeared charge istribution, when this result is also correct for a dipole layer ormed with discrete charges.

H. WAGNER: You calculate a discrete dipole moment. It cannot e measured except by measuring the work function change, and the ork function change is connected with the discrete dipole moment y the Helmholtz equation. This in my opinion implies a smearing ut of the dipoles, so it seems a reasonable approach to smear out he positive charge of the adsorbed atoms in the first place.

J. BOHDANSKY: Can one use Lang's model to explain the addi- ional oxygen effect that occurs with a change of work function?

H. WAGNER: No, I doubt whether the Lang theory could be ap- lied, as yet at least, to oxygen adsorption.

BLANK

Thermodynamic Analysis of Metal Surfaces Covered by Electropositive Adsorbates

by

Elias P. Gyftopoulos
Massachusetts Institute of Technology
Cambridge, Massachusetts, U. S. A.

and

George N. Hatsopoulos
Thermo Electron Corporation
Waltham, Massachusetts, U. S. A.

1. Introduction

The purpose of this paper is to present a rigorous thermodynamic analysis of uniform metal surfaces covered by monolayers of adsorbed particles. The analysis applies to surfaces for which the work function of the substrate surface is larger than the electronegativity of the free atoms of the adsorbate. Such surfaces will be called electropositive.

The first detailed experimental and theoretical study of electropositive surfaces has been performed by Langmuir and his co-workers [1] who investigated the emission properties of a cesiated tungsten surface. Subsequently, experimental and theoretical work has been presented by many authors. For thermionic conversion the most practical work is that of Rasor and Warner [2], and that of Gyftopoulos and Levine [3], [4].

The theories just cited have many common features. They also have, however, substantial differences. In all three theories it is assumed that a surface system can be identified and that electrons are transferred from the surface system to the surface of the substrate thus causing the

creation of electrostatic fields that in turn result in a reduction of the work function of the substrate. However, whereas Langmuir assumes that one electron per adsorbate particle is transferred to the substrate, both Rasor and Warner, and Gyftopoulos and Levine introduce in their respective theories the possibility that less than one electron per adsorbate particle is transferred on the average. This innovation, introduced in different forms in the two theories, provides one possible cause of the inconsistency observed by Langmuir at coverage greater than about 0.5 between the change in work function of the substrate calculated from electron emission data and that calculated from atom emission data.

Langmuir uses some thermodynamic relations supplemented by several correlations of his experimental results and derives the emission characteristics of the cesiated tungsten surface that he investigated. Rasor and Warner also use some thermodynamic relations supplemented by Langmuir's ion emission data and derive emission characteristics of cesiated refractory metal surfaces in general. Finally, Gyftopoulos and Levine adapt to surfaces empirical correlations that have been developed in the theory of molecular bonds, and combine these correlations with thermodynamic relations to derive emission characteristics for any electropositive surface.

For purposes of thermionic conversion and for degrees of coverage θ ($\theta = \sigma/\sigma_f$) greater than about 0.5 no satisfactory general theory exists at the present time. On the other hand, for degrees of coverage smaller than about 0.5, the range of operation of emitters in thermionic converters, a complete and rigorous thermodynamic analysis can be performed without use either of emission data or empirical correlations. The analysis is based on Langmuir's ideas. It is feasible because Langmuir showed experimentally that for θ smaller than about 0.5 the interparticle forces between cesium atoms adsorbed on tungsten are of the dipole-dipole type, and that the work function change caused by the adsorption can be fully accounted for by electrostatic effects only.

The analysis proceeds as follows. First, the thermodynamic potentials and random fluxes associated with a surface in mutual stable equilibrium with the adsorbate vapor are computed. Then the results are adapted to the problem of evaluation of the emission characteristics of the surface in a steady state.

2. Model for Surface in Thermodynamic Equilibrium

We will consider a piece of a refractory metal enclosed by a uniform electropositive surface of coverage θ in mutual stable equilibrium with the vapor of the adsorbate at temperature T and at pressure p^g. The vapor pressure of the substrate at T is usually much smaller than p^g and will be neglected.

For values of T and p^g of practical importance the vapor behaves as a mixture of perfect gases of electrons, singly-charged positive adsorbate ions, and neutral adsorbate atoms. All thermodynamic potentials and random fluxes of the vapor can be expressed as functions of p^g and T by means of the perfect gas relations.

The interfacial region may be represented by an electrically neutral surface system consisting of electrons and singly-charged positive ion cores of the adsorbate existing in the force fields of a structureless perfect conductor. The perfect conductor represents the bulk of the substrate and consists of electrons and ion cores of the substrate. The thermodynamic potential of each species of the surface system can be expressed as a function of T and the adsorbate density σ per unit substrate area (or the coverage θ) with the aid of a model for the interparticle forces. The density σ (or the coverage θ) as well as the random fluxes at the points just outside the surface can then be expressed as functions of p^g and T by means of the conditions for mutual stable equilibrium between surface and vapor, and for chemical equilibrium between species in the surface.

In the surface system, one effect of the force fields of the substrate is that each electron is strongly correlated with a singly-charged adsorbate positive ion core so that the pair may be regarded as an electrically neutral species. Each pair will be called an ionic particle. An approximate model for the ionic particles and their force fields may be based on the following assumptions: (1) The net effect of interactions between adsorbate and substrate is the formation of the ionic particles of the surface system; (2) Each ionic particle has two translational degrees of freedom along the surface and one vibrational degree of freedom normal to the surface; (3) The exchange plus correlation effects for electrons near the surface system are identical to the exchange plus correlation effects for electrons near the surface of the substrate in the absence of the adsorbate; (4) The electrostatic effects of the surface system are equal to the sum of the electrostatic effects of the ionic particles and of the surface of the substrate in the absence of the adsorbate; (5) For monovalent adsorbates, the ionic particle is defined as a neutral species A such that : (a) in the absence of interactions with other adsorbate particles, A has a permanent dipole moment M_o and a ground state energy ϵ_o; (b) A is polarizable and has a polarizability α; (c) interactions of A with other particles of its species are described by the dipole-dipole force law; and (d) the vibrations of A are represented by a one-dimensional harmonic oscillator with g_a-fold degenerate energy levels and a fundamental frequency ν. The values of M_o, ϵ_o, α, and ν are determined as follows.

The center of each adsorbate ion core is taken at a distance r_i from the surface of the perfect conductor equal to the ionic radius of the adsorbate. The ground state of each ionic particle is regarded as that state in which one valence electron of the adsorbate is distributed along the surface of the perfect conductor in accordance with the image-force law, and a singly-charged positive ion of the adsorbate is within a sphere of

radius r_i. Thus the dipole moment M_o including self-depolarization is given by

$$M_o = \frac{e\, r_i}{1 + [\alpha_i / 4\pi\epsilon_o (2\, r_i)^3]} = \frac{8}{9}\, e\, r_i , \tag{1}$$

because the polarizability α_i of the positive ion core may be estimated by [3]

$$\alpha_i = 4\pi\, \epsilon_o\, r_i^3 . \tag{2}$$

By virtue of the image-force law the energy ϵ_o is found to be

$$\epsilon_o = \frac{e^2}{16\, \pi\, \epsilon_o\, r_i} + \bar{\epsilon}_{oi} \tag{3}$$

where $\bar{\epsilon}_{oi}$ is the energy of the internal structure of a free singly-charged positive ion. Finally, Luke [5] has shown that

$$\alpha = \frac{4}{3}\, \alpha_i . \tag{4}$$

The frequency ν may be estimated by assuming that the energy and amplitude of oscillation of the harmonic oscillator are respectively [4I] $-e^2/16\, \pi\, \epsilon_o\, r_i$ and r_i. It is given by

$$\nu = \frac{1}{2\, \pi\, r_i} \left(\frac{e^2 / 16\, \pi\, \epsilon_o\, r_i}{m_f} \right)^{1/2} \tag{5}$$

where m_f denotes the atomic mass of the adsorbate. In practical problems ν and T are such that

$$KT >> h\nu .$$

3. Thermodynamic Potentials and Random Fluxes

The principal result sought in this study is the relation between the work function ϕ_e of the surface system and T, p^g, and other properties of the substrate. This result may be obtained in two steps. In the first step ϕ_e is expressed as a function of σ (or θ) and in the second σ is expressed as a function of T and p^g.

Assumptions 3 and 4 imply that ϕ_e is equal to the bare work function ϕ_{em} plus the electrostatic effects of the depolarized dipoles of the ionic

articles. With respect to the points just outside the surface the dipoles may e regarded as a continuous double layer [6]. It follows that

$$\Delta\phi \equiv \phi_{em} - \phi_e = \frac{e M_o \sigma/\epsilon_o}{1 + b\sigma}; \quad b = \frac{\alpha}{\epsilon_o r_i}, \tag{6}$$

here it has been assumed that the average depolarizing field is equal to ϕ/r_i.

The condition for mutual stable equilibrium between the surface and ıe vapor requires that the potential μ_a^g of the neutral atoms in the vapor e equal to the potential μ_a^s of the ionic particles, namely

$$\mu_a^g = \mu_a^s . \tag{7}$$

'his equation determines the dependence of σ on T and p^g.

The potential μ_a^g is given by the perfect gas relation

$$\mu_a^g = kT \ln \frac{p^g}{(kT)^{5/2}} \cdot \frac{h^3}{g_a (2\pi m_f)^{3/2}} + \bar{\epsilon}_{oa}, \tag{8}$$

'here g_a and $\bar{\epsilon}_{oa}$ denote the degeneracy and energy of the internal structure f neutral adsorbate atoms.

By means of thermodynamic considerations it can be shown that $\mu_a^s(\theta, T)$ ıay be expressed as

$$\mu_a^s(\theta, T) = \mu_a^s(\theta^*, T) + \int_{\theta^*}^{\theta} \frac{1}{\sigma_f \theta} \left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta}\right)_T d\theta, \tag{9}$$

'here $\mu_a^s(\theta^*, T)$ denotes the value of μ_a^s for an arbitrarily small degree of overage θ^*, and τ the spreading force per unit length of the surface system. Jse of the condition for chemical equilibrium between species in the surface ields that

$$\mu_a^s(\theta^*, T) = \left[\mu_{ci}^s(\theta^*, T)\right]_1 + \left[\mu_{ce}^s(\theta^*, T)\right]_1, \tag{10}$$

'here $\left[\mu_{ci}^s(\theta^*, T)\right]_1$ and $\left[\mu_{ce}^s(\theta^*, T)\right]_1$ denote the chemical potentials t the points just outside the surface for ions and electrons, respectively. 'or θ^* very small, $\left[\mu_{ci}^s(\theta^*, T\right]_1$ is given by the perfect two-dimensional 'as relation

$$\left[\mu^{s}_{ci}\,(\theta^{*}, T)\right]_{1} = kT \ln \frac{\nu\sigma_f\,\theta^{*}}{g_i} \cdot \frac{h^3}{2\pi m_f (kT)^2} - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_o r_i} + \bar{\epsilon}_{oi}\,, \tag{11}$$

and $\left[\mu^{s}_{ce}\,(\theta^{*}, T)\right]_{1}$ is equal to the negative of the bare work function, namely

$$\left[\mu^{s}_{ce}\,(\theta^{*}, T)\right]_{1} = -\phi_{em}\,, \tag{12}$$

where g_i denotes the degeneracy of the internal structure of the adsorbate positive ions. The spreading force τ can be expressed as

$$\tau = \tau_o + \tau_1\,, \tag{13}$$

where τ_o and τ_1 denote the contributions to τ of very short range forces and very long range forces between ionic particles, respectively. Use of the van der Waals excluded area assumption yields that τ_o is given by

$$\tau_o = \frac{\sigma_f\,\theta kT}{1-\theta} = \frac{\sigma k T}{1-(\sigma/\sigma_f)}\,. \tag{14}$$

Two estimates of τ_1 have been computed by Langmuir [7]. For relatively small values of θ an approximate expression τ_{1v} is found by means of the second virial coefficient:

$$\tau_{1v} = D_v\, T^{1/3}\, M^{4/3}\, \sigma^2, \tag{15}$$

where

$$M = \frac{M_o}{1 + b\sigma}, \quad \text{and} \quad D_v = 9.287 \times 10^{19}\ (\text{ev-cm}^{2/3})/\text{coulomb}^{4/3} - {}^{\circ}\text{K}^{1/3}$$

For values of θ approaching unity, an estimate τ_{1a} is obtained by assuming that the ionic particles are arranged on a hexagonal array on the surface of the substrate:

$$\tau_{1a} = D_a\, M^2\, \sigma^{5/2}, \tag{16}$$

where $D_a = 7.52 \times 10^{31}$ (ev-cm)/coulomb^2.

For the purposes of this paper it will be assumed that

$$\tau_1 = (1-\theta)\,\tau_{1v} + \tau_{1a} \tag{17}$$

for all values of θ.

Combination of Eqs. 7 through 17 yields the relation

$$A_a - \frac{B_a}{kT} = \ln \frac{p^g}{(2\pi m_f kT)^{1/2}} = \ln \Gamma_a , \tag{18}$$

where

$$A_a \equiv \ln \frac{\nu \sigma_f}{2 \exp(\alpha_m/k)} + \ln \frac{2\theta}{1-\theta} + \frac{\theta}{1-\theta} , \tag{19}$$

$$B_a \equiv \frac{e^2}{16\pi \epsilon_o r_i} + \phi^*_{em} - V_i - \Delta\mu , \tag{20}$$

$$\phi_{em} = \phi^*_{em} + \alpha_m T , \tag{21}$$

$$\Delta\mu = \frac{D_v M_o^{4/3} T^{1/3}}{b} \left\{ 3 - \frac{3 + 2b\sigma}{(1+b\sigma)^{4/3}} + \frac{1}{b\sigma_f} \left[4.5 - \frac{2+b\sigma}{(1+b\sigma)^{4/3}} - 2.5(1+b\sigma)^{2/3} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{D_a M_o^2}{b^{3/2}} \left[\arctan (b\sigma)^{1/2} - \frac{(b\sigma)^{1/2}}{(1+b\sigma)^2} \right] , \tag{22}$$

Γ_a denotes the adsorbate neutral atom random flux density which is equal to the neutral atom emission rate density, ϕ^*_{em} the value of ϕ_{em} in the limit $T = 0°K$, α_m the temperature coefficient, and V_i the first ionization energy of adsorbate atoms ($V_i \equiv \bar{\epsilon}_{oa} - \bar{\epsilon}_{oi}$). Equation 18 relates σ or θ and, therefore, $\Delta\phi$ (Eq. 6) to T and p^g. It is expressed in terms of A_a and B_a because it can be shown that, in the limit $T = 0°K$, B_a is the enthalpy of desorption of neutral adsorbate atoms.

An alternative way of writing Eq. 18 is given by

$$kT \left(\frac{B_a}{kT} - \ln \frac{2\theta}{1-\theta} - \frac{\theta}{1-\theta} \right) = kT \ln \frac{\Gamma_{ao}}{\Gamma_a} , \tag{23}$$

where

$$\Gamma_{ao} = \frac{\nu r \sigma_f}{2 \exp(\alpha_m/k)} .$$

For electropositive surfaces of interest to thermionic conversion in the range of θ between 0.1 and 0.5 and a range of T of a few hundred degrees centered about some practical temperature, the ratio B_a/kT is much greater than unity whereas the quantity $\ln [2\theta/(1-\theta)] + \theta/(1-\theta)$ is of the

order of unity. In addition, the dependence of B_a on T is weak. It follows that the left-hand side of Eq. 23 may be regarded as a function of θ or σ only and, therefore, that θ or σ is approximately a function of $kT \ln (\Gamma_{ao}/\Gamma_a)$ only.

The electron random current density $(e\Gamma_e)_1$ at the points just outside is given by the Richardson equation. In addition, it can be shown that the adsorbate positive ion random flux density $(\Gamma_i)_1$ at the points just outside is given by

$$\ln (\Gamma_i)_1 = A_i - \frac{B_i}{kT} , \tag{24}$$

where

$$A_i \equiv \ln \frac{\nu \sigma_f g_i}{2 g_a} + \ln \frac{2\theta}{1-\theta} + \frac{\theta}{1-\theta} \tag{25}$$

$$B_i \equiv \frac{e^2}{16 \pi \epsilon_o r_i} + \Delta\phi - \Delta\mu . \tag{26}$$

It can be easily verified that $(\Gamma_i)_1/\Gamma_a$ satisfies the Saha-Langmuir equation.

The preceding results can be represented in graphical forms. For example, graphs of $\Delta\phi$ vs. σ (Eq. 6) for Cs, K, Na, and Li on any uniform refractory metal surface are shown in Fig. 1. The only input information needed for each of these graphs is the ionic radius r_i of the adsorbate.

For each surface a graph of $\Delta\phi$ vs. θ can be made provided that the adsorbate density σ_f at a full monolayer is known in addition to r_i. The value of σ_f depends on the orientation of the surface of the substrate. For a cesiated tungsten surface graphs of $\Delta\phi$ vs. θ are shown in Fig. 2 for three values of σ_f.

Again for each surface and T a graph of B_a vs. θ (Eq. 20) can be made provided that the values of V_i and ϕ^*_{em} are specified in addition to those of r_i and σ_f. The value of the bare work function ϕ^*_{em} in the limit 0 °K depends on the orientation of the surface of the substrate. For a cesiated tungsten surface graphs of B_a vs. θ are shown in Fig. 3 for two values of T. It is seen from this figure that indeed the dependence of B_a on T is weak.

Finally, for each surface and each value of T a graph of either $\Delta\phi$ or ϕ_e vs. $kT \ln (\Gamma_{ao}/\Gamma_a)$ can be made by elimination of θ between Eqs. 6 and 23. Three such graphs are shown in Figs. 4 through 6. They correspond to cesiated surfaces with $\sigma_f = 3.56 \times 10^{14}$ cm^{-2}.

4. Comparisons with Experimental Data

Emission characteristics are measured under steady state conditions and not under conditions of thermodynamic equilibrium. Because of

mathematical difficulties steady state data obtained at temperature T and coverage θ are analyzed by assuming that the work function ϕ_e, the electron saturation current density J_s, the adsorbate positive ion current density J_s, and the adsorbate neutral atom emission rate density J_a^s have the same values as the ϕ_e and corresponding random flux densities of the surface at T and θ but in mutual stable equilibrium with the adsorbate vapor.

Here θ is determined not only by p^g and T but also by the vapor temperature T^g and the electric field conditions prevailing near the points just outside the emitter. It is such that the total emission rate of adsorbate particles, ions plus neutrals, is equal to the total arrival rate. The problem has been discussed by Maugis [8]. For present purposes it is sufficient to indicate the following.

Data reported vs. T and θ can be compared directly with corresponding theoretical results. For example, Langmuir and Taylor [1] investigated a cesiated tungsten surface for which they report that: $\phi^*_{em} = 4.76$ ev; $\phi_{em} = 4.62$ ev; $\alpha_m \cong -2$k; $\sigma_f = 3.56 \times 10^{14}$ cm^{-2}. Their data on $\Delta\phi$ vs. θ and B_a vs. θ in the range T = 600 - 1000°K are superimposed in Figs. 2 and 3 respectively. The agreement between theory and experiment is satisfactory for values of θ up to about 0.5.

Data reported vs. vapor pressure p^g and vapor temperature T^g can be compared with theory as follows. For practical conditions of operation, contributions of ion currents to the determination of the steady state value of θ may be neglected. The atom emission rate Γ_a (Eq. 18) is then taken equal to the atom arrival rate $\Gamma_{\mu a}$ which in turn is assumed equal to the atom random flux $p^g/(2\pi m_f kT^g)^{\frac{1}{2}}$ in the vapor. Thus

$$A_a - \frac{B_a}{kT} = \ln \Gamma_{\mu a} = \ln \frac{p^g}{(2\pi m_f kT^g)^{\frac{1}{2}}}, \tag{27}$$

or equivalently

$$kT\left(\frac{B_a}{kT} - \ln\frac{2\theta}{1-\theta} - \frac{\theta}{1-\theta}\right) = kT \ln \frac{\Gamma_{ao}}{\Gamma_{\mu a}} \tag{28}$$

Equation 28 indicates that theoretical results on ϕ_e vs. $kT \ln (\Gamma_{ao}/\Gamma_a)$ can be directly compared with corresponding experimental data of ϕ_e vs. $kT \ln (\Gamma_{ao}/\Gamma_{\mu a})$ taken over a limited range of T. Langmuir's data on $\Delta\phi$ are superimposed on Fig. 4, and data reported by Hatsopoulos and Rufeh [9] on ϕ_e of a cesiated tungsten surface are superimposed on Fig. 5. The data of Hatsopoulos and Rufeh correspond to: $\phi_{em} = 4.87$ ev; $\alpha_m = 0$; $\sigma_f = 3.56 \times 10^{14}$ cm^{-2}; T = 1600 - 2000°K. The agreement between theory and experiment is satisfactory but limited to values of θ up to about 0.5.

The relatively small spread in $\Delta\phi$ or ϕ_e data plotted vs. $kT \ln(\Gamma_{ao}/\Gamma_{\mu a})$ is achieved only when the range of T is limited to few hundred degrees. Otherwise the spread can be larger as illustrated by the theoretical results shown in Fig. 7. These results are based on Langmuir's values given above.

5. Concluding Remarks

Attempts have been made to extend the preceding rigorous analysis to degrees of coverage greater than 0.5. A second species was introduced in the surface system with properties similar to those of the neutral species of Rasor and Warner [2]. In spite of many and extensive calculations, the results proved unsatisfactory when compared with emission data. The reason for the disagreement may be either that the force fields between particles were not adequately modelled, or that assumptions 1 through 5 of Sec. 2 are not valid for θ greater than 0.5, or both.

We conclude that no satisfactory general theory for electropositive surfaces exists in the range θ greater than 0.5.

REFERENCES

[1] LANGMUIR, I., TAYLOR, J. B., The evaporation of atoms, ions and electrons from cesium films on tungsten, Phys. Rev. 44 (1933) 423.

[2] RASOR, N. S., WARNER, C., Correlation of emission processes for adsorbed alkali films on metal surfaces, J. App. Phys. 35 (1964) 2589.

[3] GYFTOPOULOS, E. P., LEVINE, J. D., Work function variation of metals coated by metallic films, J. App. Phys. 33 (1962) 67.

[4] LEVINE, J. D., GYFTOPOULOS, E. P., Adsorption physics of metals partially covered by metallic particles, I. Surface Sci. 1 (1964) 171; II. Surface Sci. 1(1964) 225; III. Surface Sci. 1(1964) 349.

[5] LUKE, K. P., MIT, Sc. D. Thesis Nuclear Engng. (1964).

[6] MACDONALD, J. R., BARLOW, C. A., Jr., Theory of work function change on adsorption of polarizable films, J. Chem. Phys. 44 (1966) 202.

[7] LANGMUIR, I., Vapor pressures, evaporation, condensation, and adsorption, J. Amer. Chem. Soc. 54 (1932) 2798.

[8] MAUGIS, D., Etude thermodynamique de la jonction metal-plasma thermique. Contribution a l'étude de l'ionization de surface, Ann. de Radioelectricité XXIII 93 (1968) 211.

[9] HATSOPOULOS, G. N., RUFEH, F., Thermodynamic correlation of work function, Energy Conversion, 10 (1970) 135.

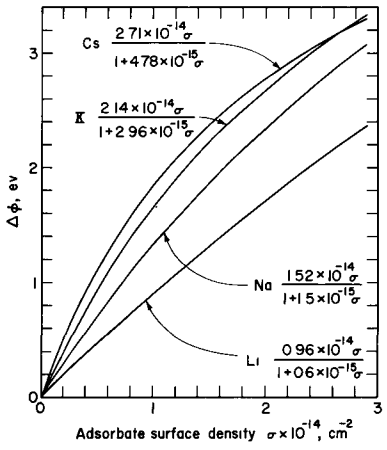


Fig 1 Theoretical Results on $\Delta\phi$ vs σ

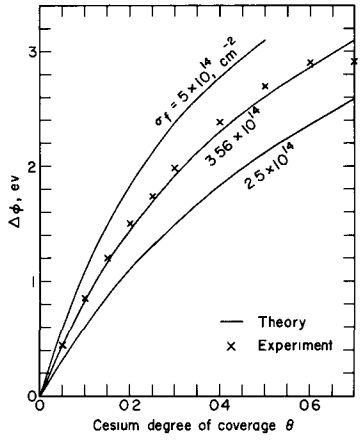
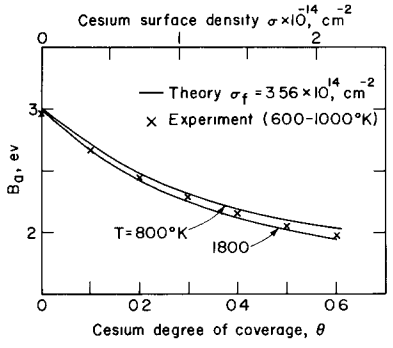


Fig 2 Theoretical and Experimental Results on $\Delta\phi$ vs θ



3 Comparison of Theoretical and Experimental Values of B_a vs θ

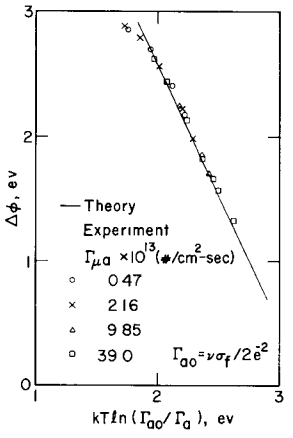


Fig 4 Comparison of Theoretical and Experimental Values of $\Delta\phi$ vs $kT \ln (\Gamma_{ao}/\Gamma_a)$

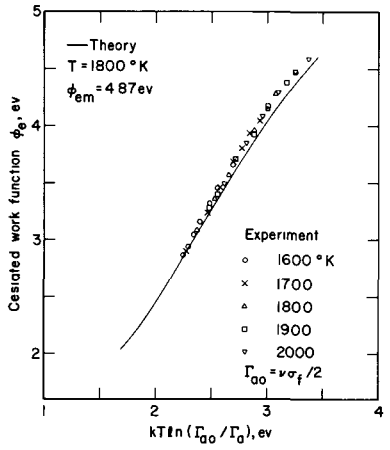


Fig 5 Comparison of Theoretical and Experimental Values of ϕ_e vs kT ln (Γ_{ao}/Γ_a)

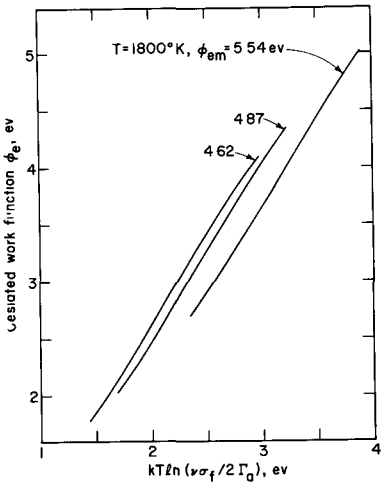


Fig 6 Theoretical Graphs of ϕ_e vs kT ln ($\nu\sigma_f/2\Gamma_a$) for Cesiated Surfaces (σ_f = 3 56 x 10^{14} cm^{-2})

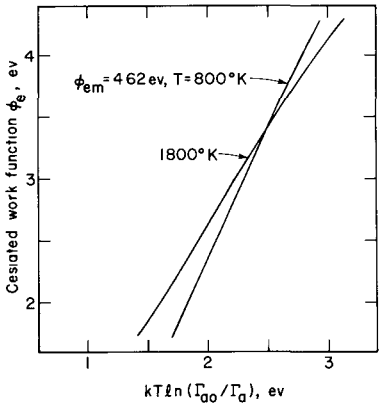


Fig 7 Theoretical Results on ϕ_e vs kT ln (Γ_{ao}/Γ_a) for T = 800 and 1800 °K

D I S C U S S I O N

N.S. RASOR: The major differences between the various previous eories of caesium adsorption lie in the method of computing the sorption energy and its relationship to substrate properties, and the choice of certain parameters such as adsorption site density $_f$) and ionic radius (r_i). For example, in the Rasor-Warner theory e adsorption energy of the "atomic" state at zero coverage is re- ted to the bare work function, and in the Gyftopoulos-Levine theo- the covalent part of the adsorption energy is related to the sub- rate "electronegativity". Could you say how your theory differs this vital respect? Also, is not the choice of σ_f and r_i somewhat bitrary, giving them the character of fitting parameters?

G.N. HATSOPOULOS: To obtain the theoretical line you need σ_f - e full coverage density of atoms - and the ionic radius. I might y that we have worked out this curve for many substrates and sev- al adsorbates. Unfortunately no data are available for comparison; ta exist only for caesium and I showed them to you.

The main difference between this theory, on the one hand, and e Rasor-Warner and Gyftopoulos-Levine theories on the other, lies the rigorous statistical-mechanical analysis of the surface with e dipole-dipole interparticle force law. All the thermodynamic re- tions are treated as rigorously as possible.

Secondly, the enthalpy of adsorption (Ba) is calculated, basi- lly, from the ionic radius. The effects considered at zero cover- e are just the image force - potential energy - and of course the re work function of the substrate at zero temperature. The bare rk function is one of the quantities through which the crystallo- aphic orientation of the substrate has an effect on the results. zero coverage, the bond is assumed to be purely ionic without y covalent part.

the coverage increases other terms enter in the expression for , but these terms appear automatically as a result of the thermo- namic analysis because one of the Maxwell relations links the ange in spreading force with the change in enthalphy of adsorp- on; hence the only quantities that appear as input in the analysis e those that characterize zero coverage.

N.S. RASOR: Did you use Langmuir's constants for the ionic radius and the coverage? You may remember that for the site densit Langmuir calculated a number which he assumed to be correct, but i was not measured by any sophisticated means.

G.N. HATSOPOULOS: The site density was the number that Langmu estimated on the basis of his assumption regarding crystallographi orientation. As you say, it was a calculation, not a measurement. For other surfaces, however, we estimated the monolayer density i a similar way - by determining, as Langmuir did, how many caesium atoms would fit in the sites of the crystallographic plane. Tabulated values of ionic radii were used.

N.S. RASOR: I think - if I may make a general point - that it is rather dangerous to say that there are no adjustable parameters In almost any theory of surface adsorption certain basic parameter will have to be estimated, and it is difficult to be sure that eve ryone is operating by the same rules.

G.N. HATSOPOULOS: Perfectly true. No theory can give you the properties of a material without some inputs.

J. BOHDANSKY: Full coverage, you say, is dependent on the orientation of the substrate. Do I take it, then, that full cover age always implies an ordered structure?

G.N. HATSOPOULOS: Yes, full coverage is associated with an o dering of the molecules which depends on the interparticle forces that have to be included in the calculation of the spreading forc There are forces between molecules that you have to calculate by assuming a certain structure of the adsorbate, and these must the be integrated - in most cases numerically - if you wish to determine the contributions from all distant atoms. Langmuir did this for the structure which he assumed.

J. BOHDANSKY: Is the adsorption energy at zero coverage depe dent on surface orientation in your model?

G.N. HATSOPOULOS: If by adsorption energy you mean Ba, the answer is yes. The dependence is due to the value of the bare wor function, and therefore it is relatively strong.

J. BOHDANSKY: You include in your formulas a kind of Einstein 'requency for the lattice. Is this also dependent on orientation?

G.N. HATSOPOULOS: No, it is not. In calculating the frequency 'e assumed that the atom on the surface behaves as a harmonic os- :illator, which of course is not quite true. Our assumption in cal- :ulating the frequency at zero coverage - it has to be calculated ıt zero coverage - was simply that the image force acts on the ion ınd that the ion behaves as a simple oscillator with energy equal .o the potential energy and amplitude equal to the ionic radius. 'hese do not depend on orientation.

)ne of the most important aspects of the thermodynamic analysis, I .hink, is that one need only solve the zero coverage problem and :verything else falls into place. To analyse other than zero cover- ıge is an extremely involved problem.

N.S. RASOR: I have one more comment. If we are interested in .hermionic coversion emitters - and if we are talking about caesium ıdsorption - it seems to me that the structure of the surface as ;uch, in its relation to adsorption sites, is probably not very im-)ortant. It might be a lower temperatures, but at thermionic emit- .er temperatures, when the caesium atom is extremely mobile, this .mportance is lost. The order in the distribution of atoms on the ;urface vanishes for all practical purposes. It follows that de- .ailed calculations involving the assumption of a particular struc- .ure - hexagonal, pyramidal or what have you - are essentially ıeaningless and above all irrelevant to the point of real interest, ıamely the work function at a given temperature and pressure of :aesium.

V.P. PASHCHENKO: In the dipole theory of Langmuir the variation .n the work function of a metal-film cathode with T and p does not 'educe to the similarity parameters obtained by Hatsopoulos ($kT \ln P/P_o$) and Rasor-Warner (T/T_R). What is the reason for this, ınd what is the physical significance of the similarity parameters?

G.N. HATSOPOULOS: As a matter of fact it does. Langmuir did ıot complete his thermodynamic analysis. He took it up to a certain)oint - and even calculated the spreading force - but then stopped ;hort. Langmuir gives the work function variation as a function of

coverage. In tables, then, he gives experimental values for coverage as a function of the emission rate or arrival rate of the atoms. If you complete the analysis you find that the arrival rate is uniquely related to the work function via our function, namely kT times the logarithm of the ratio of the caesium atom arrival rate over a constant.

ERT

WORK FUNCTION THEORY FOR Cs-[W] AND Cs-O-[W]*

C. Warner

Atomics International
A Division of North American Rockwell Corporation
Canoga Park, California 91304

ABSTRACT

Work function theory is developed in two areas of importance to thermionics: first, the high cesium coverage collector-type regime where most theoretical work is inconsistent with the metallic character of the cesium surface layer; and second, the emitter-type regime in the presence of oxygen additives. The first collector-type regime for Cs-[W] is treated by the Hohenberg-Kohn theory for an inhomogeneous electron gas. A digital computer was used to solve the Euler-Lagrange equation in the slowly varying density approximation for the electron density. Knowledge of the electron density implies the electrostatic potential, the exchange-correlation potential and finally the work function. The Cs-[W] solutions exhibit a work function minimum with increasing coverage. The work function minimum and associated electron density is discussed in terms of the polarization of an equivalent cesium film interaction with the tungsten substrate. The second emitter-type regime is studied with a statistical

---

*This work was supported, in part, by the Office of Naval Research.

mechanical model which predicts departure rates as a function of cesium and oxygen coverage. After formation of a WO surface, cesium adsorption decreases the composite work function. This adsorbed cesium acts as a site for additional oxygen adsorption. The electric dipole moment of the CsO is assumed to vanish. The work function then increases with the resulting oxygen adsorption. The results are in semi-quantitative agreement with the data of Alleau and Bacal.

WORK FUNCTION THEORY FOR Cs-[W]

INTRODUCTION

The cesium-tungsten system has long been known to exhibit a work function minimum (e.g., 1.4 eV) which is lower than that of bulk cesium (e.g., 1.8 - 2.0 eV). The explanation of this phenomenon is not clear although theories have yielded similar results. For example, the minimum was associated with the existence of adatoms and adions in the Rasor-Warner theory [1]. The present approach is quite different. At the coverage involved (i.e., $\theta > 0.5$), the cesium adlayer has taken on a metallic character as indicated experimentally [2] by the observation of surface plasma excitations. Calculations of metallic work functions by J. R. Smith [3] and by N. D. Lang and W. Kohn [4, 5] suggested the extension of the many electron theory of Hohenberg and Kohn [6] to metals with adsorbed metallic layers. Similar calculations have been made recently by Lang [7] and by Lang and Kohn [5] on the general alkali adsorption problem. As will be seen, our work differs appreciably from these studies in the approximations employed and in the interpretation of results.

GENERAL DESCRIPTION OF HOHENBERG-KOHN THEORY

Hohenberg and Kohn [6] consider an interacting inhomogeneous electron gas in an external potential $v(z)$ and show that the ground state electron density $n(z)$ is given by the minimum of an energy functional $E_v[n]$ for fixed electron number N

$$\frac{\delta}{\delta n}\left\{E_v[n] - \mu N\right\} = 0 \quad . \tag{1}$$

The energy functional E_v includes terms for the electron kinetic energy, Coulomb self-interaction, interaction with external potential (which will be that due to the smeared ionic charge), and exchange and correlation energies

Additionally, one inhomogeneity term $E_{\nabla} = \frac{1}{72}\int (\nabla n)^2/n \, d^3r$ will be included in the present work. This term is derived under a slowly varying approximation which does not literally hold for the present calculations. The initial work of J. R. Smith [3] and comparison of our calculations with those of Lang and Kohn [4], who do not make this assumption, indicate that the use of the single inhomogeneity term should yield good results for work function change calculations. Our approach is to solve the Euler-Lagrange equation for (1)

$$\frac{d^2n}{dz^2} - \frac{1}{2n}\left(\frac{dn}{dz}\right)^2 = 36\, n\left[\frac{1}{2}\left(3\pi^2\right)^{2/3} n^{2/3} + \varphi - \mu - \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{1/3} - \frac{0.056\, n^{2/3} + 0.0059\, n^{1/3}}{\left(0.079 + n^{1/3}\right)^2}\right] \qquad (2)$$

where the electrostatic potential satisfies

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = 4\pi\left[n_+(z) - n(z)\right] \quad . \qquad (3)$$

The first, fourth and fifth terms in the brackets of (2) can be identified with the kinetic energy of an electron at the Fermi level ϵ_F, the exchange potential V_{ex} (for an electron at the Fermi level) and the correlation potential V_{corr}. The electrostatic potential φ is taken to vanish at plus infinity in the vacuum.* The uniform ion density n_+ takes on values depending upon valency and size considerations [3] ($n_{+W} = 0.0562$; $n_{+Cs} = 0.00133$). The quantity μ can be shown to be the electrochemical potential and thus the negative of the work function. Equating the LHS of (2) to zero and setting $n = n_+$ (e.g., n_{+W})

$$\varphi_e = -\varphi(-\infty) + V_{ex}(n_+) + V_{corr}(n_+) - \epsilon_F(n_+) = S - \varphi(-\infty) \qquad (4)$$

The quantity $\varphi(-\infty)$ is negative if the electrostatic potential retards the motion of escaping electrons. Equations (2) and (3) are solved with the boundary conditions that n and $d\varphi/dz$ vanish at plus infinity. Equations (1) and (2) were solved analytically for $\Delta n = |n - n_+| \ll n_+$ within the substrate metal. The non-oscillatory solutions have the form $\Delta n(z) = \Delta n(o)\left[K \exp(\beta_+ Z) + (1 - K)\exp(\beta_- Z)\right]$. This solution allows us to start a "shooting" solution to (1) and (2). The quantity K and $R \equiv n\,(\text{interface})/n_+$ are the

*Unless stated otherwise, atomic units are used (Hartree = 27.21 eV).

guessed parameters in a general sense depending somewhat on the problem. The quantity $\Delta n(o)$ is not a guessed parameter since the analytic solution will always traverse a sufficiently small $\Delta n(o)$. The quantities K and R are varied to satisfy the boundary conditions at plus "infinity".

NATURE OF SOLUTIONS

To test the use of the single inhomogeneity term E_∇ and the "shooting" method, solutions were obtained for bare tungsten and bare cesium. The cesium solutions are compared in Figure 1 with Lang and Kohn's results [4] (interpolated) obtained from a Hartree-Fock type of calculation which essentially treats the kinetic energy exactly rather than through E_∇; and with Smith's results [3] obtained by a direct variational calculation from (I). It was encouraging that our solution predicted Friedel oscillations as in Lang-Kohn. Interestingly, our electrostatic contribution $-\varphi(-\infty)$ to φ_e was negative yielding φ_e = 2.24 eV in comparison to Lang-Kohn's 2.49 eV and Smith's 2.64 eV. The electrostatic contribution to φ_e is relatively small in comparison to the separation energy S = 2.39 eV. For bare tungsten, all three approaches yield very similar solutions. A positive dipole layer, $-\varphi(-\infty)$, is necessary since S(= -7.51 eV) is negative. Our $-\varphi(-\infty)$ = 10.7 eV in comparison to 11.4 eV for the other authors.

In Figure 2, the bare tungsten solution $n_W(z)$ is shown and for comparison the solution n_{Cs-W} for an adsorbed layer, 5.1 atomic units thick ($\theta \simeq 0.57$). More informatively, the incremental density $n_{Cs-[W]} = n_{Cs-W} - n_W$ is compared in Figure 3 with the pure cesium film density n_{Cs} (same thickness; no substrate). The potential change across the film in Figure 3 is just the work function decrease due to the adsorbed layer. This potential change is also 4π times the dipole moment. Since the pure cesium film has no dipole moment, the work function change can be associated with the charge displacement $n_{Cs-[W]} - n_{Cs}$, shown in Figure 4. For comparison with Figure 3, results for a cesium film thickness 7.33 a.u. are shown in Figure 5. Comparison with the corresponding pure cesium film solution shows that the electron density displacement takes place near the tungsten which is the origin of the polarizing force. Thus, the displacement at wider thicknesses is better viewed as a local displacement of the character of Figure 4 than as a largely global translation as in Figure 3. This discussion suggests a return to a direct variation approach

with $n_{W-Cs} = n_W + n_{Cs}$ (film) + $\delta n(\lambda)$. The cesium film solutions are relatively easy to obtain, and δn of the form in Figure 4 is easy to parameterize. The limit for $\delta n(\lambda)$ for thick films is obtainable from the bimetallic junction solution. This variational approach should also be physically interpretable, and the work function minimum interpretable in terms of a polarization maximum. It is interesting to note that already our results indicate a shallow work function minimum since for d = 0, 5.10, 7.33, and ∞ we obtain work functions φ_{W-Cs} = 3.18, 2.18, 2.23 and 2.24 eV.

WORK FUNCTION THEORY FOR Cs-O-[W]

INTRODUCTION

Cesium is conventionally used to control both emitter and collector work functions. The addition of oxygen can have beneficial effects for both electrodes: lower cesium pressures to maintain the emitter work functions, and lower collector work functions than with cesium alone. Both these possibilities are indicated in Figure 6 from the work of Alleau and Bacal [8]. The conditions in Figure 6 are not those appropriate to a practical thermionic converter which would operate at higher cesium pressures. A statistical mechanical model [9] has been developed to explain the major trends in Figure 6 to allow extrapolation to higher cesium pressures.

PHYSICAL INTERPRETATION ASSUMED FOR MODEL

Examination of Figure 6 shows an envelope for curves 2-6 which is parallel to curve 1 or the φ_O - 4.5 eV bare work function curve. The envelope is assumed to arise from cesium adsorption on an "invarient" WO surface with a 6.0 eV "bare" work function, φ_O to form WO-Cs. This adsorbed cesium is assumed to be the predominant site for additional oxygen adsorption in the form CsO with zero dipole moment. Thus the initial work function decrease with decreasing substrate temperature for fixed arrival rates is followed by a transition to increasing work function associated with a WO-CsO structure. This work function increase would continue in the present model until the work function is back at 6.0 eV. The final decrease to very low work functions is attributed to a second layer of cesium with the final structure, WO-Cs-O-Cs. This final structure is expected to be closely

related to that of the negative affinity photoemitter [10]. This final low work function structure is not included in our present model.

DEPARTURE RATES, COVERAGES AND WORK FUNCTION CHANGES

The statistical mechanical model is very similar to that used in previous work [1] on W-Cs with the following changes. Adsorbed cesium is considered as an adion increasingly neutralized with coverage by metallic electrons. There are thus no adatoms and for our purposes a description in terms of a polarizable adion is sufficient. The work function change $\Delta\varphi$ is approximated by

$$\Delta\varphi = 10.8 \frac{\theta - \theta_O}{1 + 2(\theta - \theta_O)} \tag{5}$$

where $\theta = N_{Cs}(s)/N_1$; $\theta_O = N_O(s)/N_1$; N_1 = adsorbed cesium number $N_{Cs}(s)$ at a monolayer. Equation (1) fits the Langmuir-Taylor data for $\theta \leq 0.5$ and $\theta_O = 0$. Use of the Langmuir Surface Phase postulate leads to the (atomic) oxygen and cesium departure rates ν_O and ν_{Cs}

$$\nu_{Cs} = A_{Cs} \frac{\theta - \theta_O}{1 - \theta} \exp\left[-\frac{E_{Cs}^{o} - (1 - f)\Delta\varphi}{kT}\right] \tag{6}$$

$$\nu_O = A_O \frac{\theta_O}{\theta - \theta_O} \exp\left[-\frac{E_O^{o} + (1 - f)\Delta\varphi}{kT}\right] \tag{7}$$

where $E^{o}_{Cs} = \varphi_{io} + \varphi_O - I = 4.13 \cong 4.0$ eV in calculations; $\varphi_i = \varphi_{io} + f\Delta\varphi$; φ_i is energy of ionic adsorption; $1 - f = 0.188 + 0.178(\theta - \theta_O)$ is assumed as found for W-Cs [1]; E^{o}_{O} is the oxygen adsorption energy at a cesium site; $A_{Cs} = 2f_{Cs}\sigma_O = 3.56 \times 10^{27}$ with f_{Cs} being an effective normal vibration frequency and σ_O, the monolayer cesium density; $A_O = 10\pi M_O f^3{}_O/kT$ with M_O, the oxygen mass and f_O an effective vibration frequency. It is assumed that sticking factors in A_O would cancel in coverage calculation. Exponential terms in $\theta/1 - \theta$ have been dropped for simplicity.

The determination of coverages θ and θ_O and work function change $\Delta\varphi$ is now reduced to equating these departure rates in (6) and (7) to the given arrival rates μ^a_{Cs} and μ^a_O and solving for θ, θ_O and $\Delta\varphi$. The equations were algebraically manipulated and finally computer solved. Work function results with $E^{o}_{O} = 1$ eV are shown in Figure 7. The curves labeled alphabetically correspond to fixed oxygen arrival rates changing by factors of 10.

Curve A has the highest oxygen arrival rate and the greatest effect. Curve D has $(A_{Cs}/\mu^a_{Cs})(A_O/\mu^a_O) = 3.98 \times 10^{14}$ with $\mu^a_{Cs} = 3 \times 10^{17}$. It is seen that at the lower temperatures the results are independent of μ^a_{Cs} for fixed μ^a_O. By contrast, at the higher temperatures the results are independent of μ^a_O for fixed μ^a_{Cs}, the results being those for zero μ^a_O but with φ_O = 6.0 eV. Thus at the high temperatures, CsO is not formed. At the lower temperatures, the cesium coverage θ is very close to unity and the work function change is due to the negating of the Cs dipole moment on formation of CsO. Those assertions are clearly seen in Figure 8 which also shows the transition coverage changes. The transition region is narrow of the order of 100°K as seen in Figure 7. The low temperature regions of Figures 7 and 8 can be obtained with $\theta = 1$ in (7).

COMPARISON WITH ALLEAU-BACAL DATA AND EXTRAPOLATION TO HIGHER CESIUM PRESSURES

To compare the theoretical results of Figure 7 with those of Alleau and Bacal in Figure 6, note that the bare work function is 6 eV in Figure 7. Thus $\Delta\varphi = 2$ eV implies $\varphi = 6 - \Delta\varphi = 4$ eV. The experimental data corresponds to $\mu^a_{Cs} \cong 3 \times 10^{15}$ and $T_r = 335$ K. Qualitatively, the variations of φ with substrate temperature T and oxygen arrival rate $\mu^a_O \sim P_O$ are very similar. With decreasing T, φ decreases along the cesium only asymptote; φ reaches a minimum value that depends on the oxygen arrival rate; and then after a transition region φ increases. This increase terminates with a final decrease to very low work functions, which is associated with WO-Cs-O-Cs but not included in the present model.

The lowest work function attainable before the transition in Figure 7 is 6 - 3.60 = 2.40 eV whereas the Alleau-Bacal data yield $\varphi = 1.40$ for curve 2. This difference might be associated with Eq. (1) where results for W-Cs rather than WO-Cs were used. A change of the polarizability coefficient from 2 to 1.35 in (1) would yield better agreement. On the other hand, curve 2 in Figure 6 may be due to new effects associated with the low temperature. A plot of log P_{O_2} vs 1/T is roughly a straight line if curve 2 is omitted. In the present model, the slope of this line is $E^o_O + E^o_{Cs}$. By contrast, a plot of the transition work function φ_t (i.e., the minimum for decreasing T) versus log P_{O_2} is linear for curves 2-6. The slope corresponds to 0.54 eV per pressure decade change. The theoretical slope is not

constant but decreases in magnitude at the lower work functions as can be seen in Figure 7.

The semi-quantitative agreement obtained so far is perhaps the best expected without greater effort in choosing the theoretical parameters and possibly inclusion of the exp (θ/1 - θ) terms. The model has suggested a physical mechanism for the transition work function minimum in terms of the formation of WO-Cs-O. The model suggested the existence of a region where the work function changes with oxygen coverage independent of cesium pressure. This region where essentially a cesium monolayer exists has not been observed experimentally. Its experimental verification would add greatly to the credence of the model, to the fitting of the model to experiment and to its extrapolation to higher pressures.

REFERENCES

[1] RASOR, N. S. and WARNER, C, Jour. App. Phys., 35, 2589 (1964); also Atomics International reports AI-6799 and AI-64-20.

[2] MACRAE, A. U. et al., Surf. Sci., 15, 483 (1969).

[3] SMITH, J. R., Phys. Rev., 181, 522 (1969).

[4] LANG, N. D., Solid State Comm., 7, 1047 (1969); LANG, N. D. and KOHN, W., Phys. Rev., B, 1, 4555 (1970).

[5] LANG, N. D. and KOHN, W., Phys. Rev., B, 3, 1215 (1971).

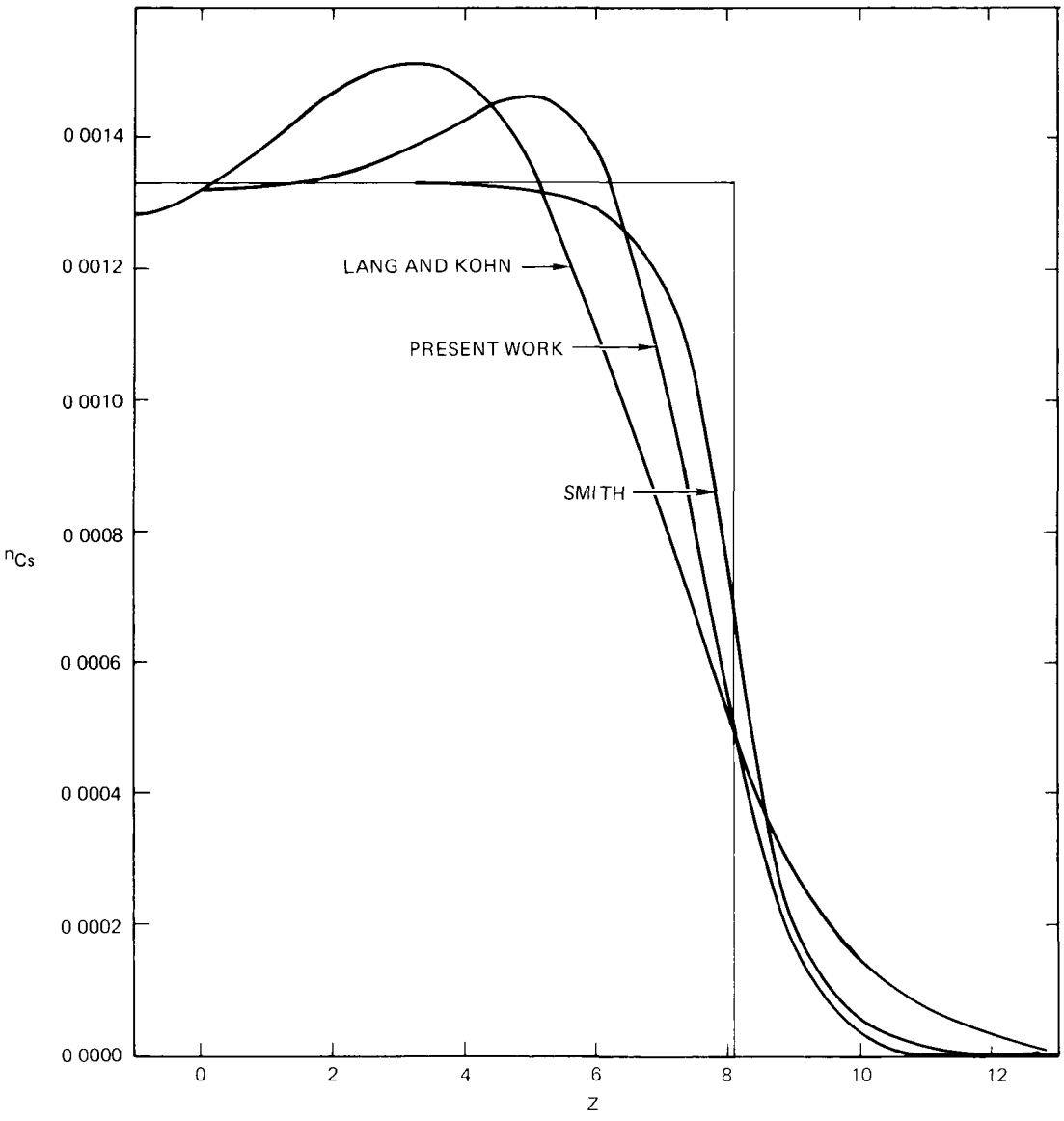
[6] HOHENBERG, P. and KOHN, W., Phys. Rev., 136, B864 (1964).

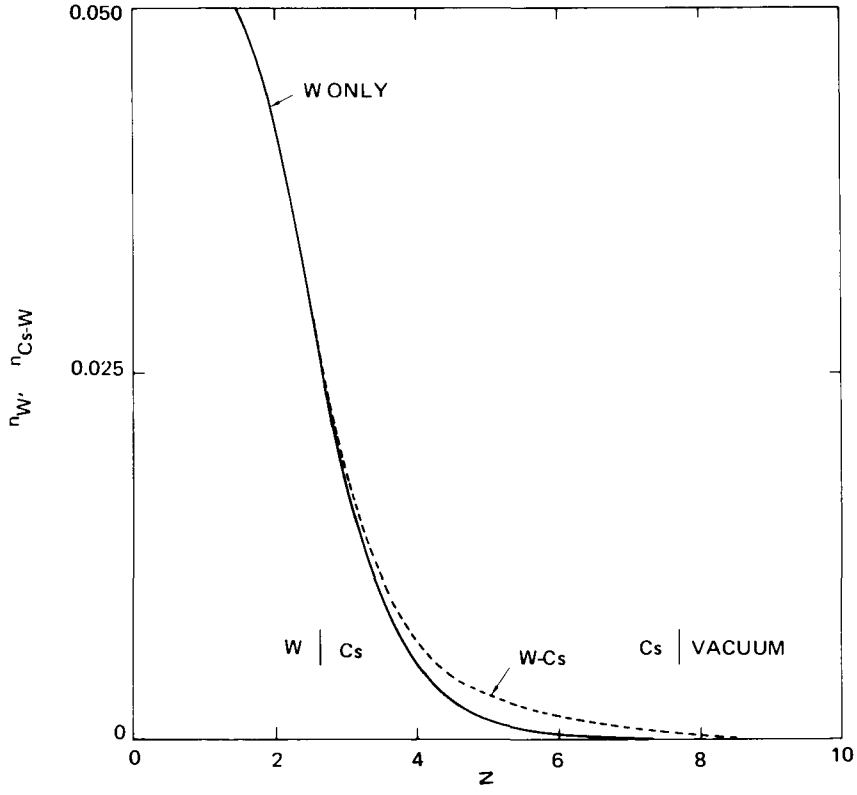
[7] LANG, N. D., Phys. Rev., B, 4, 4234 (1971).

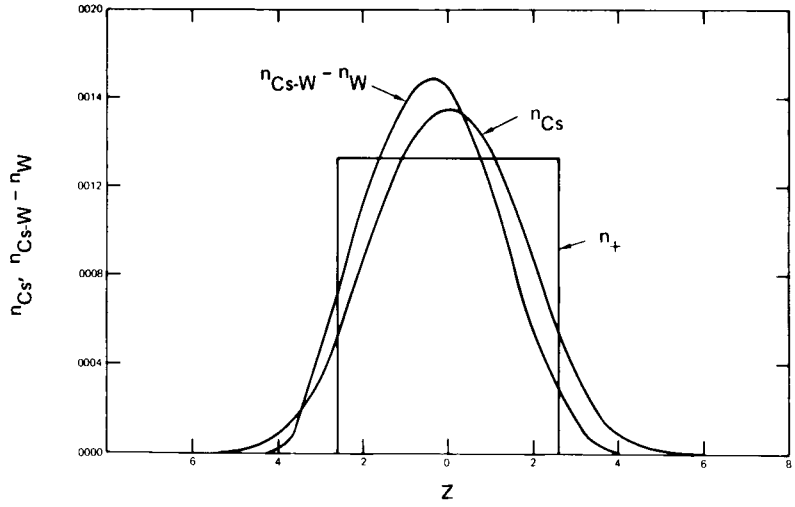
[8] ALLEAU, T. and BACAL, M., IEEE Conf. Proc. of 1970 TCSC (Miami) p. 434.

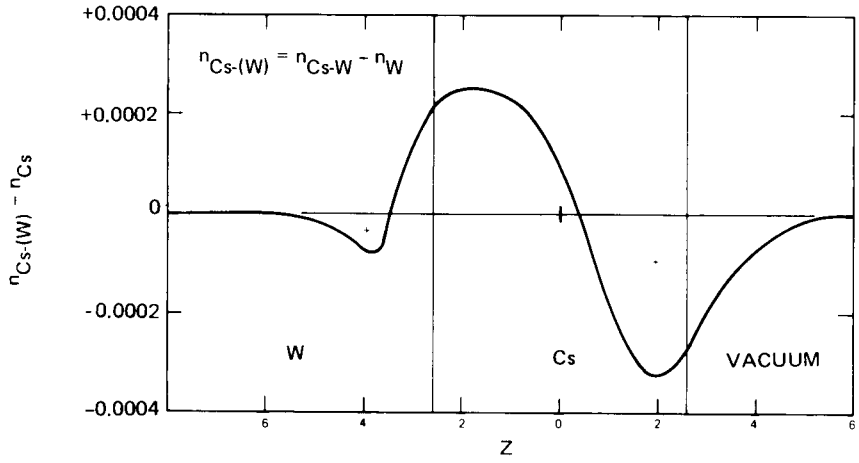
[9] WARNER, C., 1971 Thermionic Conversion Specialists Conference, p. 170, San Diego, California.

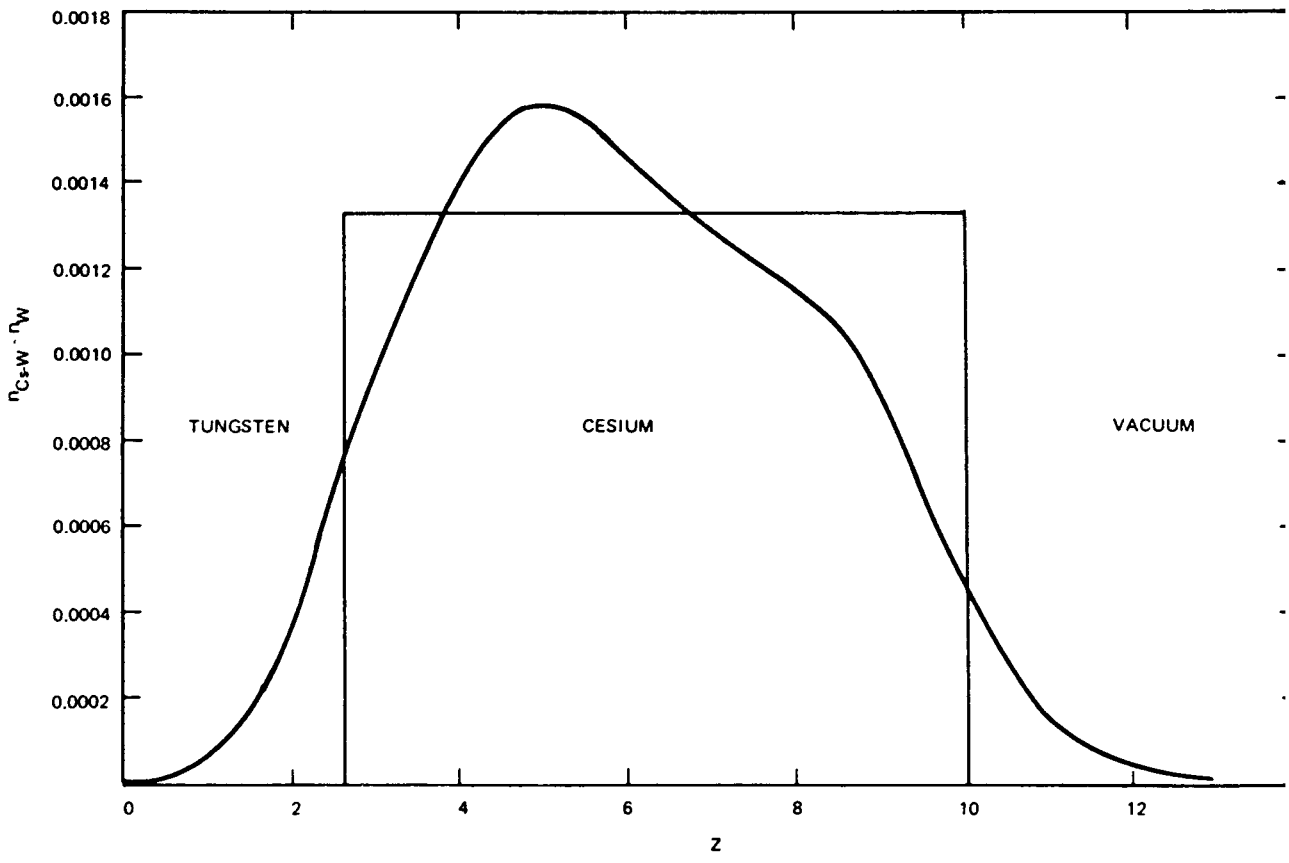
[10] SOMMERS, A. H., WHITAKER, H. H. and WILLIAMS, B. F., Appl. Phys. Let., 17, 273 (1970).

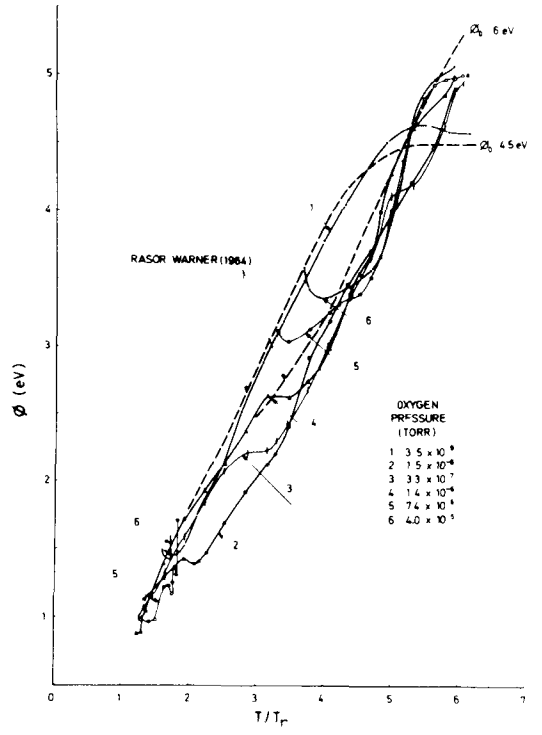

0 0014
0 0012
0 0010
0 0008
0 0006
0 0004
0 0002
0 0000
n_{Cs}
LANG AND KOHN
PRESENT WORK
SMITH
0
2
4
6
8
10
12
Z

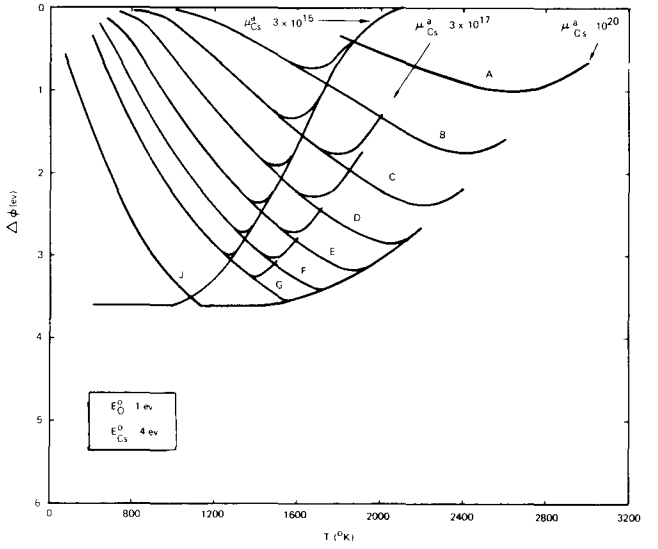

0.050
0.025
0
n_W, $n_{Cs\text{-}W}$
W ONLY
W | Cs
W-Cs
Cs | VACUUM
0
2
4
6
8
10
Z


$n_{Cs-W} - n_W$
n_{Cs}
n_+
n_{Cs}, $n_{Cs-W} - n_W$
Z


$n_{Cs-(W)} = n_{Cs-W} - n_W$
$n_{Cs-(W)} - n_{Cs}$
W
Cs
VACUUM
Z


$n_{Cs-W} - n_W$
TUNGSTEN
CESIUM
VACUUM
Z


RASOR WARNER (1964)
OXYGEN PRESSURE (TORR)
1 3.5 x 10⁻⁹
2 1.5 x 10⁻⁸
3 3.3 x 10⁻⁷
4 1.4 x 10⁻⁶
5 7.4 x 10⁻⁶
6 4.0 x 10⁻⁵
Ø (eV)
T/T_F


A
B
C
D
E
F
G
J
T (°K)

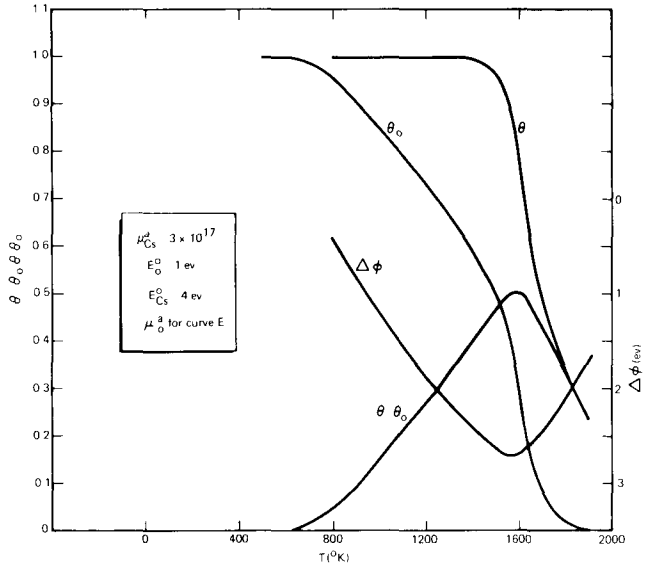

T (°K)

FIGURE TITLES

Figure 1. Electron densities $n_{Cs}(z)$ for semi-infinite cesium.

Figure 2. Electron densities for bare tungsten and for tungsten with cesium layer of thickness 5.1 Bohr radii ($\theta \simeq 0.57$).

Figure 3. Comparison of incremental electron density $n_{Cs-[W]} = n_{Cs-W} - n_W$ with that for cesium film.

Figure 4. Charge displacement $n_{Cs-[W]} - n_{Cs}$(film) from Figure 3.

Figure 5. Incremental electron density $n_{Cs-[W]}$ for cesium film thickness 7.33 Bohr radii.

Figure 6. Work function vs Emitter Temperature (cesium reservoir temperature T_r = 335 K) for various oxygen pressures as determined by Alleau and Bacal.

Figure 7. Work function change $\Delta\varphi$ vs substrate temperature T for various μ^a_{Cs} and oxygen arrival rates alphabetically labeled to change by factors of 10.

Figure 8. Cesium coverage θ, oxygen coverage θ_O, coverage with non-zero dipole moment $\theta - \theta_O$, and $\Delta\phi$ vs T.

D I S C U S S I O N

B. DEVIN: I wonder whether you could comment briefly on the concept of a negative electron affinity photoemitter.

C. WARNER: Yes, I have referred to this photoemitter in my paper. One of the most interesting things about it, I find, is tha according to the latest results we seem to have not a bulk layer o Cs_2O semiconductor on the surface but rather a monolayer of Cs_2O. But a lot of work remains to be done in this area.

Work Functions, Thermal Stability and Atomic Structure of Electropositive Films Adsorbed on Metallic Monocrystals

By Yu. S. Vedula, Yu. M. Konoplev, V.K. Medvedev, A.G. Naumovets, T.P. Smereka, A.G. Fedorus
Physical Institute of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Kiev, SSSR

sing a contact potential difference method, the work functions f a series of faces of tungsten, molybdenum, and niobium monorystals covered by films of electropositive elements (cesium, odium, lithium, and barium) have been investigated. The thermal tability of the adsorbed layers was also studied. From the adorption isobars, the dependences of heat of adsorption on the urface concentration of the adsorbed atoms was calculated. The tomic structure of adsorbed films of different densities and the emperature dependence of the adatom configuration have been inestigated by thermal electron diffraction techniques. In formaion regarding the electron-adsorption properties of binary (cesiumarium and lithium-barium) films was also obtained.

he fundamental conclusions obtained from these experiment are:

) The atomic structure of the adsorbent strongly influences the dependences of the work function and the heat of adsorption on the surface concentration of the adatoms. The adsorption characteristics of the faces of a given crystal are strongly dependent upon the atomic radius of the adsorbed element and its outer electron shell structure. When searching for systems with optimal properties, the correct selection of the crystallographic orientation of the supporter is often as important as its chemical nature.

) An exact correspondence was found between structural variations of adsorbed films at coverage variations and concentrational dependences of the work function and the heat of adsorption. This indicates an essential change of the electronic state of the adatoms at these points.

3) For some of the systems investigated (i.e., for barium on the faces (11o) and (1oo) of niobium and on the face (1oo) of tungsten) an irreversible change takes place in the work function after annealing of the films. This fact, besides other experimental results leads us to suppose that in such cases adsorption shows a reconstructive character.

РАБОТА ВЫХОДА, ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ И АТОМНАЯ СТРУКТУРА АДСОРБИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ПЛЕНОК НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

Ю.С.Ведула, Ю.М.Коноплев, В.К.Медведев, А.Г.Наумовец, Т.П.Смерека, А.Г.Федорус

Институт физики Академии Наук Украинской ССР

Киев, СССР

В настоящем докладе приводятся экспериментальные данные о влиянии свойств подложки на работу выхода и термическую устойчивость ряда систем типа грань монокристалла тугоплавкого металла–пленка электроположительного элемента.

Методика

Для измерения работы выхода использован метод контактной разности потенциалов в варианте Андерсона. Теплота адсорбции рассчитывалась по изобарам адсорбции на основе теории абсолютных скоростей реакций. Структура адсорбированных пленок исследовалась методом дифракции медленных электронов.

Разориентировка поверхностей относительно заданных кристаллографических плоскостей не превышала 20 угловых минут. Кристаллы подвергались тщательному обезгаживанию и очистке от примеси углерода. В процессе напыления адсорбированных пленок вакуум в приборах по активным компонентам остаточных

газов был не хуже 10^{-11} тор. Остальные методические подробности описаны в наших работах [1-3].

Результаты экспериментов

Основной задачей работы было проведение сравнительного исследования адсорбции на разных гранях одного кристалла и на однотипных гранях разных кристаллов.

На рис.1 и 2 показаны зависимости работы выхода основных граней вольфрама от концентрации адсорбированных на них атомов цезия и концентрационные зависимости теплоты адсорбции цезия. Полученные нами данные для граней (112) и (111) представлены здесь впервые, а для граней (110) и (100) они воспроизведены из наших работ [1,3] с целью сравнения. Можно констатировать, что минимальные величины работы выхода для разных граней отличаются не сильно (они лежат в пределах 1,5-1,6 эв), однако оптимальные концентрации и начальные дипольные моменты адатомов существенно различны. Вследствие различия теплот адсорбции температуры, при которых в заданном потоке атомов цезия устанавливаются динамически равновесные минимальные значения работы выхода, отличаются для разных граней на 20-25%.

Адсорбционные характеристики бария на гранях вольфрама различаются еще более сильно (рис.3,4). Следует подчеркнуть, что,в общем, не существует какой-либо простой корреляции между работой выхода чистой подложки и минимальной работой выхода, а также начальными значениями теплоты адсорбции и дипольного момента адатома. Это едва ли можно считать неожиданным, поскольку указанные величины должны зависеть не только от заряда адатомов, но и от геометрии адсорбционных центров, соотношения размеров атомов адсорбата и подложки, взаимного расположения адатомов на поверхности.

Сравним теперь адсорбционные свойства подложек, имеющих различную химическую природу, но достаточно близкую атомную структуру. На рис.5 представлены зависимости работы выхода плотноупакованных граней (110) трех переходных металлов с объемоцентрированной кубической решеткой -ниобия, молибде-

на и вольфрама – от степени покрытия их барием. Полученные кривые имеют практически одинаковую форму – все они характеризуются наличием глубокого минимума и плоского максимума.

Сопоставление рис.3 и 5 убеждает в том, что зависимости $\varphi(n)$ для разных граней одного кристалла отличаются значительно сильнее, чем для однотипных граней разных кристаллов. То же относится и к теплоте адсорбции; оказывается, например, что концентрационные зависимости теплоты адсорбции бария на гранях (II0) вольфрама и молибдена почти неотличимы (рис.6). Аналогичные данные получены и для смешанных цезиево-бариевых и литиево-бариевых пленок.

Из приведенных результатов можно сделать вывод о том, что форма кривых работы выхода и теплоты адсорбции в весьма сильной степени зависит от атомной структуры подложки. Это обусловлено, в первую очередь, тем, что подложка существенным образом определяет последовательность структурных состояний, через которые по мере роста покрытия проходит адсорбированная пленка.

Связь изменений работы выхода с изменениями структуры адсорбированной пленки может быть весьма наглядно проиллюстрирована результатами, полученными для системы литий– грань (II2) вольфрама (рис.7). В широком интервале покрытий структуры пленки лития согласованы с поверхностной решеткой подложки, которая характеризуется существенно анизотропным рельефом. Первый и второй изломы на кривой работы выхода соответствуют образованию структур p(Ix2) и p(IxI) в первом слое атомов лития, а минимум работы выхода – структуре $P(Ix\frac{4}{3})$ второго слоя адатомов.

Наличие корреляции между структурными изменениями в пленках и особенностями на концентрационных зависимостях работы выхода и теплоты адсорбции установлено и в ряде других случаев (см.,например, [2,4,5]). Несмотря на то, что для большинства систем рассматриваемого типа дальний порядок в расположении адатомов довольно легко нарушается, специфичность адсорбционных характеристик имеет место и при высоких температурах, поскольку сохраняется навязываемый подложкой ближний

порядок.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что теплота адсорбции на грани (II2) вольфрама, имеющей характерную желобковую структуру (рис.7), уменьшается при возрастании покрытия на начальном участке медленнее, чем на других гранях. Это установлено, в частности, для цезия (рис. 2), бария (рис. 4), натрия [6] и лития. Исследование структуры пленок лития показало, что взаимодействие между адатомами лития на этой грани существенно анизотропно. Оно носит отталкивательный характер вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}1]$ и притягивательный вдоль направления $[1\bar{1}0]$. Возможно, что в той или иной мере анизотропия взаимодействия на этой поверхности имеет место и для других адсорбатов. Этим и может объясняться более медленное уменьшение теплоты адсорбции на грани (II2), чем на других гранях, на которых взаимодействие адатомов сравнительно изотропно и является отталкивательным [2,4] . Отметим, что Герлах и Родин [7] , исследовавшие адсорбцию натрия на гранях никеля, также обнаружили наиболее медленное уменьшение теплоты адсорбции с ростом покрытия на грани с желобковой структурой - а именно на грани (II0).

Для некоторых адсорбционных систем рассматриваемого типа наблюдается сильное влияние температуры подложки на форму концентрационных зависимостей работы выхода. Примером могут служить системы Ba–W(I00) и Ba–Nb(I00) [3], а также Ba–Nb(II0). Причиной существенных необратимых изменений работы выхода, происходящих при повышении температуры, является, по-видимому, активированная реконструкция поверхности. Этот процесс весьма чувствителен к структуре подложки. Так, отжиг пленок бария, адсорбированных на другой грани вольфрама – (II0) – приводит лишь к незначительному изменению работы выхода $\sim$0,I эв. Эти результаты полностью согласуются с данными Франка и Шмидта [8] , которые в автоионном микроскопе наблюдали реконструкцию W при адсорбции бария.

Заключение

Приведенные результаты иллюстрируют зависимость адсорбционных характеристик от свойств подложки и, в частности, от ее атомной структуры. Большое разнообразие этих характеристик обусловлено спецификой межатомного взаимодействия на различных подложках и связанным с этим различием структуры адсорбированных пленок и электронного состояния адатомов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I В.М.Гаврилюк, Ю.С.Ведула, А.Г.Наумовец, А.Г.Федорус, ФТТ 9 4 (I967) II26.

2 В.К.Медведев, А.Г.Наумовец, А.Г.Федорус, ФТТ I2 2 (I970) 375.

3 Ю.М.Коноплев, А.Г.Наумовец, А.Г.Федорус, ФТТ I4 2 (I972) 326.

4 A.G.Fedorus, A.G.Naumovets, Surface Sci.,21 2 (1970) 426.

5 J.H.Pollard, Surface Sci.,20 2 (1970) 269.

6 E.V.Klimenko, A.G.Naumovets, Surface Sci.,14 1 (1969) 141.

7 R.L.Gerlach, T.N.Rhodin, Surface Sci.,19 2 (1970) 403.

8 C.W.Frank, L.D.Schmidt, Surface Sci.,10 2 (1968) 275.

Подрисуночные надписи

Рис.I. Зависимости работы выхода граней кристалла вольфрама от поверхностной концентрации атомов цезия. I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4- (II2). Температура кристалла 77 ^{o}К.

Рис.2. Теплоты адсорбции цезия на гранях вольфрама в зависимости от поверхностной концентрации. I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4- (II2).

Рис.3. Зависимости работы выхода граней кристалла вольфрама от концентрации адатомов бария. I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4- (II2). Т=300 ^{o}К.

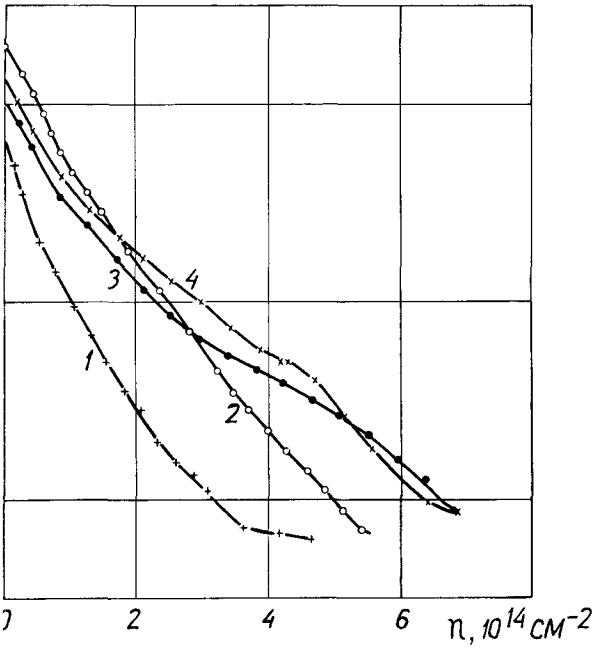
Рис.4. Концентрационные зависимости теплоты адсорбции бария на гранях вольфрама. I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4- (II2).

Рис.5. Работа выхода граней (II0) кристаллов ниобия (I), молибдена (2) и вольфрама (3), в зависимости от степени покрытия их барием. Принято, что θ =I в максимуме работы выхода. Т=300 ^{o}К.

Рис.6. Концентрационные зависимости теплоты адсорбции бария на гранях (II0) вольфрама (I) и молибдена (2).

Рис.7. Модель структуры грани (II2) вольфрама и зависимость работы выхода этой грани от концентрации атомов лития. Отмечены моменты образования основных структур пленки.

.I. Зависимости работы выхода граней кристалла вольфрама поверхностной концентрации атомов цезия. I- (I00), (II0), 3- (III), 4- (II2). Температура кристалла 77°К.



ис.2. Теплоты адсорбции цезия на гранях вольфрама в зависимости от поверхностной концентрации.
I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4-(II2).

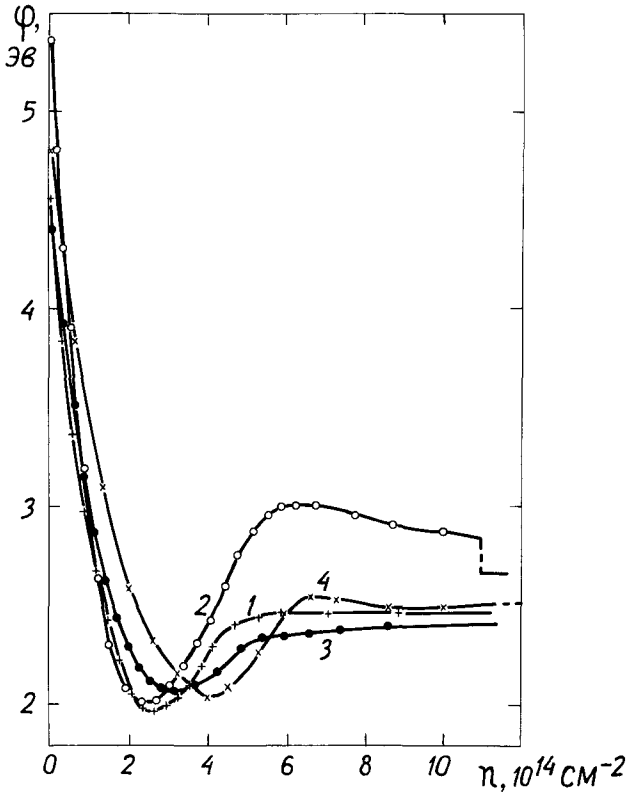


Рис.3. Зависимости работы выхода граней кристалла вольфрама от концентрации адатомов бария.
I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4- (II2). T=300°К.

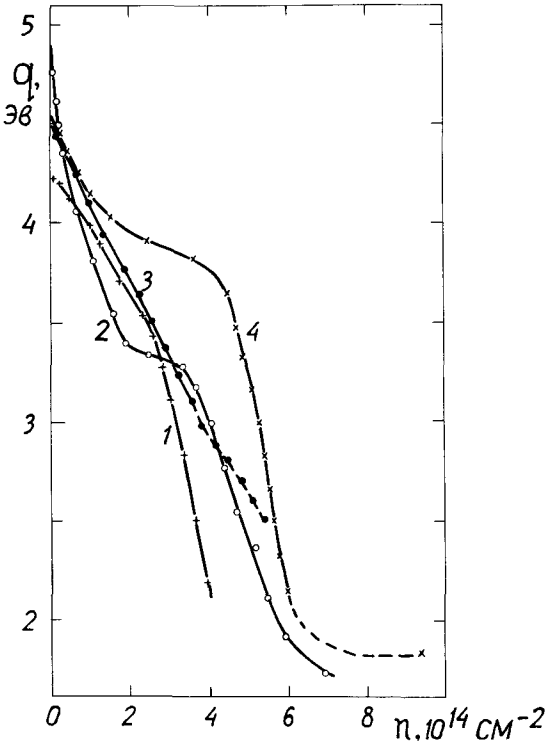


Рис.4. Концентрационные зависимости теплоты адсорбции бария на гранях вольфрама.
I- (I00), 2- (II0), 3- (III), 4-(II2).

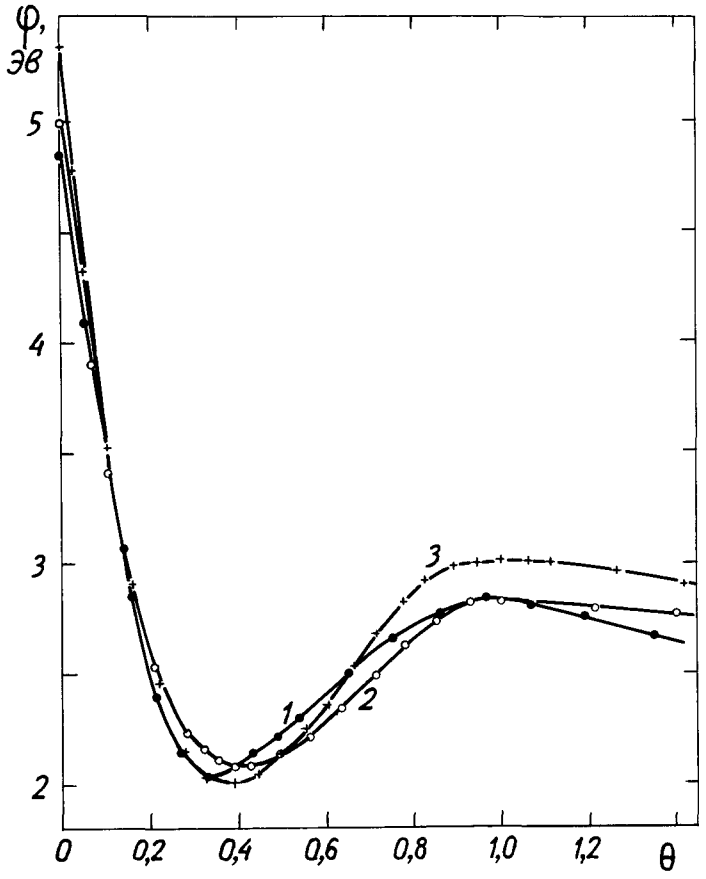


Рис.5. Работа выхода граней (II0) кристаллов ниобия (I), молибдена (2) и вольфрама (3), в зависимости от степени покрытия их барием. Принято, что θ =I в максимуме работы выхода. T = 300°K.

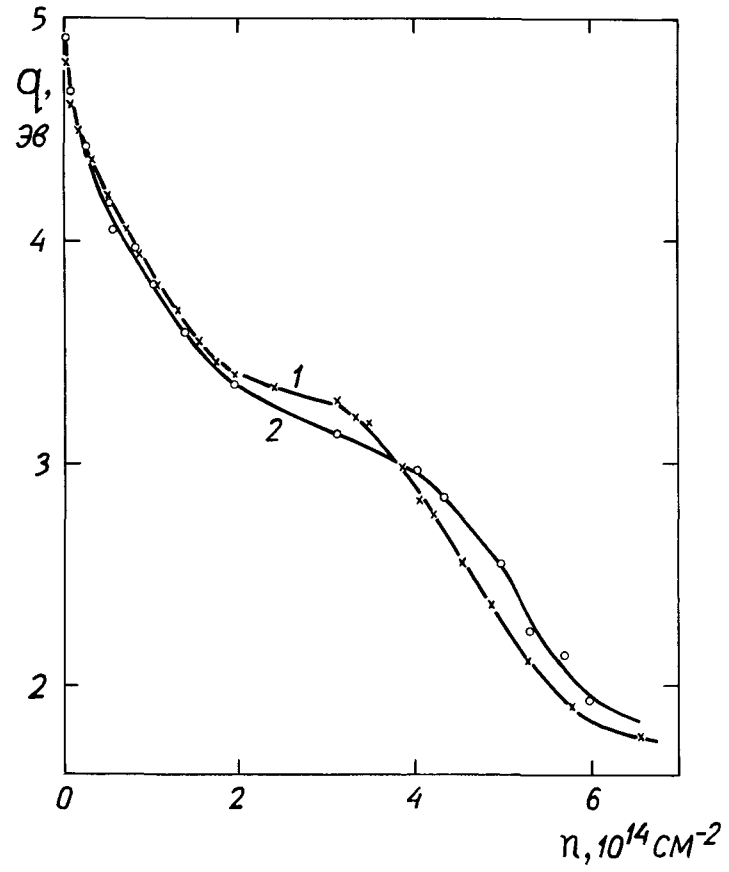


Рис.6. Концентрационные зависимости теплоты адсорбции бария на гранях (II0) вольфрама (I) и молибдена (2).

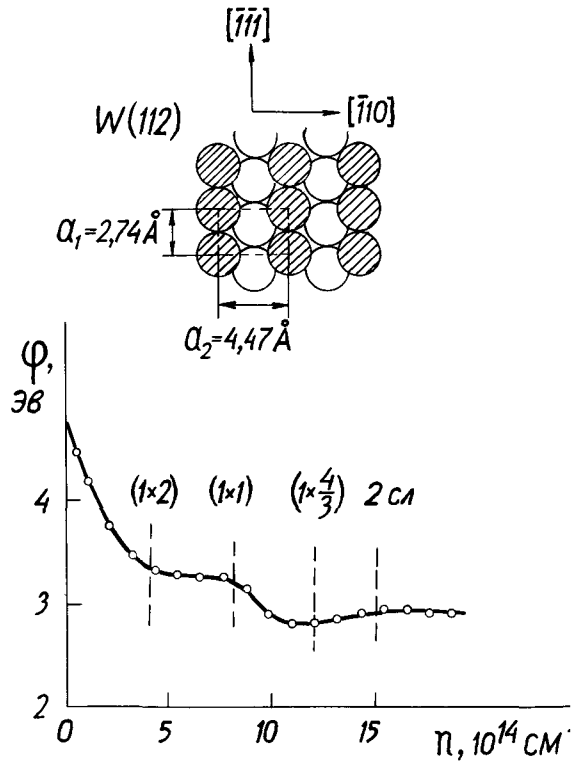


Рис.7. Модель структуры грани (II2) вольфрама и мость работы выхода этой грани от концент атомов лития. Отмечены моменты образовани ных структур пленки.

PLASMA IMMERSION PROBE MEASUREMENTS OF ELECTRON WORK FUNCTION

J. Herion and H. Wagner

Institut für Technische Physik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 517 Jülich, Postfach 365

REVISED ABSTRACT

An improved plasma immersion probe device for measuring work functions in a gas atmosphere is described which avoids some problems encountered with the plasma immersion probe technique: 1. the problem of measuring the probe temperature especially at low temperatures, 2. the nonuniform temperature profile along the probe wires, 3. the potential drop over the probe due to the heating current, and 4. the overall temperature drop due to electron emission cooling or swithing off the heating current.

The device was tested with a W and a Re probe in a Cs atmosphere. The work function of a Os coated W probe in Cs was determined as function of the probe temperature. A work function minimum of 1,64 eV was obtained at a ratio of probe temperature over Cs bath temperature of 2,2.

ABSTRACT

An improved plasma immersion probe device for measuring work functions in a gas atmosphere is described which avoids some problems encountered with the plasma immersion probe technique: 1. the problem of measuring the probe temperature especially at low temperatures, 2. the nonuniform temperature profile along the probe wires, 3. the potential drop over the probe due to the heating current, and 4. the overall temperature drop due to electron emission cooling or switching off the heating current.

The device was tested with a W and a Re probe in a Cs atmosphere. The work function of a Os coated W probe in Cs was determined as function of the probe temperature. A work function minimum of 1,64 eV was obtained at a ratio of probe temperature over Cs bath temperature of 2,2.

INTRODUCTION

The plasma immersion probe technique as devised by Marchuk [1] and improved by Houston [2] and others [3-5] offers a direct way of determining work functions of polycrystalline wires in a surrounding gas atmosphere. In the present investigation this method was further improved by a proper temperature measurement of the active part of the probe wire and a pulse technique for the electrical circuit.

Houston [2] and Wilson [6] have measured the work function of Os in Cs vapor. These authors observed lower work function minima at lower Cs pressure for Os as compared with common refractory metals. Because of the importance of these results with regard to the application to thermionic diodes and in view of a recently developed technique [7] for producing Os coatings by a chemical vapor deposition process we have studied the work function of these CVD Os coatings in

's vapor. For comparison the work function of a W and a Re
›robe were investigated under identical experimental condi-
,ions.

EXPERIMENTAL SETUP

The device consists of a commercial stainless steel UHV
›ystem and a glass measuring tube flanged to it (Fig. 1). The
s bath and the pumping system can be separated from the tube
›y means of bakeable valves with stainless steel seals. A small
on pump is connected to the Cs bath via an inclined tube pas-
›ung through a cooling coil. This arrangement was chosen to
eep the background pressure during operation as low as possible.
'he pressure in the ion pump was $3 \cdot 10^{-6}$ torr that corresponds
o the vapor pressure of Cs at room temperature. The Cs vapor
ondenses at the cold wall inside the cooling coil and flows
›ack to the Cs bath.

The plasma immersion tube constructed from Schott 8243
lass has an inner diameter of 65 mm and an overall length
f 330 mm. A tungsten coil is used as cathode, the anode is
nickel disc having a diameter of 25 mm. The discharge elec-
rodes are 200 mm apart.

Three probes are arranged with their active parts in the
ube axis and also in the viewing field of a window in the side
all. The probes consist of a Re wire (obtained from Degussa)
f 96 µm diameter, a 119 µm W wire (obtained from Osram) and a
19 µm W wire coated with a 2 µm chemical vapor deposited Os
ayer [7]. Fig. 2 shows the construction of the probes. Be-
ides direct Joule heating of the probe wire an additional
eating circuit for the Al_2O_3 insulating tubes is provided.
urthermore, 14 µm Mo wires are used with the W and Re probe
o measure the resistance of the emitting part of the probe
ire. The Al_2O_3 tubes have a purity of 99,5 %, four cappilla-
ies and a diameter of 1,2 mm. The additional heating wire is
onnected electrically with a guardring electrode that pro-

tects the lead-throughs from leakage currents. The measuring tube together with the upper part of the vacuum system is placed in a resistance heated oven equipped with windows to enable pyrometric measurements.

Fig. 3 shows the electrical circuit used for emission current versus probe temperature measurements. When the cathode is heated and a voltage is applied between the main electrodes a discharge develops in the Cs vapor i.e. a plasma is produced which can carry a current between the probe and the anode. The probe is heated by DC. This heating current is switched off by mercury relays at the beginning of the measuring time to avoid problems associated with the voltage drop over the probe wire due to the heating current. Milliseconds later the measuring circuit is switched on and a saw-tooth shaped voltage sweep of $\pm$ 5 V with respect to the floating potential of the unheated probe is applied. The peak to peak time interval is 4 ms. The voltage drop over the measuring resistor R is amplified and recorded by a transient recorder followed by a Y(t)-plotter. It was checked that during the time intervals mentioned above no appreciable decrease in the probe temperature occurs.

The probe temperature can be obtained from the resistance between the center and one end of the emitting part of the wire. The method is particularly useful at low temperatures where no pyrometric measurements are possible and avoids questionable extrapolation methods. Attempts were made to measure the thermovoltage between the middle and one end of the probe. This attempt was not successful, but the reason for measuring the resistance of only half the emitting part of the probe.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

The UHV system was processed in the usual way: cleaning of the components in a ultra sonic bath, assembling, leak-

testing and baking. The residual pressure in the measuring tube was then about 10^{-8} torr. Cs of purity 4 N obtained from Electronic Space Products, Inc. was now introduced into the Cs bath, the valve to the measuring tube being closed. After outgassing the probes, closing the valve to the main ion pump and opening the valve to the Cs bath the device was ready for operation.

The oven was now brought to a temperature slightly higher than the Cs bath temperature. When the temperature regulations had stabilized, the discharge was ignited. Volt-ampere characteristics were taken at time intervals of about 4 minutes to allow for probe temperature stabilization. Electron emission currents for probe potentials more negative than the floating potential were determined from the difference between the saturation currents measured for the hot probe and the cold probe, respectively. Probe geometries were obtained from photographs of the mounted probes and micrometer measurements.

TEMPERATURE MEASUREMENT

The error in the emission current measurement does not influence the results as much as uncertainties in the probe temperature. Below 1100 K pyrometric temperature measurements are difficult to perform. In this temperature range the measurement of the probe resistance is the adequate method for the temperature determination. Other investigators [2,3] have measured this resistance between the probe leads outside the measuring tube i.e. over a strongly inhomogeneous temperature profile of the probe wire. Furthermore, the assumption is made that this probe resistance measured at higher temperatures where pyrometric measurements are possible can be extrapolated into the lower temperature range.

Experiments show, however, that heat conduction to the ends of the active part of the probe becomes increasingly influential going to lower temperatures and do not allow for

a simple extrapolation of the resistance versus temperature plot obtained at high temperatures. Fig. 4 shows the DC heating power per cm^2 surface area of the active part of the W probe as function of $(T^4 - T_o^4)$ where T is the average probe temperature and T_o is the tube wall temperature. The resistance as well as the electrical input power were obtained by the voltage drop over the active part of the probe and the heating current. The resistance versus temperature calibration was achieved pyrometrically at high temperatures and by thermocouples at low temperatures when the probe not being heated electrically had the surrounding temperature. Literature values [8] for the temperature dependence of the resistivity of W gave a perfect interpolation curve. Fig. 4 can be explained as follows. At high temperatures ($T > 1400$ K) the experimental curve has the same slope as the curve for the radiation intensity [8]. The factor of 1.38 between the two curves can easily be explained by a rougher surface of the used probe wire. At lower temperatures the electrical heating power must be higher to compensate for the heat loss due to the heat conduction to the insulators and lead-throughs. The heat conduction to the Cs vapor is negligible.

Due to the heat conduction the temperature distribution is inhomogeneous even along the active part of the probe wire. The effect of the inhomogeneous temperature distribution was determined and eliminated by an additional heating of the insulating tubes as shown in Fig. 2. Measurements for the W probe show that this effect causes a change of the emission current of about 30 % at low probe temperatures and a corresponding change of the work function of 2/100 eV at 1000 K. Thus, the influence of an inhomogeneous temperature profile is small, however, much care should be given to the measurement of the average temperature.

The measurements of the average temperature were made as described above for the W and Re probes and were consistent with pyrometric measurements at high temperatures. The heating current versus temperature curve for the W probe was used in

the case of the Os probe which was not provided with the thin Mo wires shown in Fig. 2. Here again consistency with pyrometric measurements was obtained.

RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 5 shows the emission current density over the square of the temperature versus the reciprocal temperature for Os, Re and W. The bath temperature of the Cs reservoir was set to 456 K. The effect of flashing the probe wires to about 2200 K for 3 sec can be seen for Re and Os. The W wire had already been flashed prior to the shown test run. Under the same measuring conditions i.e. exactly the same Cs pressure and partial background pressure, the maxima for the three probe materials are located at different probe temperatures. These temperatures increase for the sequence W, Re, Os. For comparison experimental results of Houston and Dederick [2] are given for Os as taken from Fig. 4 of reference [2]. This curve is in qualitative agreement with the present investigation and exhibits its maximum at the same probe temperature. The Cs bath temperature is accidentally almost the same as in the present work. The higher emission current densities observed by Houston and Dederick may at least in part be attributed to the much rougher probe surface and hence the larger effective surface area or an eventual influence of an increased Schottky effect caused by the protrusions of the probe wires used by these authors. No attempt was made in the cited work to correct for the influence of this surface condition.

The effective work function $\phi\,(T, T_R)$ for the three probe materials was calculated by using the Richardson-Dushman equation with $A = 120\ Acm^{-2}K^{-2}$ and the emission current densities over the temperature square of Fig. 5. These effective work functions were plotted versus the probe temperature over the Cs reservoir temperature T/T_R as suggested by Rasor and Warner [9]. This is shown in Fig. 6. The minimum of the work function plot of Os is attained at a higher T/T_R than the one of

W. This means that for a given probe temperature the minimum work function of Os is observed at a lower Cs pressure than in the case of W. The value of the work function minimum of W is lower than the one of Os and somewhat lower than the ones obtained for single crystal surfaces by various investigations [1o]. These measurements using different methods of investigation were performed for lower sample temperatures. We do not exclude influences arising from bulk impurities of the used W probe to cause this relative low work function minimum. However, we should like to point out that Lee and Hopkins [11] have measured the temperature dependence of the work function minimum of cesiated polycrystalline tungsten surfaces. Fig. 7 shows the experimental values of Lee and Hopkins and the value of the work function minimum obtained by the present investigation. The linear extrapolation of the results of reference [11] to higher temperatures leads some support to the experimental result of this work

For Re no distinct work function minimum was obtained in the investigated temperature range. As we put in this report special emphasis on the work function change of Os in Cs vapor we compare our results in Fig. 8.with those obtained by Houston and Dederick [2] and Wilson [6]. The results of Wilson were derived from Fig. 6 of reference [6]. The present investigation yields somewhat higher effective work function values over the temperature range measured. The work function plot shows a distinct minimum at $T/T_R = 2,2$. The curve for which the data points are marked by crosses was obtained with the same Os coated W not flashed to 22oo K prior to the measurement.

ACKNOWLEDGEMENTS

We like to thank Prof. Dr. E.A. Niekisch for stimulating discussions. We grateful acknowledge the experimental assistance of Ms. G. Flentje and thank Mr. H. Graf for fabricating the measuring tube. We also thank Mr. S. Lehwald for supplying CVD Os coated wires.

REFERENCES

[1] MARCHUK, P.M., Trudy Inst. Fiz. Ak. Nauk. Ukraine, 7 (1956) 17

[2] HOUSTON, J.M., DEDERICK, P.K., Rep. Therm. Conv. Spec. Conf. San Diego (1965) p. 249

[3] LUEBBERS, S.S., DE STEESE, J.G., IEEE Conf. Rec. 1968 Therm. Conv. Spec. Conf., Framingham (1968) p. 64

[4] BURGESS, E.L., IEEE Conf. Rec. 1968 Therm. Conv. Spec. Conf., Framingham (1968) p. 47

[5] SHIMADA, K., CASSELL, P.L., IEEE Conf. Rec. 197o Therm. Conv. Spec. Conf., Miami (197o) p. 41o

[6] WILSON, R.G., J. Appl. Phys. 37 (1966) 4125

[7] LEHWALD, S., to be published

[8] SMITHELLS, C.J., "Tungsten", 3rd ed. Chapman & Hall, Ltd., London (1952)

[9] RASOR, N.S., WARNER, C., J. Appl. Phys. 35 (1964) 2589

[1o] LEE, T.J., BLOTT, B.H., HOPKINS, B.J., J. Phys. F: Metal Phys. 1 (1971) 3o9 (see for further references in this paper)

[11] LEE, T.J., HOPKINS, B.J., BLOTT, B.H., J. Appl. Phys. 4o (1969) 3825

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. Vacuum system.

Fig. 2. Construction of the probes.

Fig. 3. Electrical circuit.

Fig. 4. Power input per cm^2 surface area for a W probe versus temperature in Cs vapor.

Fig. 5. Density of electron emission current of W, Re and Os CVD on W versus reciprocal temperature in Cs vapor.

Fig. 6. Effective work function of W, Re and Os versus temperature in Cs vapor.

Fig. 7. Work function minima of polycrystalline W versus temperature in Cs vapor.

Fig. 8. Work function of Os versus temperature in Cs vapor.

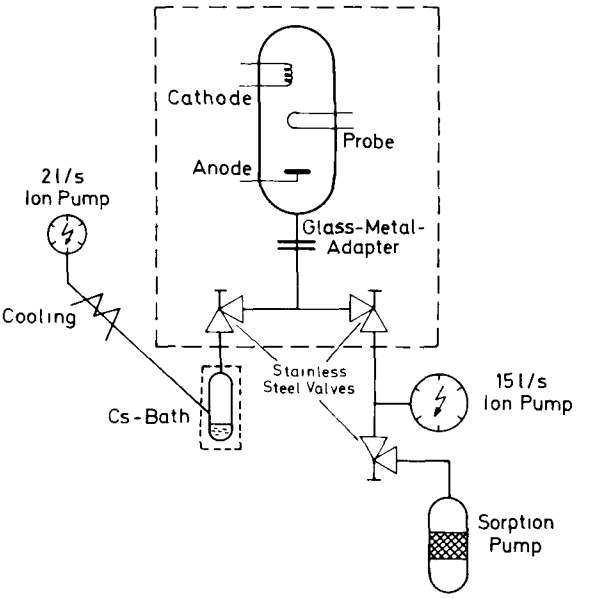

Cathode
Probe
Anode
2 l/s
Ion Pump
Glass-Metal-
Adapter
Cooling
Stainless
Steel Valves
15 l/s
Ion Pump
Cs-Bath
Sorption
Pump

Fig. 1

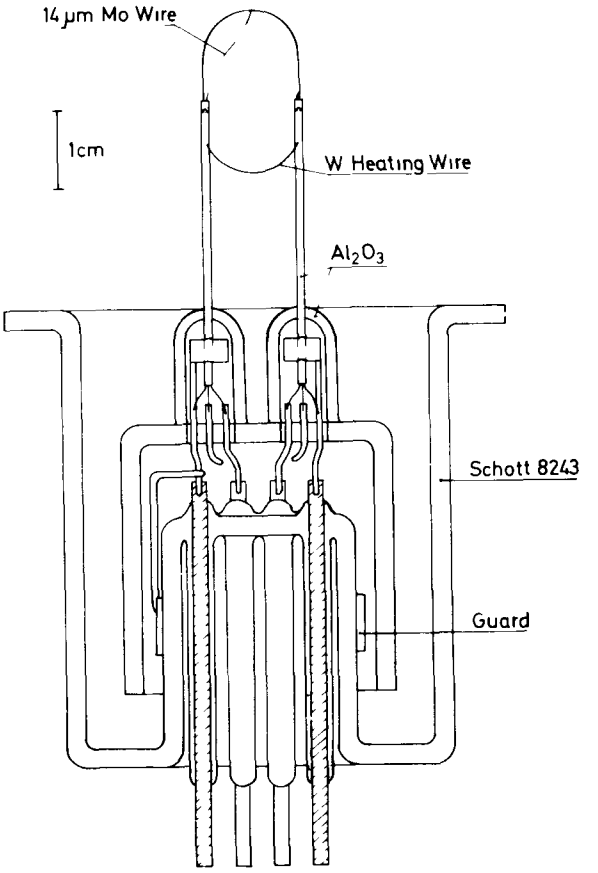

14 µm Mo Wire
1cm
W Heating Wire
Al_2O_3
Schott 8243
Guard

Fig. 2

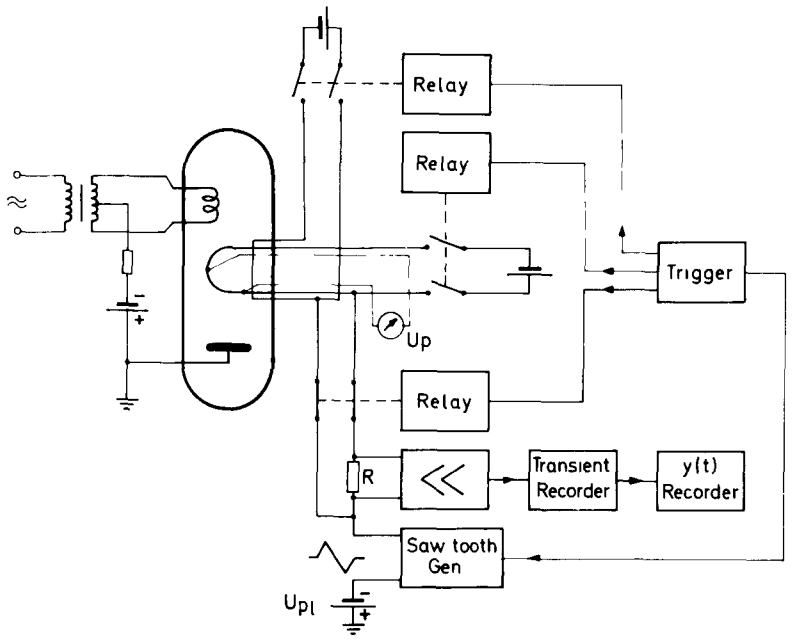

Relay
Relay
Trigger
Up
Relay
R
Transient Recorder
y(t) Recorder
Saw tooth Gen
Upl

Fig. 3

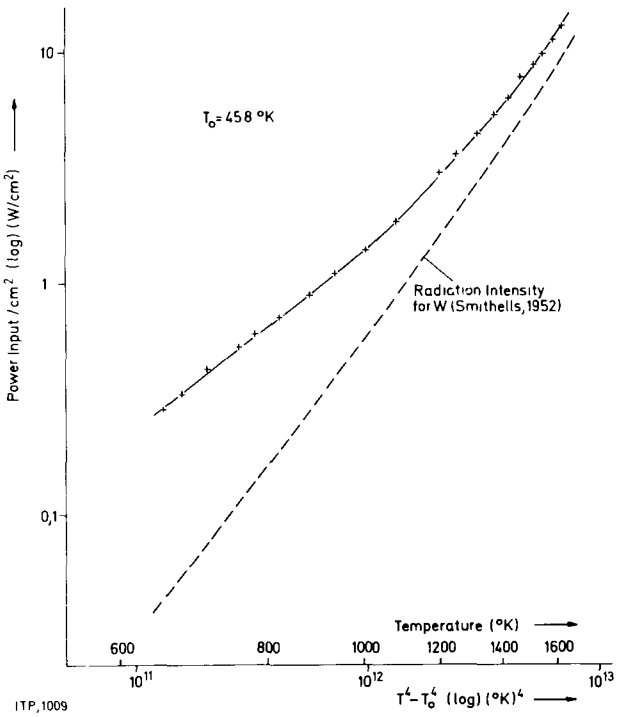

10
1
0,1
Power Input /cm² (log) (W/cm²)
T₀= 458 °K
Radiation Intensity for W (Smithells, 1952)
Temperature (°K)
600
800
1000
1200
1400
1600
10¹¹
10¹²
10¹³
T⁴–T₀⁴ (log) (°K)⁴
ITP, 1009

Fig. 4

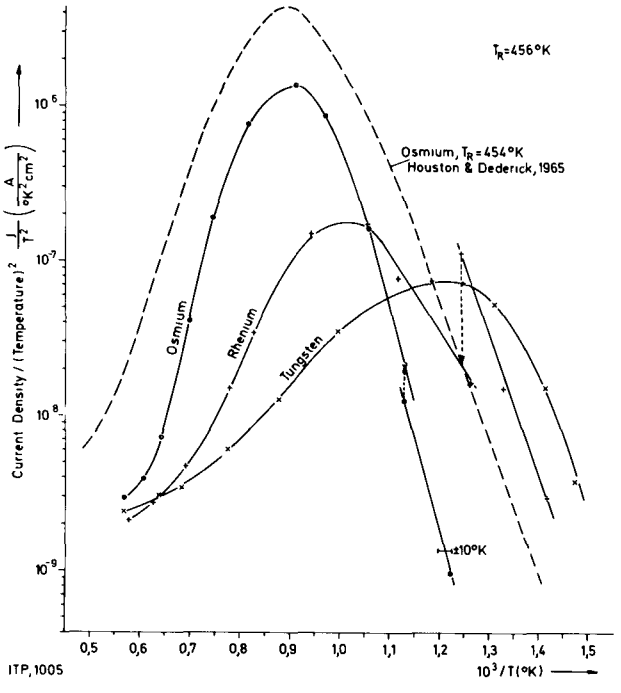

T_R=456°K
Osmium, T_R=454°K
Houston & Dederick, 1965
Osmium
Rhenium
Tungsten
±10°K
Current Density / (Temperature)^2 $\frac{I}{T^2}\left(\frac{A}{°K^2 cm^2}\right)$
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1,0 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5
$10^3/T(°K)$
ITP, 1005

Fig. 5

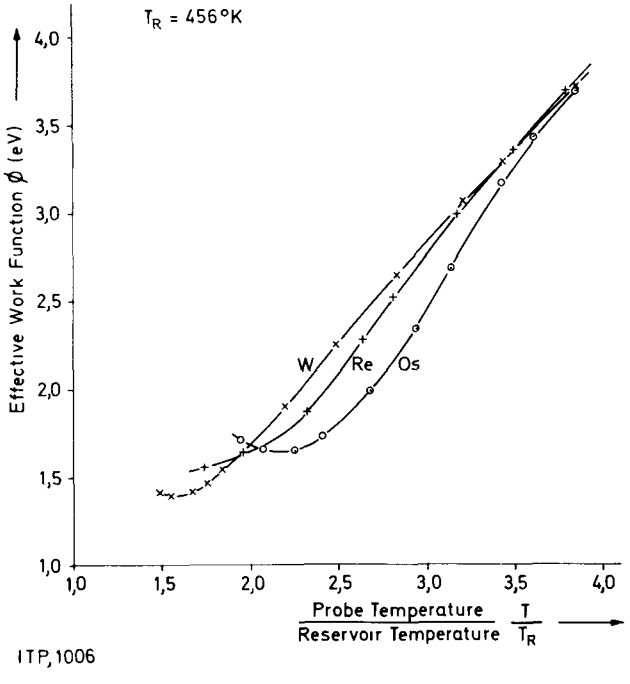

T_R = 456°K
Effective Work Function ϕ (eV)
4,0
3,5
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
W
Re
Os
1,0 1,5 2,0 2,5 3,0 3,5 4,0
Probe Temperature / Reservoir Temperature $\frac{T}{T_R}$
ITP, 1006

Fig. 6

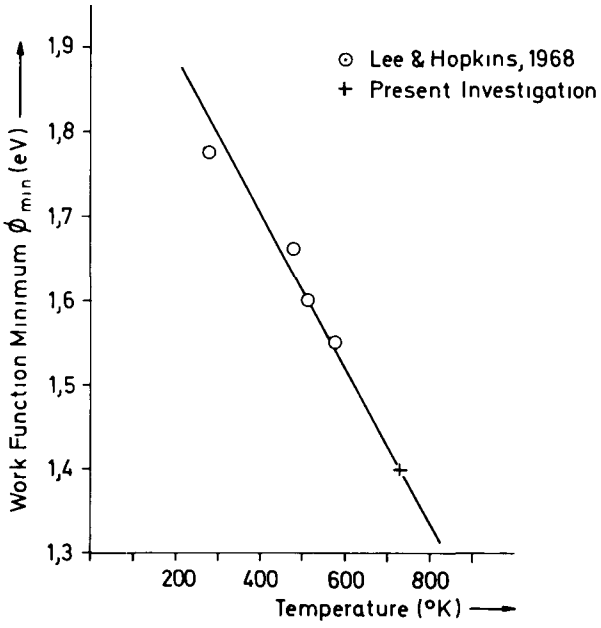

Work Function Minimum ϕ_{min} (eV)
1,9
1,8
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
200
400
600
800
Temperature (°K)
⊙ Lee & Hopkins, 1968
+ Present Investigation

Fig. 7

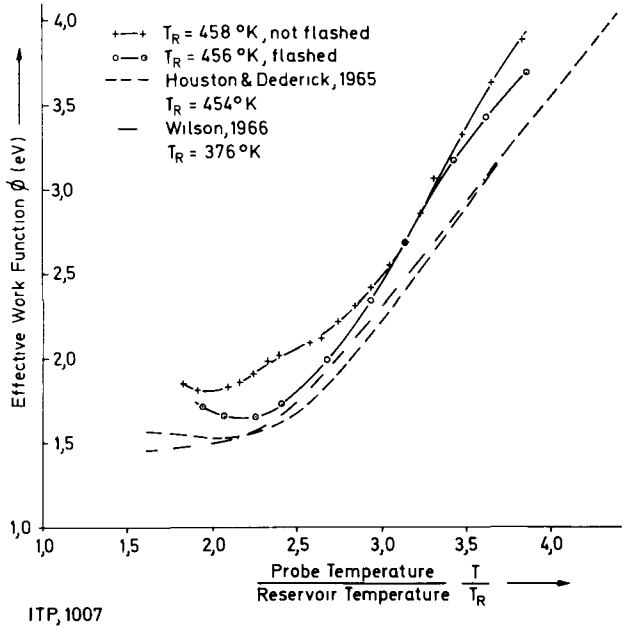

Effective Work Function ϕ (eV)
4,0
3,5
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5
4,0
Probe Temperature / Reservoir Temperature T/T_R
+—+ T_R = 458 °K, not flashed
o—o T_R = 456 °K, flashed
– – – Houston & Dederick, 1965
T_R = 454° K
— Wilson, 1966
T_R = 376 °K
ITP, 1007

Fig. 8

D I S C U S S I O N

W.M. PHILLIPS: Have you done any work on indium?

J. HERION: No.

V.P. PASHCHENKO: An interesting result here is the divergence emission current values by factors of 5-10 compared with Houston's data. The reference to an anomalous Schottky effect and to differen between the surfaces is surely not an adequate explanation. Is the discrepancy not perhaps associated with instrument error? Might it be due to non-steady processes which occur when very short voltage pulses of the order of 1 μsec are applied in the measurement?

J. HERION: The voltage pulses lasted 4 msec. I still think tha the differences in emission current were probably due to different methods of sample preparation, i.e. to surface differences, and to Schottky effect. In these experiments, as in those of Houston, the error is mainly in the measurement of temperature, not current.

G.A. DYUZHEV: Was the reflection of emitted electrons from the plasma-solid boundary taken into account? I should think that in th conditions of your experiment this effect might be important.

J. HERION: No, this was not taken into account.

EKT

WORK FUNCTION DEPENDENCE ON CRYSTAL ORIENTATION FOR W WITH SPECIAL EMPHASIS TO THE VARIATION NEAR THE [11o] ORIENTATION

B. Krahl-Urban and H. Wagner

Institut für Technische Physik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 517 Jülich, Postfach 365

ABSTRACT

Work function measurements on planar W single crystal samples have been performed by thermionic emission. Apparent work function values ϕ^* and apparent emission constants A^* have been obtained for various orientations between the [1oo] and the [11o] direction: [1oo] $\phi^* = 4.53 \pm 0.05$ eV, $A^* = 354 \pm 95$ Acm^{-2}K^{-2}; [31o] $\phi^* = 4.24 \pm 0.05$ eV, $A^* = 1o2 \pm 28$ Acm^{-2}K^{-2}; [21o] $\phi^* = 4.54 \pm 0.08$ eV, $A^* = 226 \pm 112$ Acm^{-2}K^{-2}. For the [11o] direction and three well defined directions tilted about 5 degrees from the [11o] direction work function values were determined by using the Richardson-Dushman equation and the Richardson constant A = 12o Acm^{-2}K^{-2}. For the temperature range 22oo - 245o K the following average values were obtained: [11o] $\phi = 4.86$ eV; [65o] $\phi = 4.66$ eV; [1o,9,1] $\phi = 4.75$ eV;

[15,15,2] Φ = 4.67 eV. The comparison between the work function values of the [11o] direction with those of the three neighboring directions may be of value with regard to the preparation of CVD-chloride tungsten layers.

The samples were obtained within $\pm$ 1/2 degree of the desired direction. The residual gas pressure was 1 x 10^{-9} to 1 x 10^{-8} torr for the investigated temperature range.

INTRODUCTION

Electron work function measurements for the low index planes of refractory metals are widely reported in the literature. Investigations based on the method of thermionic emission have also been made for higher index planes of tungsten by using single crystal filaments [1,2]. As the filament axis is usually parallel to the [11o] direction the work function can only be determined for directions of the class (hhk). This paper reports results of work function measurements on planar tungsten single crystal samples having well defined orientations between the [1oo] and [11o] direction. Furthermore, three samples with an orientation tilted about 5 degrees from the [11o] direction were prepared and their work function determined. The latter part of investigation was undertaken in order to find out how rapidly the work function changes when moving away from the [11o] direction. This kind of information might be of interest with regard to the preparation of chemical vapour deposited tungsten layers of [11o] orientation. The performance of such layers depends as far as the work function is concerned on the degree of alignment of the crystallites parallel to the [11o] direction.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

The work function was determined in the temperature range of 2200 to 2450 K by the method of thermionic emission. Fig. 1 shows the experimental setup. The single crystal sample of 5 mm diameter is placed in a hole of the sample holder made of polycrystalline tungsten. The gap between the emitter and the guarded collector is about .4 mm at operation temperatures. The collector itself has a diameter of 4 mm.

A block diagram of the electrical circuit is shown in Fig. 2. Between emitter and collector a variable voltage of up to 300 V can be applied. For obtaining Schottky plots the emission current at constant emitter temperature is plotted versus the square-root of the applied voltage on a X-Y recorder (Fig. 3). The emission current for zero field strength is obtained by extrapolating the Schottky lines to zero voltage. The logarithm of this emission current over the square of the absolute temperature is plotted versus the reciprocal absolute temperature. From these Richardson plots the apparent work function ϕ^* and the apparent emission constant A^* were derived which are defined as $\phi^* = \phi - T \frac{d\phi}{dT}$ and, respectively, $A^* = A(1-\bar{r}) \exp(-\frac{e}{k} \frac{d\phi}{dT})$ [3]. The dependence of the reflection coefficient $\bar{r}$ on temperature is being neglected. ϕ is the work function as appearing in the Richardson-Dushman equation.

The emitter temperature was measured through a hole in the sample holder of 1 mm diameter with a chopper ratio pyrometer. The absolute accuracy of this device is $\pm$ 5 K at a temperature of 2300 K as guaranteed by the manufacturer. Relative temperature changes can be measured to $\pm$ 1 K.

The stainless steel vacuum system was pumped by a 50 l/s ion pump and a 350 l/s titanium getter pump. The system was outgassed at 600 K for 24 h. During the measurement the residual gas pressure was between 1×10^{-9} and 1×10^{-8} for the

range of emitter temperatures investigated.

The sample preparation was carried out according to the procedure described in [4]. The pre-oriented single crystal sample was mounted on a special goniometer polishing jig which enables to perform all necessary operations such as plane etching by spark erosion, shooting Laue patterns, tilting the sample in exactly the desired direction and polishing the sample for this direction on a polishing machine etc. without detaching the sample from the jig. It is furthermore possible to assign the correct Miller indices to the desired direction.

Samples of the following directions were prepared: [100], [310], [210], [110], [650], [10,9,1] , [15,15,2]. Each of the latter three directions forms an angle of about 5 degrees with the [110] direction. Fig. 4 shows a part of the stereographic projection of the [110] direction and contains the position of all the above mentioned directions. After the final polishing step the sample orientation was less than 30' away from the desired direction. The surface was flat within 3 μ as measured between the center and the edge of the sample. The heating procedure during the measurement had no effect on the topology of the surface as checked by optical microscopy inspection.

In order to check the slope of the Schottky line the distance between emitter and collector has to be known. At the operating temperatures the distance could not be measured directly. Therefore, this distance was calculated using the formula for the space charge limited current

$$d = 1.53 \cdot 10^{-3} \frac{U^{3/4}}{J^{1/2}} , \qquad (1)$$

where U is given in volt, J in Acm^{-2} and d in cm. This formula is correct for the case of zero field strength at the emitter surface. For this reason, the extrapolated saturation current

'or zero field strength and the measured voltage at which this :urrent was obtained, were used in equation (1).

RESULTS

The Richardson lines for the [1oo], [31o] and [21o] direc-.ions were drawn by a least square fit of the experimental)oints. This is shown in Fig. 5. The obtained values of the ıpparent work function ϕ^* and the apparent emission constant * are given in Table I. For comparison values of Azizov and Shuppe [5], Gardner et al. [6] and Love and Wilson [7] are .ncluded. The given errors of ϕ^* and A^* were obtained by ta-:ing the error of the temperature measurement to be $\pm$ 5 K ınd an error of the emission current measurement of 1 %. The)bserved scatter of the measuring points corresponds to these :alculated errors. Also shown in this table are the work func-.ion values obtained by using the Richardson-Dushman equation ınd the Richardson constant 12o $Acm^{-2}K^{-2}$. The latter values 'ary by o.o2 to o.o3 eV over the investigated temperature range.

The slope of the Schottky lines for the [1oo], [31o] and [21o] directions correspond to the theoretical values as ob-.ained from the emitter-collector separation d calculated by 'quation (1). For the [11o] and the neighboring directions .he measured slope of the Schottky lines turned out to be more .han a factor of two larger than the expected theoretical va-.ues. This effect is probably not due to patch effects or im-)urity adsorption on the sample surface but to an additional 'lectron current to the collector from the polycrystalline sur-'ace of the sample holder which has a smaller average work func-.ion and hence a larger emission current density. This hypothe-:is is supported by the fact upon decreasing the collector-'mitter separation the slope of the Schottky line also de-reases. This effect is thought to cause an influence in the ollector current although the collector area amounts only to .bout 4o % of the emitter area and the ratio of collector dia-

meter to collector-emitter separation is 1o. For future investigations the ratio of collector to emitter area and the separation between collector and emitter will be further reduced.

Plotting the zero field emission currents for the [11o] and the neighboring directions versus the reciprocal absolute temperature yielded Richardson lines from which increasonably high values for the apparent emission constants A^* of as high as $1o^5$ $Acm^{-2}K^{-2}$ were derived. There is experimental evidence that these high A^* values are caused by the same effect which caused the slope of the Schottky lines to be larger than the expected theoretical value. Therefore, the work function values of the [11o] and the three neighboring directions were only computed by the Richardson-Dushman equation taking the Richardson constant to be 12o $Acm^{-2}K^{-2}$ and the reflection coefficient $\bar{r}$ to be zero. The work function calculated in this way varied in the investigated temperature range by about o.o7 to o.o8 eV. Table I summarized the results for the [11o] and the neighboring directions and gives in the last column the work functions obtained for the investigated temperature range. The work function for the [11o] orientation is lower than values obtained by other investigators [5,6,8]. This is understandable because of the effect which is thought to cause the higher slope of the Schottky lines. However, it seems reasonable to compare the average work functions for the neighboring directions with the value for the [11o] direction obtained in the present investigation. From this comparison one may conclude that the work function drops already by o.1 - o.2 eV by going away from the [11o] orientation in different directions by not more than 5 degrees.

These results could be of some value with regard to the preparation of CVD tungsten coatings by the reduction of WCl_6. For these layers the cumulative fraction of [11o] directions within an angle Θ from the surface normal is measured as function of Θ [9]. The knowledge of the azimuthal average of the work function dependence on the angle Θ would enable a prediction of the average work function of CVD tungsten.

ACKNOWLEDGEMENTS

We like to thank Prof. Dr. E.A. Niekisch for his encouraging interest and profitable discussion. We highly appreciate the experimental assistence of Mr. H. Kleingans and thank Mrs. M. Grawatsch for polishing the samples.

REFERENCES

[1] COGGINS, J.L. and STICKNEY, R.E., Surface Sci. 11 (1968) 355.
[2] SMITH, G.F., Phys. Rev. 94 (1954) 295.
[3] RIVIÈRE, J.C., "Work function: Measurements and Results", p. 183, Solid State Surface Sci., Vol. 1 (GREEN, M., Ed.), Decker, New York (1969)
[4] KRAHL-URBAN, B., BUTZ, R. and PREUSS, E., Verhandl. DPG (VI) 7 (1972) 514.
[5] AZIZOV, U.V. and SHUPPE, G.N., Soviet Phys. - Solid State 7 (1966) 1591.
[6] GARDNER, F.M., GIROUARD, F.E., BOECK, W.L. and COOMES, E.A., Surface Sci. 26 (1971) 605.
[7] LOVE, H.M. and WILSON, R., Can. J. Phys. 45 (1967) 225.
[8] VAN SOMEREN, L, Surface Sci. 20 (1970) 221.
[9] YANG, L., HUDSON, R.G. and CREAGH, J.W.R., 2nd Int. Conf. Chemical Vapor Deposition (BLOCHER, J.M., Jr., WITHERS, J.C., Eds.), The Electrochemical Society, New York (1970) 817.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. Apparatus for measuring current-voltage curves in vacuum.

Fig. 2. Block diagram of electrical circuit.

Fig. 3. Schottky plots for the [650] direction of tungsten.

Fig. 4. Part of the stereogaphic projection of the [110] direction of tungsten.

Fig. 5. Richardson plots for the [100], [310] and [210] directions of tungsten.

Table 1. Apparent work function ϕ^* (eV), apparent emission constant A^* ($Acm^{-2}K^{-2}$) and ϕ (eV) of various crystal planes of tungsten.

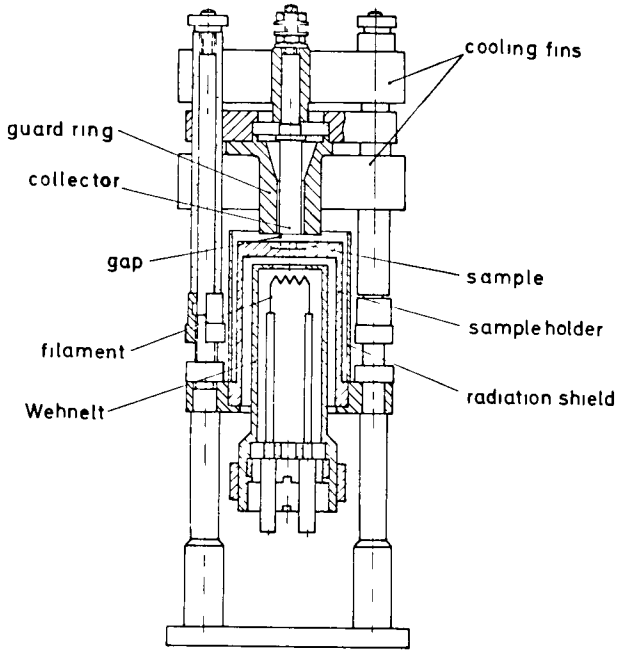

cooling fins
guard ring
collector
gap
sample
sample holder
filament
radiation shield
Wehnelt

Fig. 1

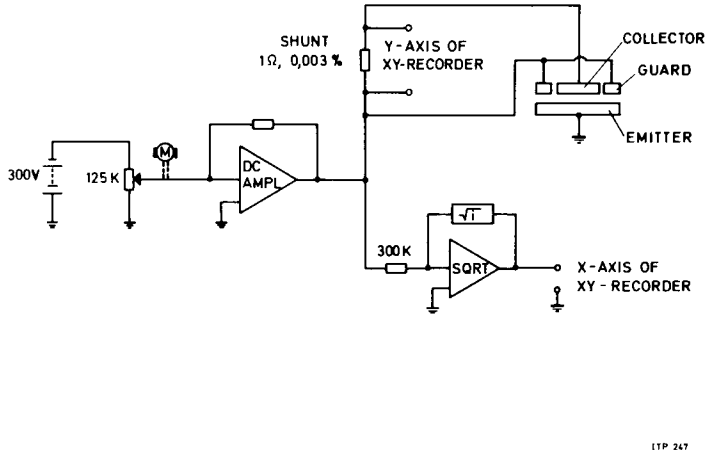

SHUNT
1Ω, 0,003 %
Y-AXIS OF
XY-RECORDER
COLLECTOR
GUARD
EMITTER
300V
125 K
M
DC
AMPL
√T
300K
SQRT
X-AXIS OF
XY - RECORDER
ITP 247

Fig. 2

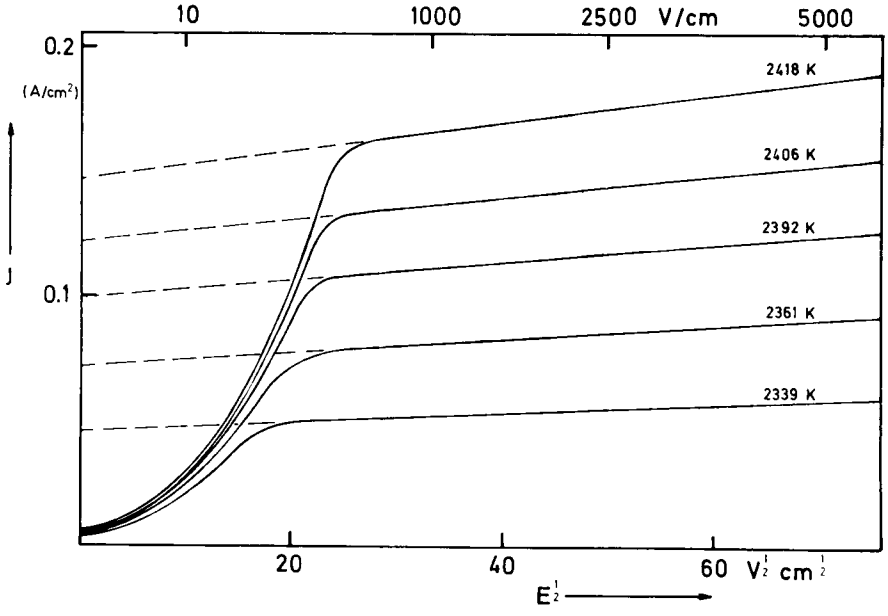

10
1000
2500 V/cm
5000
0.2
(A/cm²)
J
0.1
2418 K
2406 K
2392 K
2361 K
2339 K
20
40
60 V½ cm⁻½
E½

Fig. 3

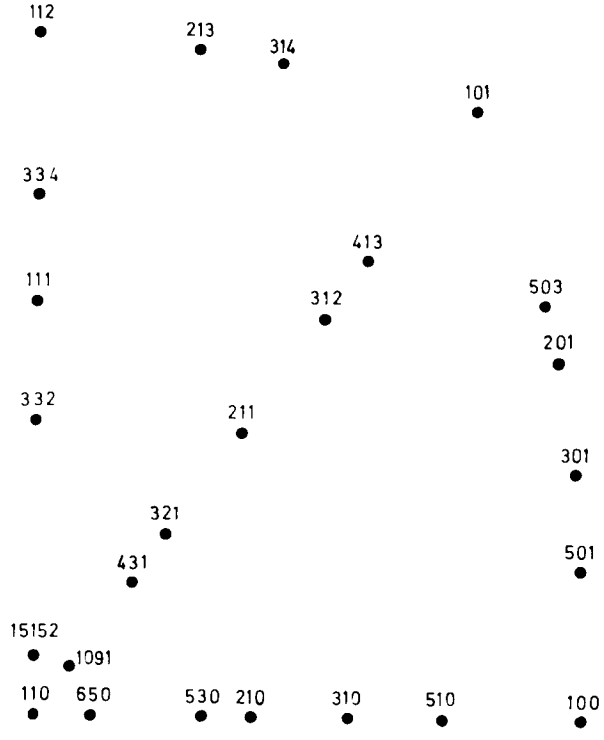
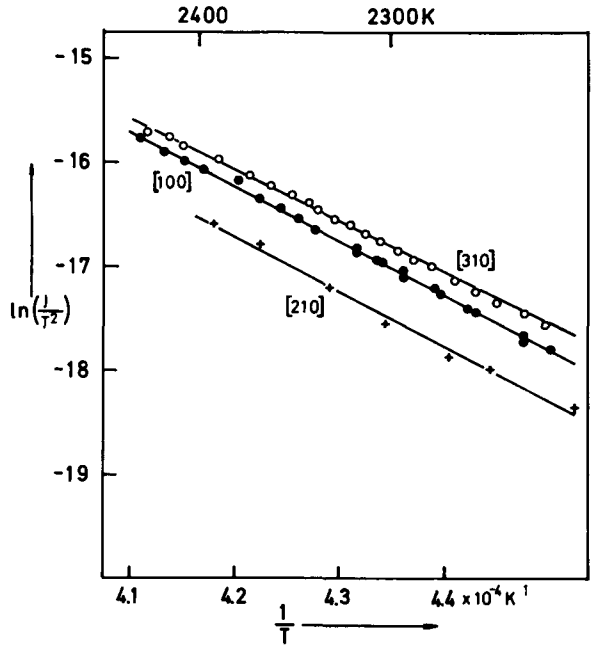

112
213
314
101
334
413
111
312
503
201
332
211
301
321
431
501
15152
1091
110
650
530
210
310
510
100

Fig. 4

Fig. 5



Crystal directions	Other investigations ϕ^*	A^*	Ref	Present investigations ϕ^*	A^*	ϕ
100	4.55 ± 0.05 4.6 ± 0.1	130	Azizov and Shuppe Gardner et al	4.53 ± 0.05	354 ± 95	4.31 4.33
310	4.31 ± 0.07		Love and Wilson	4.24 ± 0.05	102 ± 28	4.27 .4.29
210				4.54 ± 0.08	226 ± 112	4.46 4.49
110	5.40 ± 0.05 5.0 ± 0.2		Azizov and Shuppe Gardner et al			4.83 4.91
650						4.64 4.71
1091						4.72 4.79
15152						4.65 4.69

Table I

D I S C U S S I O N

F. RUFEH: I might say that this work is quite useful to us since it provides an evaluation of emitters which are slightly of axis and simplifies the interpretation of "pole figures".

EKT

WORK FUNCTION CHANGE OF TUNGSTEN (11o) PLANES AS FUNCTION OF Mo COVERAGE

K.H. Besocke
Institut für Technische Physik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 517 Jülich, Postfach 365

ABSTRACT

The effect of Mo coverage in the submonolayer range on the work function change of the W (11o) plane was investigated by using a LEED-Auger apparatus. At a residual gas pressure of 2 x $1o^{-1o}$ torr, the (11o) plane of a high purity W single crystal was covered with Mo by a flash evaporation technique using a Mo filament source. The deposition rate and the corresponding Mo Auger signal was calibrated with a quartz microbalance. The Mo coverage was traceable down to 2 % of a monolayer. Chemical surface analysis of the substrate before and during the evaporation process was carried out by Auger electron spectroscopy and the surface structure analysed by LEED. The work function change as function of Mo coverage was measured for sample temperatures of $2o^{o}$ and $75o^{o}$ C using retarded field methods. Starting from a clean surface the work function dropped rapidly with increasing coverages

reaching a saturation within 3o % of a monolayer. The work function change was o,41 eV and o,23 eV for 2o° C and 75o° C, respectively. As the LEED pattern indicated, disordered and ordered surface structures of the deposited Mo were responsible for the different work function changes at 2o° and 75o°C.

INTRODUCTION

The efficiency of a thermionic diode is governed, amongst other things, by the work function difference between emitter and collector. A change in work function of either the emitter or collector during operation will influence the performance of the thermionic cell. Considering an emitter construction with an oriented W layer deposited by a CVD process on a Mo cylinder, the Mo atoms may migrate through the grain boundaries to the surface of the W layer and may spread over it by surface diffusion,thus changing the work function of the emitter and the efficiency of the diode. In recent years several work function studies on W covered with various metals were reported [1-6] . The W-Mo system was investigated by Kuznetsov and Tsarev [7] using electron field emission techniques and determining the Mo coverage on the investigated W tip from the geometry and temperature of the evaporation source.

The objective of this investigation was to determine the work function change of a W (11o) single crystal surface as a function of the Mo coverage in the submonolayer range. To control contamination and structure of the surface the measurements were carried out in a LEED-Auger apparatus. The (11o) planes of two different W samples were investigated in a UHV system at 2 x $1o^{-1o}$ torr. The Mo was deposited by flash evaporation from a filament source and the deposition rate was calibrated using a quartz microbalance. Before and during evaporation the surface structure was observed with LEED, the chemical composition of the surface analysed with Auger electron spectroscopy and the work function measured for sample temperatures of 2o° and 75o° C. The results obtained for two samples investigated with different retarded field work function measurements were reproducible.

EXPERIMENTAL

The W samples of 6 mm diameter and 1 mm thickness were cut by spark erosion from high purity (99,999 %) MRC single crystal rods. The sample discs were oriented by Laue techniques within o,5° to the 11o direction, ground, polished, electropolished and cleaned ultrasonically. To prevent contamination from the sample holder, the sample was suspended with a pure W wire and

ıounted on a small heating box, which enabled a heating of the sample by :lectron bombardment from the backside up to 25oo° C. Figure 1 shows the :est set-up. The heating box with the sample was mounted on a manipulator, ıhich permitted a reproducible position adjustment of the sample. For LEED-ıuger experiments the shield was removed and the sample rotated to face the .EED-Auger optics. Auger spectra were taken using a glancing electron beam ›f 1,5 keV and 1 µA. The energy was analysed with a 4 grid suppressor system ıith a resolution of o,4 %. For LEED investigation the central gun was used.

Mo was deposited from a filament evaporation source. The deposition rate ıas measured with a quartz microbalance. The quartz and the sample were pla-:ed at the same distance of 1o cm from the evaporation source. During the :vaporation the LEED-Auger optics were shielded to prevent contamination of the grids which acted as a reference electrode in one of the retarded field ıork function measurements. The frequency of the quartz was compared with a :eference oscillator in the monitor and measured with an electronic counter. To minimize the frequency drift of the quartz caused by radiation heating from the Mo source, a flash evaporation technique was used. The filament flash time was controlled by a pulse generator and set to 1 sec.

All experiments were carried out in a UHV vacuum system pumped with sorption, ion-sputter and Ti-sublimation pumps. After a 16 h baking at 25o° C, the system was pumped down to 2 x $1o^{-1o}$ torr and the sample cleaning procedure started. The sample was heated for 1o h to about 1ooo° C and flashed a couple of times to 25oo° C. After this treatment, the Auger analysis indicated a strong carbon peak and the LEED pattern showed the complex structure of a carbon contaminated W (11o) surface. The carbon contamination was removed by leaking in oxygen to 5 x $1o^{-8}$ torr while heating the sample for 15 min at 6oo° C. The adsorbed oxygen was reduced by heating the sample for 1o min at 1ooo° C in an hydrogen atmosphere of 5 x $1o^{-9}$ torr. After this treatment no indication of C and O traces were seen in the Auger spectra and the LEED pattern showed a perfect W (11o) structure.

Figure 2 shows the frequency shift Δf of the quartz and the Mo coverage Θ versus the number of evaporation flashes. Θ was derived from the frequency change Δf of the quartz, using the equation

$$\Delta f = - (f^2/k\rho_q) (\Delta m/F)$$

f is the resonance frequency, k the frequency constant and ρ_q the density of the quartz. Δm is the deposited mass on the quartz area F [8] . The avera-

ge deposition rate was o,o35 monolayer per flash. Assuming the same sticking coefficient for Mo on the W surface and on the Mo covered quartz, the same coverage Θ was applied to the sample. The assumption of the same sticking coefficient seems reasonable because both elements are very similar in their atomic properties and the substrate temperatures relatively low. A confirmation of this assumption is given by comparing the observed Auger signal amplitudes for W and Mo during the Mo evaporation. In figure 3, the normalized Auger signal amplitudes of Mo and W are plotted as function of the Mo coverage derived from the frequency change of the quartz. The fairly linear slope and the crossover at a coverage of o,5 indicate a correct calibration procedure.

For the work function measurement [9] , two different retarded field methods were used. The first method is based on the work function difference between the sample and the filament of the LEED electron gun. Figure 4 shows a line drawing explaining the measuring technique. The electrons from the gun filament are accelerated to about 5o eV by the potential V_A between filament and anode A and are focused on the sample. A variable retarding potential V_R was applied to the sample and the sample current I was plotted versus the potential difference V between filament and sample on an y-recorder. The operation mode for this method is explained by the energy diagram. ϕ_K and F_K are work function and Fermi level of the filament and ϕ_S and F_S work function and Fermi level of the sample. The electrons are collected or repelled from the sample depending on the energy difference between points just outside the filament and sample surfaces. A change in the sample work function is indicated by a change in the sample current, and the work function difference $\Delta\phi_S$ can be measured directly by the shift of the I-V curves.

The second method shown in figure 5 is based on the work function difference between the sample and the Auger suppressor grid system. In this method, the sample acts as the emitter of secondary electrons excited by the primary beam of the Auger gun. The secondary electrons are accelerated by the first grid G_1, retarded by the inner grid, accelerated again by grid G_3, and then collected. On the right hand side of figure 5 the low energy part of the total collector current I is plotted versus the retarding potential. Going from high to low retarding potentials the secondary electron current I increases until the potentials at the surface of sample and retarding grid are the same (see energy diagram) and all secondary electrons are collected giving a saturation point in the I-V plot [1o] . ϕ_S, F_S and ϕ_g, F_g are the

work function and Fermi level of the sample and the retarded grid, respectively. Using the same analysis method as for Auger electron spectroscopy, with a sine wave generator for voltage modulation and lock-in amplifier technique, the second derivative of the current will exhibit a sharp peak at the saturation point. Changing the work function of the sample the saturation point will shift and $\Delta\phi$ can be determined directly from the retarded voltage difference. The sensitivity of both methods to work, function changes is about o,o2 eV. The second method has, however, the advantage that the work function of the suppressor grid has a higher long term stability then the LaB_6 filament of the LEED gun used as reference electrode in the first method.

RESULTS

After the sample cleaning procedure described above, the sample under investigation was stepwise evaporated with Mo. Between the various evaporation steps the work function change was measured, Auger spectra were plotted to control surface contamination and Mo coverage (figure 3) and the surface structure was analysed by LEED.

The work function change as function of Mo coverage for a sample temperature of $2o^{\circ}$ and $75o^{\circ}$ C is plotted in figure 6. Unexpected is the rapid work function drop for low coverages. At about 3 % of a monolayer the work function has already decreased to 5o % of its saturation value. In this region the work function responded much more sensitively to coverage changes than did, the Auger signal. Within 3o % of a monolayer, the work function dropped to a saturation value of $\Delta\phi$ = o,41 eV for the sample at $2o^{\circ}$ C and to o,23 eV for the sample at $75o^{\circ}$ C. (No minimum in the work function change was observed.)

The measurement for the sample at room temperature was repeated 3 times. In the first run Mo was evaporated up to a coverage of 3,5 monolayers (not shown in figure 6). A slight increase of the work function during the 2 h test run was accompanied by the appearance and increase of the oxygen Auger signal, so the increase in work function with time must be contributed to an oxygen adsorption on the surface. Heating the sample to $75o^{\circ}$ C for 3 minutes raised the work function to a $\Delta\phi$ of o,24 eV, about the saturation value of the sample covered with Mo at $75o^{\circ}$ C. Heating over a longer time period did not change the work function. Before the second test started the Mo was fla-

shed off completely, as checked by Auger spectroscopy, and the work function returned to the original starting point. During the evaporation run the work function change followed the same curve as in the first test.

In the third run, the sample was heated after the first evaporation flash to 75o° C for 3 minutes followed by Mo deposition on the sample cooled to 2o° C. During heating, the work function increased matching the 75o° C curve. The following evaporation on the cold sample decreased the work function again to near the value of the 2o° C curve.

The reason for the different work function curves for the 2o° C and 75o° C substrate temperatures was elucidated by LEED. Figure 7 shows the LEED pattern of the W (11o) plane for different Mo coverages evaporated at a sample at 2o° C. The pattern becomes more and more diffuse with increasing Mo coverage, indicating a disordered surface structure. Heating the sample to 75o° C for 3 minutes causes a rearrangement of the Mo atoms into the (11o) structure of the W surface.

The differences in work function for both sample temperatures correspond, therefore, to an ordered surface structure of the evaporated Mo and a disordered structure where the Mo atoms are occupying non equilibrium positions in the W (11o) surface mesh. The work function change of o,23 eV for the heated sample with ordered Mo surface structure must correspond to the bare work function of the Mo (11o) surface. This difference is in agreement with the measurements of work functions of W (11o) and Mo (11o) [11-15] . Comparison with the measurements by Kuznetsov and Tsarev [8] showed a qualitative agreement only for Mo coverages over one monolayer. In particular, these authors did not observe the rapid change of the work function for low coverages. The reasons for work function change of o,41 eV for the disordered Mo structure, and the rapid work function change at low coverages cannot be explained up to now. This problem will be subject of further investigations.

ACKNOWLEDGEMENTS

I am grateful to R. Butz and B. Krahl-Urban for sample preparation and would like to thank Prof. Dr. E.A. Niekisch and Dr. H. Wagner for stimulating discussions.

References

(1) POLLARD, J.H., Surface Sci. 2o (197o) 269
(2) SAGATA, E. and TAKEDA, K., phys. stat. sol. 38 (197o) 549
(3) VORONIN, V.B. and NAUMOVETS, A.G., Ukrainian Physics Journal, 13 (1969) 991
(4) PALYUKH, B.M. and YAKIVCHUK, A.J., Soviet Phys. Solid State, 12 (1971) 2189
(5) ANDERSON, J.R. and THOMPSON, N., Surface Sci. 26 (1971) 397
(6) BONDARENKO, B.V. et al, Soviet Phys. Solid State 11 (197o) 2991
(7) KUZNETSOV, V.A., TSAREV, V.M., Soviet Phys. Solid State, 9 (1968) 1987
(8) WOLSKY, S.P. and ZDANUK, E.J., Ultra Micro Weight Determination in Controlled Environments. Interscience Publishers
(9) TSAREV, B.M., Contact Potential Difference, GITTL (1955)
(1o) CHUAN C. CHANG, Surface Sci. 25 (1971) 53
(11) SMITH, G.F., Phys. Rev. 94 (1954) 295
(12) AZIZOV, U.V. and SHUPPE, G.N., Soviet Phys. Solid State, 7 (1966) 1591
(13) AZIZOV, U.V. et al, Soviet Phys. Solid State, 7 (1966) 2232
(14) PROTOPOPOV, O.D., et al, Soviet Phys. Solid State, 8 (1966) 9o9
(15) SAVITSKII, E.M. et al. Soviet Phys. Techn. Phys. 11 (1967) 974

Figure captions

Fig. 1 Experimental setup

Fig. 2 Frequency change of the quartz microbalance and Mo-coverage versus the number of Mo evaporation flashes

Fig. 3 Auger signal of Mo and W as function of Mo coverage

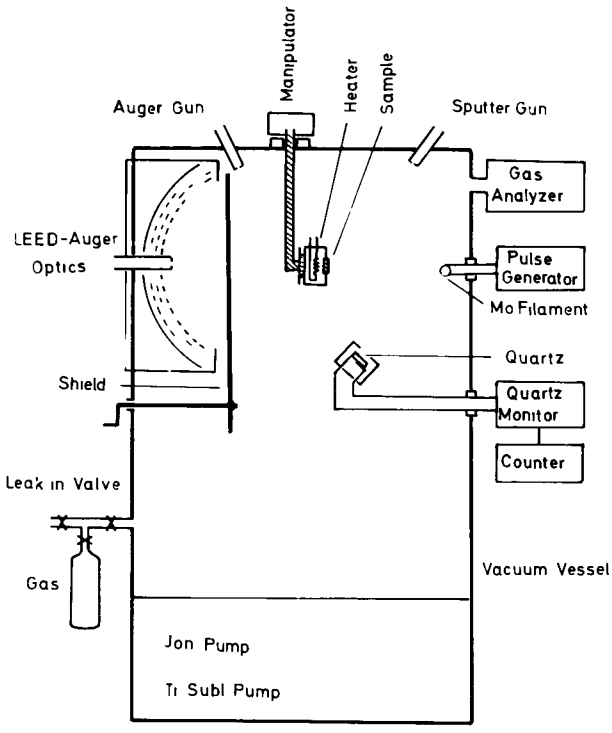
Fig. 4 Work function measurement with retarded field method I

Fig. 5 Work function measurement with retarded field method II

Fig. 6 Work function change of the W(110) plane as function of Mo coverage
Substrate temperature 20° C: 1. test run -o-o-o-
2. test run Δ-Δ-Δ-
3. test run -□-□-□-
Substrate temperature 750° C: -×-×-×-

Fig. 7: LEED pattern of the W(110) plane for different Mo coverages

Fig. 1


Manipulator
Heater
Sample
Auger Gun
Sputter Gun
Gas Analyzer
LEED-Auger Optics
Pulse Generator
Mo Filament
Quartz
Shield
Quartz Monitor
Counter
Leak in Valve
Gas
Vacuum Vessel
Jon Pump
Ti Subl Pump

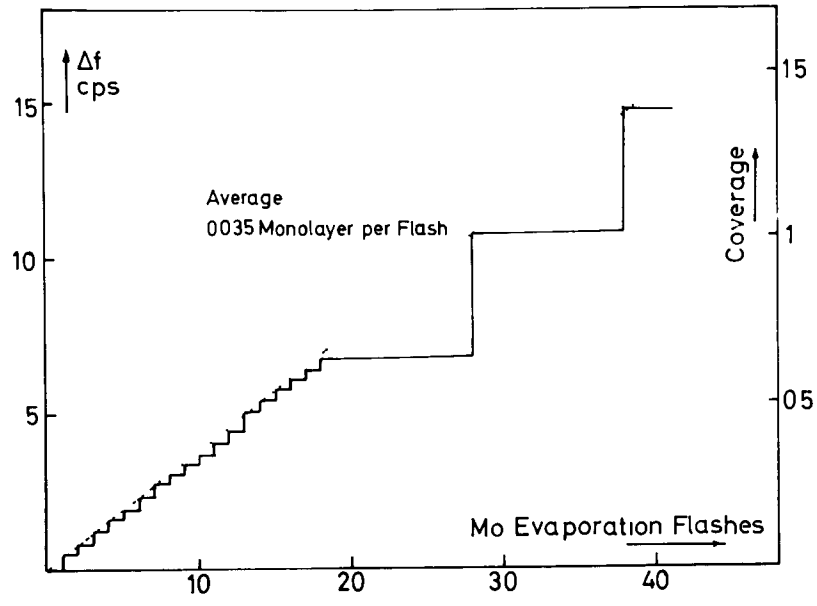

Δf
cps
15
10
5
Average
0035 Monolayer per Flash
Coverage
15
1
05
Mo Evaporation Flashes
10
20
30
40

Fig. 2

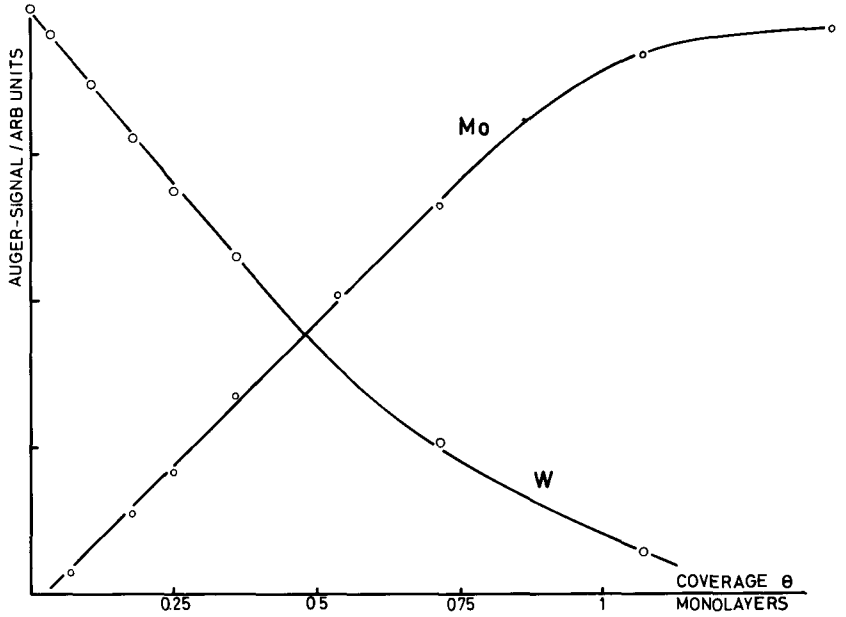

AUGER-SIGNAL / ARB UNITS
Mo
W
COVERAGE θ
MONOLAYERS
0.25
0.5
0.75
1

Fig. 3

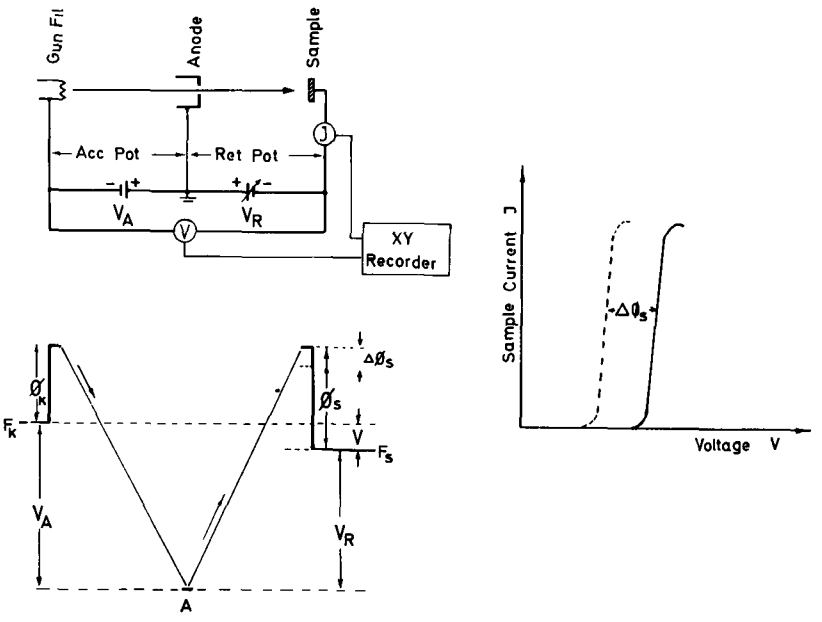

Gun Fil
Anode
Sample
J
Acc Pot
Ret Pot
V_A
V_R
V
XY
Recorder
Sample Current J
Δφ_s
Voltage V
φ_k
F_k
φ_s
Δφ_s
V
F_s
V_A
V_R
A

Fig. 4

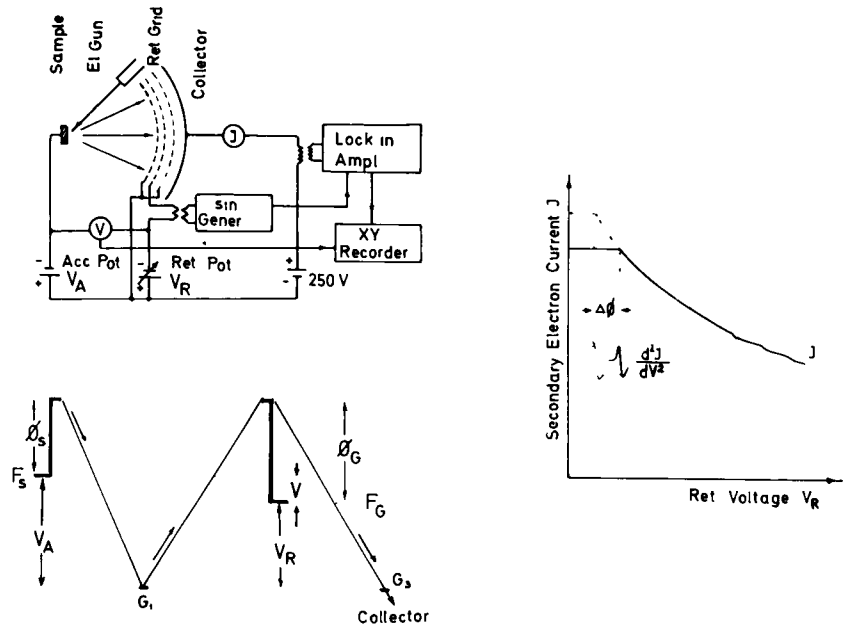

Sample
El Gun
Ret Grid
Collector
J
Lock in Ampl
sin Gener
V
XY Recorder
Acc Pot
V_A
Ret Pot
V_R
250 V
ϕ_s
F_s
V_A
G_1
V
V_R
ϕ_G
F_G
G_3
Collector
Secondary Electron Current J
$\Delta\phi$
$\frac{d^2J}{dV^2}$
J
Ret Voltage V_R

Fig. 5

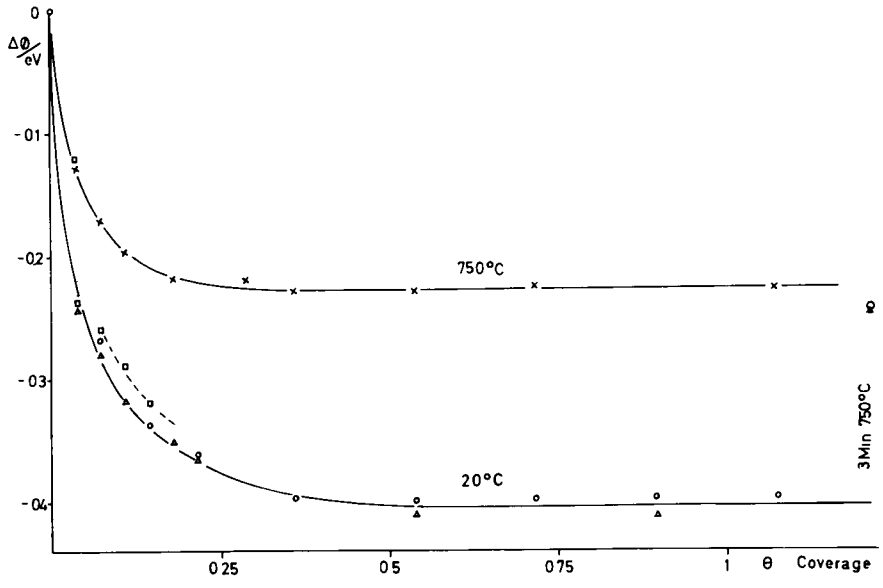

0
$\frac{\Delta\phi}{eV}$
-01
-02
-03
-04
750°C
20°C
3Min 750°C
0 25
0 5
0 75
1
θ Coverage

Fig. 6

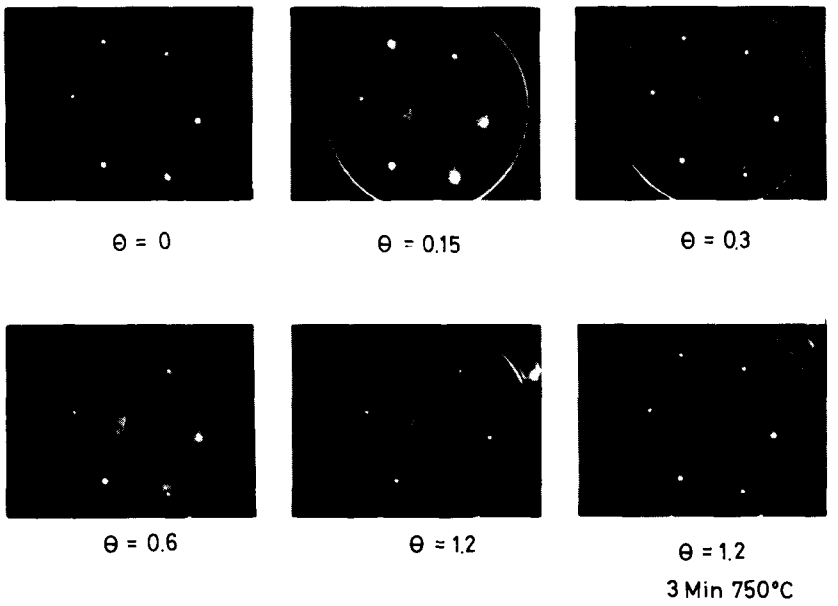


Fig. 7

D I S C U S S I O N

J. BOHDANSKY: Have you found a slight difference between the Mo-W ordered structure and that of uncoated molybdenum with the sam orientation? I ask this because there is a slight difference in lattice distance.

K. BESOCKE: No, we were not able to measure this difference.

K. SHIMADA: How stable is your thin film of molybdenum at 750°C

K. BESOCKE: Judging from Auger spectra it seems to be stable for at least two hours. During this time I observed no change in th coverage.

ISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
ICE D'ETUDES ENERGETIQUES
N.S. B.P.n°2 - GIF sur YVETTE 9I

Troisième Conférence Internationale sur la Production thermo-ionique d'énergie électrique

Juliers (R F A Juin I972)

unication H 77

e : W (I00) WORK FUNCTION CHANGE DURING ADSORPTION OF OXYGEN, CESIUM, AND OXYGEN-CESIUM CO-ADSORPTION

J.L.DESPLAT

SED ABSTRACT : The work-function determination by the Kelvin od was used to study the adsorption of oxygen, cesium and co-adsorption xygen and cesium on a (I00) tungsten surface, at room temperature.

- Oxygen adsorption : the work-function change with oxygen exposure was used to calculate the initial sticking coefficient the dipole moment of an adsorbed oxygen atom.

- Cesium adsorption : considering the experimental itions, we can reasonably reject a contamination of the surface to ain the appearance of a I,58eV work-function minimum . The work tion saturated value is I,80eV.

- Oxygen adsorption on a cesiated surface : a I,I7eV num was obtained under well defined conditions. At oxygen satu- on, the final work-function decreased from 6.2 eV to 3.4. when the ial cesium coverage increased from 0 to I.

Cesium adsorption on an oxygenated surface : when initial oxygen exposure was increased, the work-function obtained r saturation with cesium, increased towards a 2.2.eV plateau, then i down to I.95eV for very high initial oxygen exposures. On the r hand, at the same time, the work-function minimum decreased to eV, then moved up to I.75eV.

VARIATION DU TRAVAIL DE SORTIE DU W (IOO) PAR ADSORPTION D'OXYGENE, DE CESIUM ET CO-ADSORPTION D'OXYGENE ET DE CESIUM

J.L.DESPLAT

CEN-SACLAY/9I - GIF sur YVETTE - FRANCE

INTRODUCTION

On connait bien l'intérêt que présenterait un collecteur de convertisseur thermoionique dont le travail de sortie serait voisin de IeV : ALLEAU et al.(I) ont montré qu'une telle valeur était réalisable. On ne peut cependant affirmer qu'elle n'est pas due à la formation d'oxydes complexes plus ou moins semi-conducteurs Cs_2O - WO en couche épaisse (2), (3). Nous avons donc cherché à reprendre de manière plus détaillée l'étude de l'influence de la co-adsorption du césium et de l'oxygène sur le travail de sortie du tungstène afin de voir si on pouvait atteindre IeV pour des taux de recouvrement, en césium et oxygène, inférieurs à l'unité. Le présent rapport en constitue une première étape, la suivante devant être l'analyse de la structure de la double couche adsorbée

ETHODE EXPERIMENTALE

Nous utilisons la méthode de KELVIN-ZISMAN qui permet 'atteindre, en valeur relative, le travail de sortie vrai de a surface étudiée. La mesure étant faite à la température mbiante, il faut opérer dans l'ultra-vide afin de garantir, endant le temps de la mesure, la non-contamination de la urface par les gaz présents dans l'enceinte : dans nos expé- iences la pression résiduelle se situe aux environs de quelques 10^{-11} Torr.

Les détails concernant le cristal de W (I00), l'électrode e référence, les procédures de nettoyage, les caractéristiques e la mise en vibration, l'électronique de détection et de mesure nt été publiés dans (4). Un schéma de l'appareillage est repré- enté sur la fig. I.

DSORPTION D'OXYGENE

. RESULTATS

Ils sont légèrement différents de ceux publiés précédemment 4), et obtenus à partir d'un enregistrement continu de la varia- ion de la différence des travaux de sortie entre la référence et e cristal pendant l'exposition à l'oxygène. Nous nous sommes perçus que la pression d'oxygène choisie, trop élevée, entrainait es variations très rapides du travail de sortie que l'intégrateur tilisé pour obtenir un montage auto-compensateur ne pouvait suivre. ous avons donc repris l'étude de l'adsorption d'oxygène en traçant oint par point la courbe de variation du travail de sortie en onction de l'exposition, soit en opérant par doses successives, oit en nettoyant la surface entre chaque exposition, les deux éthodes étant parfaitement concordantes.

Dans les deux cas, la référence est nettoyée par un flash de 5 sec. à 2500°K. La pression d'oxygène est déterminée par une jauge décharge froide, fréquemment étalonnée à l'aide d'une jauge AYART ALPERT intégrée et du spectromètre de masse : elle présente n effet une excellente réponse aux transitoires par opposition à a jauge B.A.

La fig.2 représente la variation $\Delta\phi$ du travail de sortie du (I00) en fonction de l'exposition (flux intégré de molécules 'oxygène), ainsi que les rares résultats exploitables obtenus ans des conditions similaires par différents auteurs (5),(7): la ispersion est considérable, aussi bien sur les valeurs obtenues saturation (qui peuvent dépendre des conditions de propreté de a surface) que sur les flux intégrés à travail de sortie égal.

. DISCUSSION

La courbe (a) de la figure 3 montre la même courbe de varia- ion que celle représentée fig.2, mais avec une échelle linéaire 'exposition, ce qui fait apparaître très nettement un coude récédé d'une partie linéaire. La variation du travail de sortie ıtre la surface propre et le coude est $\Delta\phi = 0{,}56$eV. De telles

ruptures de pentes ont été observées par ESTRUP-ANDERSON (8) et GORODETSKII-MELNIK (9) pour des $\Delta\phi$ respectifs de 0,52 et 0,50eV et associées, par chacune de ces deux équipes, à une structure (4xI) déduite de l'examen des figures de diffraction LEED.

L'apparition d'une telle structure a été également observée par diffraction d'électrons de haute énergie (RHEED) (I0).

La linéarité de la variation du travail de sortie en fonction de l'exposition, avant le coude ne permet d'en déduire la constance de la probabilité de collage qu'en faisant l'hypothèse que $\Delta\phi$ est proportionnel au nombre d'atomes adsorbés, c'est à dire que les interactions entre eux sont négligeables. Dans cette hypothèse, de la conversion I Langmuir = $3,6.10^{14}$ molec.cm^{-2} (pour O_2 à 300°K) on déduit aisément la probabilité de collage et le moment dipolaire par atome adsorbé

$S = 0,75$ pour la structure (4xI)

$\mu_D = 1,06$ Debye

Nous ferons remarquer néanmoins, que ce qui précède ne constitue qu'une approximation très simple, car l'existence d'une structure (4xI)- symétrie d'ordre 2- sur W (I00)- symétrie d'ordre 4- semble indiquer une forte anisotropie dans les interactions entre atomes d'oxygène adsorbés.

ADSORPTION DE CESIUM

Le flux de césium, provenant d'un réservoir dont la température est régulée à 0,25°C près, est dirigé vers le cristal, la référence étant éloignée et protégée du flux par des écrans. Nous avons opéré également point par point, soit par expositions successives, soit en exposant le cristal pendant des temps croissants.

I. RESULTATS

La courbe de variation du travail de sortie ϕ en fonction du temps d'exposition au flux de césium apparait sur la figure 3 ou sur la figure 4 (courbe a), où figure le travail de sortie vrai calculé en prenant pour base 4,62eV pour W (I00). Il existe un minimum et un plateau dont les valeurs respectives sont (la dispersion des résultats expérimentaux étant de $\pm$20mV) :
ϕ_m = I,58eV et ϕ_p = I,80eV.

Ces valeurs sont en bon accord avec celles de SIDORSKI et al (II), SWANSON et al (I2) mais ϕ_m s'écarte d'environ 0,2eV des valeurs publiées par FEHRS (I3) et LEE (I4) qui ont obtenu des minima très peu prononcés.

2. DISCUSSION

L'existence d'un minimum accusé a souvent été associée à une contamination par l'oxygène. Dans nos conditions expérimentales, nous pouvons conclure raisonnablement qu'une présence éventuelle d'oxygène ne saurait venir des gaz résiduels en quantité suffisante la parfaite identité des valeurs obtenues par les deux méthodes de dépot de césium (celle des dépots successifs étant la plus longu montre d'ailleurs qu'un tel type de contamination est négligeable.

La seule possibilité est que le césium dirigé sur l'échantillon contienne lui-même des traces d'oxygène. Le taux d'impuretés contenues dans le césium, garanti par le fabricant et vérifié dans nos laboratoires ne dépasse pas 2.10^{-4}. Or il faudrait, pour rendre compte d'une contamination, que le taux de recouvrement en oxygène soit au moins égal à $1,2.10^{-2}$ au voisinage du minimum, puisque les résultats exposés plus loin montrent que ϕ_m est pratiquement inchangé si on fait le dépot de césium sur une surface préalablement exposée à 0,02 L d'oxygène (soit un rapport du nombre d'atomes d'oxygène au nombre d'atomes de césium voisin de 4.10^{-2}). Comparant ce rapport avec le taux d'impuretés de 2.10^{-4} et à moins d'admettre une augmentation de la teneur en oxygène au voisinage de la surface du césium liquide qui s'évapore, nous pensons que la source d'oxygène éventuelle ne semble donc pas se trouver initialement dans le césium utilisé. Nous pensons qu'une analyse par spectrométrie Auger en cours d'installation, permettra de détecter l'apparition éventuelle d'oxygène lors du dépot de césium.

CO-ADSORPTION OXYGENE-CESIUM

Pour obtenir des taux de recouvrement variables en oxygène et en césium, nous avons choisi d'adsorber successivement l'un puis l'autre, mais sans étudier les dépots alternés. Nous avons donc été amenés à choisir comme premier élément adsorbé soit l'oxygène, soit le césium.

I. CESIUM PUIS OXYGENE

Les courbes de variation du travail de sortie quand on dépose en premier une certaine quantité de césium, puis l'oxygène, sont représentées sur la figure 3. L'évolution des courbes (a) à (e) correspondant à des expositions initiales croissantes au césium) s'explique par le fait que la méthode de KELVIN fournit une valeur de ϕ moyennée par rapport aux surfaces occupées par les différentes espèces adsorbées : l'adsorption d'oxygène sur une région propre augmente son travail de sortie, alors que sur une région recouverte de césium, le travail de sortie est diminué au moins au début de l'adsorption d'oxygène, ces deux contributions s'équilibrant pour une certaine dose initiale de césium (courbe d).

Le même comportement a été rapporté pour Na-O-W (II2) (I5).

La courbe (f) montre que, partant du minimum I,57eV avec Cs seul, on atteint le travail de sortie le plus bas réalisable avec cet ordre d'adsorptions et qui est I,I7eV. La forme des courbes (f),(g),(h) sera discutée dans le paragraphe 3. On remarque que le travail de sortie final, après saturation en oxygène varie de 6,2 à 3,4eV quand le recouvrement initial en césium varie de 0 à I : il est vraisemblable que l'on atteint une structure complexe où les atomes d'oxygène supplémentaires viennent s'adsorber sur la structure particulière W-O-Cs responsable du minimum de travail de sortie.

II. OXYGENE PUIS CESIUM

Sur la figure 4 sont représentées les courbes de variation

du travail de sortie obtenues en déposant d'abord une certaine quantité d'oxygène puis en exposant la surface au flux de césium. L'aspect des courbes est classique puisqu'on y retrouve un minimum et un plateau bien défini, mais les lois de variation de ϕ_m et ϕ_p en fonction de l'exposition initiale à l'oxygène sont complexes ainsi qu'en témoigne la figure 5 (La courbe de variation du minimum ϕ_m est dénommée "O_2(I) - Cs (2)" pour indiquer que l'oxygène est déposé le premier). Il faut noter ici que les courbes de la figure 5 représentent le tracé de plus de 50 courbes analogues à celles de la figure 4, et que la reproductibilité y est de + 20mV. Nous y avons fait figurer également la courbe (f) de la figure 3, qui représente, à partir du minimum de I,58eV obtenu avec Cs seul, l'évolution du travail de sortie consécutive à l'exposition à l'oxygène (courbe "Cs(I) - O_2(2)"). Le minimum de la courbe "O_2(I) - Cs(2)" est de I,I2eV ce qui permet de penser que la co-adsorption de césium et d'oxygène dans cette gamme de recouvrements (inférieurs à I, voir discussion) n'est pas parfaitement réversible, contrairement à ce qu'ont observé PAPAGEORGOPOULOS et CHEN pour le système Cs-O-W (II2) (I6).

Le phénomène le plus surprenant est l'augmentation de ϕ_p jusqu'à 2,2eV avec l'exposition à l'oxygène : on peut invoquer l'hypothèse d'une modification des interactions entre atomes de césium due à la présence des atomes d'oxygène et pouvant entrainer un changement dans la structure de la monocouche de césium.

Nous pouvons extraire du réseau de courbes 4 la pente initiale ϕ'_i proportionnelle au moment dipolaire des atomes de césium sur la surface de W(I00) partiellement recouverte d'oxygène et le temps t_m nécessaire pour atteindre le minimum, le flux de césium étant constant.

Les variations de ϕ'_i et t_m avec l'exposition initiale à l'oxygène sont indiquées sur la figure 6. ϕ'_i ayant été normalisé à I pour Cs seul, on y remarque qu'il atteint I,4 dans la gamme d'expositions à l'oxygène produisant les deux minima de ϕ_m. De la variation de t_m on retiendra seulement son augmentation rapide au delà de I0 L en corrélation avec les variations de ϕ_m et ϕ_p pour les fortes expositions à l'oxygène, ce qui nous conduit à penser que la quantité de césium qui produit le minimum est pratiquement doublée pour une surface initialement saturée en oxygène (50 L d'exposition) (il nous semble peu probable que la probabilité de collage de Cs ait pu diminuer de moitié). La composition devient vraisemblablement très complexe, du type W-O-Cs-O-Cs que WARNER (2) a envisagé pour rendre compte du minimum de IeV observé par ALLEAU et BACAL (I).

3. DISCUSSION DES RESULTATS

L'allure des deux courbes "Cs(I) - O_2(2)" et "O_2(I) - Cs(2)" est tout à fait similaire, mais on y remarque, une contraction croissante dans l'échelle des expositions, contraction qui peut être expliquée en admettant que la probabilité de collage de l'oxygène sur le W (I00) recouvert de césium reste voisine de l'unité jusqu'à des taux de recouvrement en oxygène élevés, alors qu'elle décroit rapidement pour W (I00) seul. L'augmentation de la

probabilité de collage de l'oxygène due à la présence de césium adsorbé a été également observée par PAPAGEORGOPOULOS et CHEN (I6)

Pour évaluer la quantité d'oxygène adsorbé au minimum de ϕ_m, nous supposerons donc que la probabilité de collage de l'oxygène sur W (I00) - Cs reste égale à 0,75, valeur précédemment trouvée pour O_2 sur W (I00) en structure (4xI). Les 0,5 L nécessaires pour atteindre le minimum correspondent avec cette hypothèse à $2,6.10^{14}$ At.cm^{-2} soit un recouvrement en oxygène $\theta_o \simeq I/4$.

Si l'on admet que le minimum est obtenu pour un nombre égal d'atomes de césium et d'oxygène (I6) pour une structure bien déterminée, nous formulons l'hypothèse qu'au minimum ϕ_m sur W (I00), Cs et O forment une structure p(2x2). Il nous reste à vérifier la validité de toutes ces hypothèses par une analyse par LEED et spectrométrie Auger, ce que nous allons entreprendre dans une deuxième étape.

Enfin, on peut remarquer que le fait que ϕ_m présente deux minima (I,I2eV et I,I7eV) pour deux expositions d'oxygène, est à rapprocher des résultats de SWANSON et STRAYER (I2) qui ont trouvé I,IeV pour des concentrations en oxygène allant de 3,2 à $4,2.10^{14}$ At.cm^{-2} sur du tungstène polycristallin et de ceux de PAPAGEORGOPOULOS et CHEN (I6) qui ont trouvé I,IeV pour deux valeurs du recouvrement en oxygène (0,5 et I) sur W (II2).

CONCLUSION

Ainsi qu'il est apparu dans ce rapport, nous avons été amenés à faire de très nombreuses hypothèses pour tenter d'expliquer les résultats obtenus lors de l'adsorption mixte oxygène-césium. Cependant, nous pensons avoir montré qu'un travail de sortie voisin de I,IeV est réalisable sur W (I00) avec des taux de recouvrements en oxygène et en césium inférieurs à I.

R E F E R E N C E S

(I) T.ALLEAU et M.BACAL, IEEE Conf.Proc.of I970 TCSC (Miami)p.434

(2) C.WARNER, IEEE Conf.Proc.of I97I TCSC (San Diego) p.170

(3) N.S.RASOR, IEEE Conf.Proc.of I97I TCSC (San Diego) p.I8I

(4) M.BACAL, JL.DESPLAT et T.ALLEAU, Int.Conf.on Solid Surfaces (Boston I97I), à paraitre dans "J.of Vacuum Science and Technology" Mars-Avril I972.

(5) Ya.P.ZINGERMANN et V.A.ISHCHUNK, Soviet Physics, Solid State 8, I0, 2394 (I967) et 9, 3, 623 (I967)

(6) B.J.HOPKINS et K.R.PENDER, Surface Science, 5, I, I55 (I966)

(7) C.B.WILLIAMS,Ph.D.Thesis, University of Southampton (I969)

(8) P.J.ESTRUP et J.ANDERSON, 27th Annuel Conf. on Physical Electronics (I967) p.47

(9) D.A.GORODETSKII et Yu.P.MELNIK,Iz.Akad.Nauk URSS, Série Physique, 35, 5, I064 (I97I)

(I0) B.J.HOPKINS et G.D.WATTS, Communication privée

(II) Z.SIDORSKI, I.PELLY et R.GOMER, J.of Chem.Phys., 50, 6, 2382 (I969)

(I2) L.W.SWANSON et R.W.STRAYER, J.of Chem.Phys., 48, 6, 242I (I968)

(I3) D.L.FEHRS et R.E.STICKNEY, IEEE Proc.Conf.of I968 TCSC (Framingham) p.I0

(I4) T.J.LEE, B.H.BLOTT et B.J.HOPKINS, J.of Phys.F. : Metal Phys.I, 309 (I97I)

(I5) J.M.CHEN et C.A.PAPAGEORGOPOULOS, Surface Science, 26, 2, 499 (I97I)

(I6) C.A.PAPAGEORGOPOULOS et J.M.CHEN, Int.Conf.on Solid Surfaces (Boston I97I), à paraitre dans "J.of Vacuum Science and Technology" Mars-Avril I972

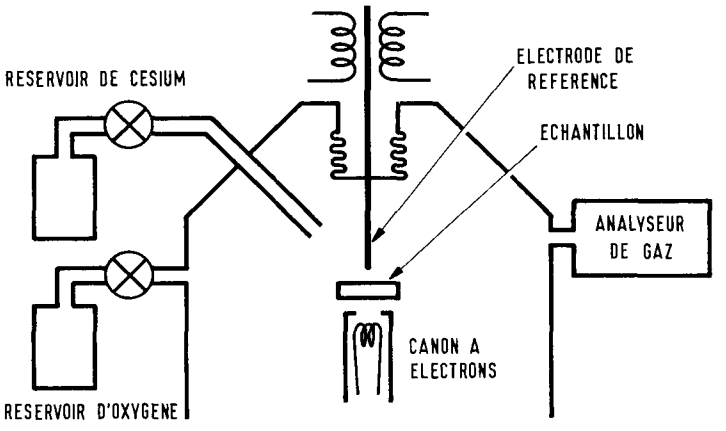


Fig. 1 - Schéma de l'appareillage

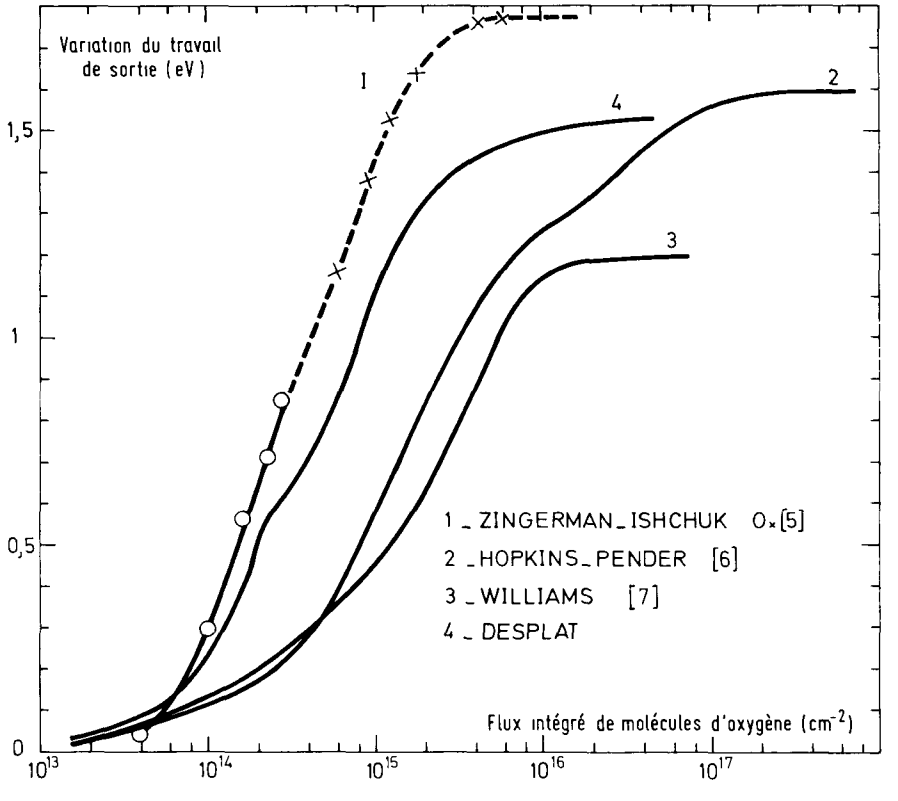


Fig. 2 - Variation du travail de sortie du W (100) en fonction du flux intégré d'oxygène

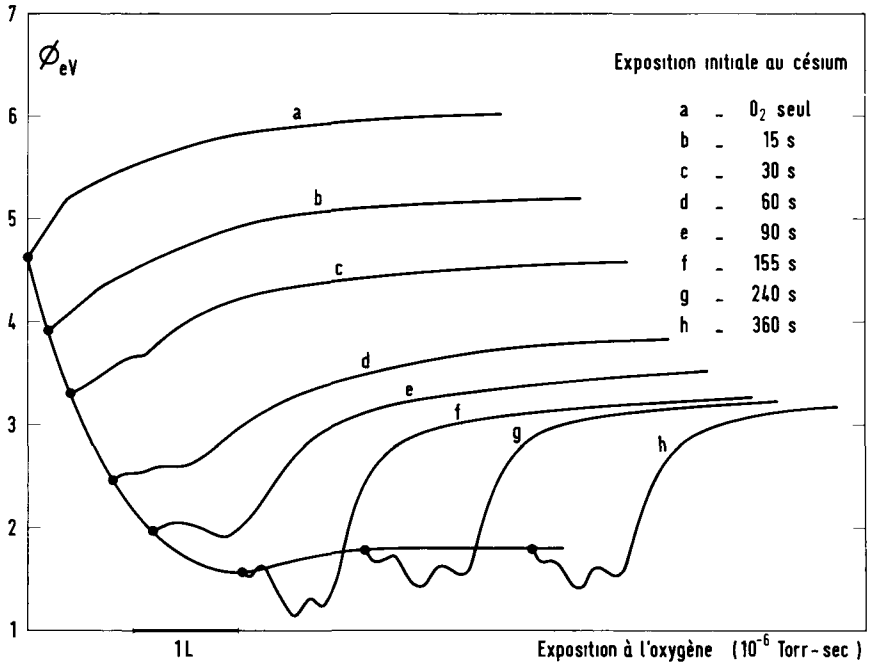


Fig. 3 - Variation du travail de sortie du W (100) préalablement recouvert de césium en fonction de l'exposition à l'oxygène

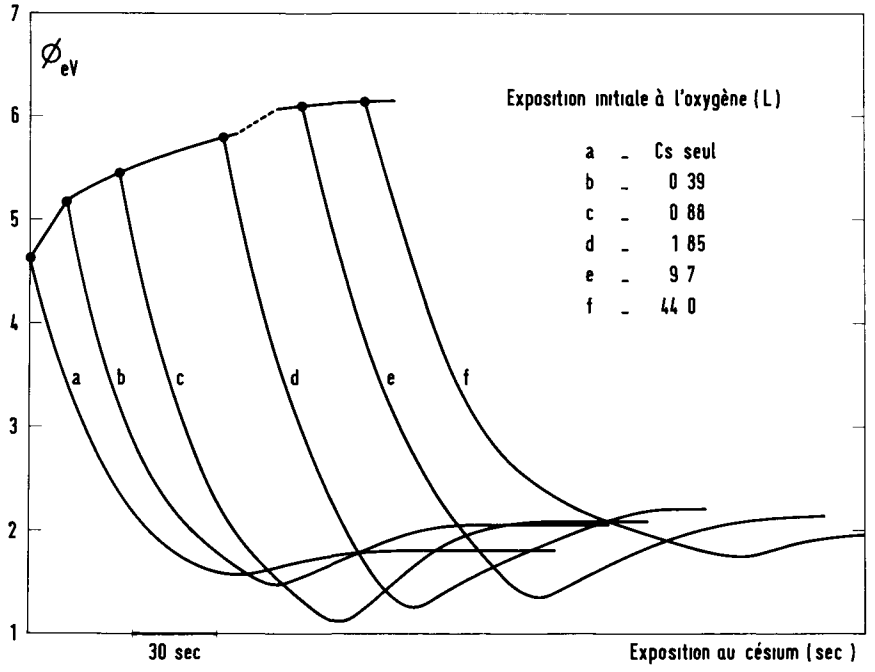


Fig. 4 - Variation du travail de sortie du W (100) préalablement recouvert d'oxygène en fonction de l'exposition au césium

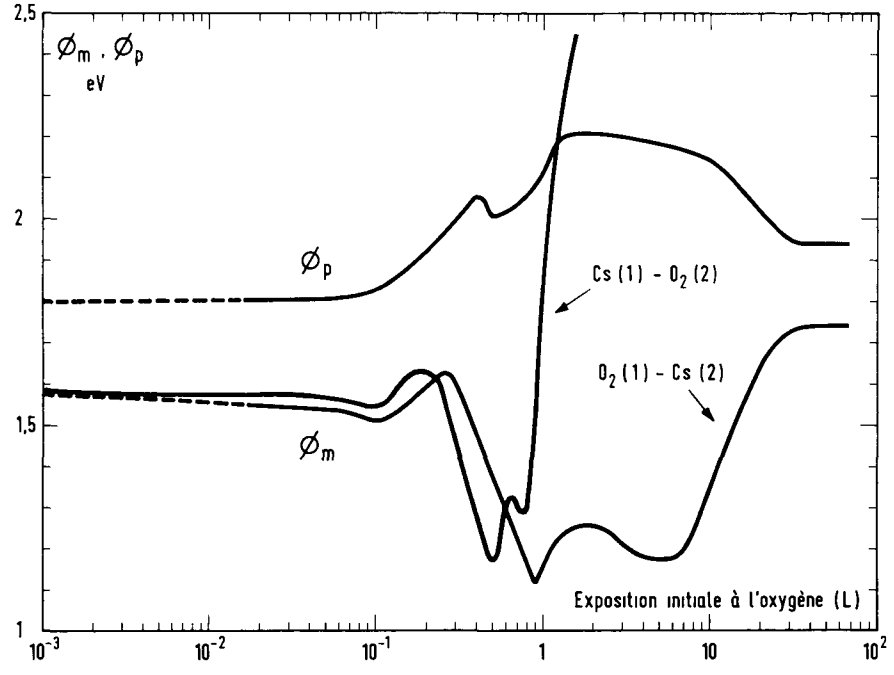


Fig. 5 - Variation de ϕ_m et ϕ_p en fonction de l'exposition à l'oxygène et de l'ordre des adsorptions

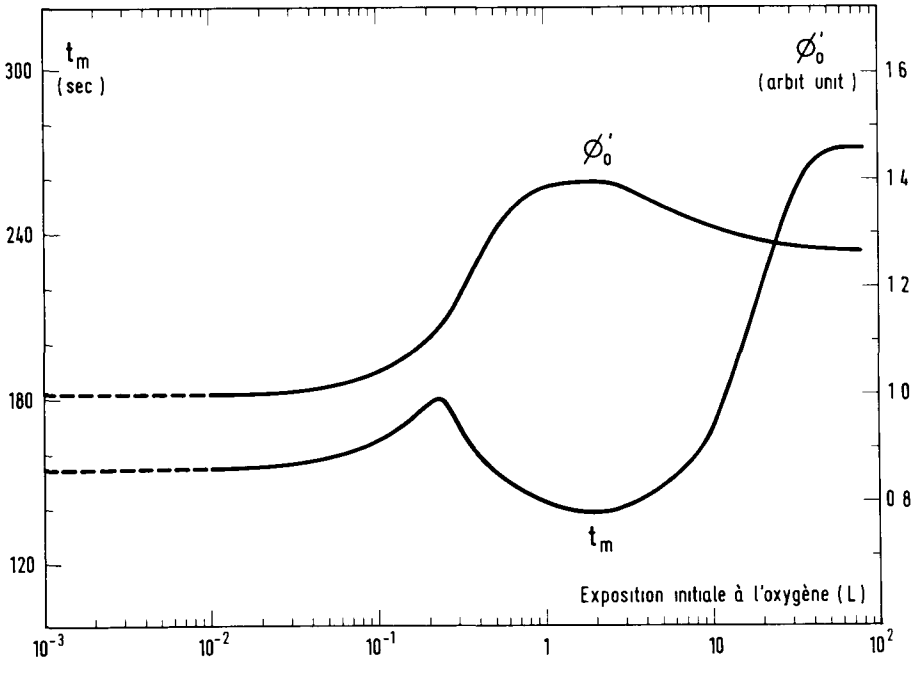


Fig. 6 - Variation de ϕ_o' et t_m en fonction de l'exposition à l'oxygène

BLANK

Reviced Abstract

Thermionic Characteristics of Carburized Tungsten-Rhenium Alloys.

Masanobu Miyake and Tadao Sano

Department of Nuclear Engineering

Faculty of Engineering, Osaka University

Suita, Osaka, Japan

In many refractory carbides the structural or constitutional changes affecting on their thermionic characteristics is often observed to occure at temperature range of about 2000 K. In present study, filaments of W-26 % Re and W-19 % Re (0.2 mm in diam.) were carburized in propane of pressure of about 3 torr and at filament temperature of 1600°K– 1800°K. The carburizing behaviour of the filament was followed by measurement of electric resistivity change of the filament and was analyzed together with the result obtained by X-ray diffraction patterns, metallographic observations and microprobe examinations. Their thermionic characteristics have been measured by Langmuir method of constructing Schottky and Richardson lines. The initial work functions of the filaments carburized were considerably low values in the range from 2.5 to 3.8 eV. When the samples were heated at a higher temperature more than 2000°K, the values of their work function in the first stage decreased to a minimum value of 2.2– 2.6 eV and in the second stage they increased more rapidly to a value higher than 4.5 eV. During these heating processes Richardson constants changed also in the similar manner to that of work functions. As far as the

electric resistivity of the filaments, a remarkable change was not found in the first stage, while a striking decrease corresponding to the decarburization of the filament was observed in the second stage.

From the result obtained it was deduced that the thermionic characteristics in the first stage were controlled mainly by any surface activation effect and in the second stage they were determined by the decarburizing process.

Thermionic Characteristics of Carburized Tungsten-Rhenium Alloys

Masanobu Miyake and Tadao Sano

Department of Nuclear Engineering

Faculty of Engineering, Osaka University

Suita, Osaka, Japan

Introduction

Tungsten-Rhenium alloys are of potential use as emitter materials for thermionic converters. When these emitters are in contact with nuclear carbide fuels, their thermionic characteristics will be considerably affected by the surface behaviours of carbon atom diffused onto the emitter surface. As in many refractory metal-carbon system the structual or constitutional changes are often observed to ocurr at temperature of about 2000 K. As one of approach to study on this problem the thermionic characteristics of tungsten-rhenium alloys were investigated in this work.

Experimental

Matirials used were commercial thermocouple wires (0.2 mm in dia.) of

W-19 at % Re and W-26 at Re. They were at first carburized in hydrocarbon atmosphere and then their thermionic emission currents were measured in ultra high vacuum.

a) Carburization method.

The carburization of the sample wire (about 6 – 7 cm in length) has been carried out in a high vacuum system with a hydrocarbon gas supply. Before carburization all sample wires were directly heated by DC current for 3 hours at 2500°K in high vacuum of the order of 10^{-7} torr. Pure propane (C_3H_8) as the carburizing agent was then introduced over the sample wire heated at the carburizing temperature. The brightness temperature of sample wire was measured by means of an optical disappearing-filament micropyrometer. For the W-19 % Re alloy and the alloys carburized the true temperature was estimated using the values of spectral emissivity of W-26 % Re alloy and tungsten carbide, respectively, since avairable data have not yet been for the spectral emissivities of W-19 % Re alloy and carburized alloy. In this experiment, as shown in Tale I, each alloy sample was carburized at 1600 K or 1800 K under a pressure of 3.5- 4.0 torr for 4 – 5 hours. During the carburizing process the temperature was kept constant within ± 15°C by adjusting the heating current. The flow rate of propane was controlled by capirally leak and its pressure in the system was kept constant within ± 0.2 torr. The heating current of the sample wire was recorded on XY-recorder and the changes in the electric resistivity with proceeding of carburization were traced.

b) Emission measurement.

As a filament of diode tube, the carburized wire was mounted together with a non-carburized alloy filament in a cylindrical anode-guard-ring geometry consisting of three Mo cylinders (20 mm in dia, 25 mm in length). The diode tube was evacuated using an ultra high vacuum system and baked

at 400°C for 48 hours. After baking the alloy filament was heated at 2200°K in order to outgas the anode-quard-ring assembly by means of electron bombardment. The final vacuum thus obtained was in the low of 10^{-9} torr range. The filament carburized was carfully outgassed up to 1600°K in the background pressure less than 1×10^{-8} torr and then flashed at 2200°K for 15 sec. For the filament carburized, the current-voltage characteristics for constructing Schottky plot were measured in this stage at filament temperatures lower than 2000°K. Successive heating of the filament has been done at a given temperature until the emission current of filament reaches a nearly constant value. In general the data were taken on each equilibrium stage with the exception of the heating at initial lower temperature where too much time of heating was necessary to obtain a constant emission current. The filament temperatures were determined by the same way as described in carburization method.

Experimental Results and Discussion

a) Carburization.

The result on carburization is summerized in Table 1 and the change in electric resistivity of the wires during the carburization process is given in Fig. 1. As shown in Fig. 1, for all samples resistivities increase almost linearly with time after the steep increase in the initial period, and W-26 % Re alloy samples (Cand D in Fig. 1) show a larger increase in resistivity than that of W-19 % Re samples (A and B in Fig. 1) at each carburizing temperature.

The detailed structure of the carbide layers on the tungsten-rhenium alloys is considerably complex one because of the presence of mono- and di-carbides. As an outermost surface of carbide layers, Fries et al[1] reported the existence of the single-phase (W,Re)C. Under these conditions

it is very difficult to analyse exactly the resistivity change occurring in the carburization processes. However, a rough estimation about the thickness of cabide layer was attempted by assuming that only a single-phase of tungsten monocarbide layer was formed in the outer part of wire without any volume change and the resistivity of this composite wire was given as a pararell summation of the resistivity of carbide layer and metal core. With these assumptions, the layer thickness is evaluated. The final values of ratio of layer thickness to wire radius after the carburization are listed in Table I. As the radius of sample wires is 0.01 cm, the layer thickness evaluated are in the range of $8-30\mu$. It is also found that the layer thickness linearly increase with square root of time, that is, the layer growth obeys a parabolic law. A detailed consideration concerning to the parabolic layer-growth rate is now under progress.

The temperature coefficient of resistivity is considered to be a property which is probably suited for the characterization of carburized filaments. The values of temperature coefficient of sample wires obtained before and after carburization are cited in the last columm of Table I. As shown later, the relationship between resistivity and temperature is linear over a wide range of temperatures, therefore the temperature coefficient in Table I are expressed in terms of the ratio of resistivity increment to temperature increment. The value obtained for the non-carburized W-26 % Re of $3.59 \times 10^{-8} \Omega \cdot$cm/deg is somewhat higher than that of calculated from literature[2] of $3.20 \times 10^{-8} \Omega \cdot$cm/deg. It seems to be probable within the experimental accuracy. The remarkable decreases in temperature coefficient of resistivity were found for the samples carburized at 1800°K, while no noticiable change was observed for the samples carburized at 1600°K. In the latter case, the thickness of carbide layer estimated is only about 10 % of the wire radius, therefore no change in

temperature coefficient is rather expected. In the case of higher carburizing temperature. the layer thickness is, for example, 30 % of the wire radius for W-26 % Re alloy which corresponds to 50 % of the wire volume, therefore, the appreciable change can be likely expected. The sample described above, however, did not consist with the fact that temperature coefficient of carbides are, in general, larger than that of metal. For example, the value of tungsten carbide is estimated to be 9.94×10^{-8} Ω·cm/deg. The decreasing tendency of temperature coefficient of resistivity is not yet clearly explained.

Further studies on the detailed structure of the sample carburized are now proceeding by means of the X-ray diffraction and electron microprobe analyses together with the metallographic observations.

b) Emission measurements.

For all the filaments carburized the appreciable changes in the emission currents were observed during the successive heating of the felament above 1900°K. As a typical example the case of W-19 % Re filament carburized at 1800°K is shown in Fig. 2 in which the fractional changes in the saturated emission current with time are given for each heating stage at different temperature and the numbers represent the corresponding heating stage described in Table II. As shown in Fig. 2, in the initial heating stage at 2120°K (No.2), the emission current increased linearly with time throughout the heating period of 20 hours. In the stage 3, where heating at 2160°K for 10 hours followed by heating at 2090°K for 20 hours, the emission current increased exponentially and reached a constant value. In the next stage 4, heating temperature at 2040°K, the emission current showed a constant value after slightly increase in the initial period. As later explained, the filament in this stage gave a minimum work function. In further heating at higher temperature, as in the stages 5, 6 and 7 the emission currents

exponentially decreased and reach the constant values corresponding to each stage. Finally, it came to a stage where the emission current is not affected by any heaing at temperatures up to 2500°K.

According to the Richardson equation, the saturated emission current of a temperature is defined by the values of the Richardson constant and the work function. The emission measurements for constructing Schottky plots have been carried out at the end of heating period in each stage. As the example, the resulting Richardson lines obtained from such Schottky plots are shown in Fig. 3 (Sample A; W-19 % Re alloy carburized at 1800°K) and Fig. 4 (W-19 % Re alloy carburized at 1600°K). The Richardson plots obtained in each heating stage of all filaments A–D, give straight lines respectively. From these Richardson lines the work functions and the Richardson sonstants were determined by using a least squares fits in the usual manner. The values obtained are cited in Tables II and III. The work function was determined within the error less than ± 0.03 eV. Appreciably low values were obtained for the initial work function of the carburized filaments (No. 1 of each samples in Tables II and III). It is clearly recognized that the values of W-19 % Re alloys (A and B) are smaller than that of W-26 % Re alloys (C and D) and the values of the filaments carburized at higher temperature are smaller than that of the filaments of lower carburizing temperature. During the successive heating of the filament, the work function decreased at first from its initial value to a respective minimum value and then increased to a respective constant value above 4.5 eV. The minimum work function obtained for sample D agrees with the reported value of tungsten carbide, 3.60 eV[3]. The minimum values for samples A, B and C were in the range of 2.25–2.64 eV, which considered to be appreciably lower one among carbides. With the exception of the sample A, the values of the final work function were about 4.75 eV. The work fun-

ction of W-19 % Re alloys obtained in our previous measurements are 4.70 eV and 4.73 eV, respectively[4]. The latter velue are in reasonable agreement with the reported value of 4.63 eV[5] and 4.77 eV[6] for W-25 % Re. Therefore it is suggested that in the final heating stage the decarburization of filaments are in progress giving rise to the increase of the work functions from their minimum values.

It is also recognized that in the heating process of filaments the Richardson constant A changed in the similar manner to that of work functions. In comparison with the theoretical value of 120 amp/cm^2· deg^2, the values obtained for the filaments carburized are very small, especially in the stages corresponding to the minimum work function. One of the possible explanation about small values of Rchardson constant A is that the actual emitting area seems to be reduced by the carburization. Taking into consideration of the uncertainty in the calculation of Richardson constant, the values in the final stage are in reasonable agreement with the values of 249 amp/cm^2· deg^2 for W-19 % Re and 150 amp/cm^2· deg^2 for W-26 % Re obtained previousely[4]. These fact supports the suggestion on the decarburization in the final stage. The resistivity-temperature curves of sample A is shown in Fig. 5. In the initial stages corresponding to the decrease in work functions, the resistivities of filament did not change so much, while the distinct changes were found for the temperature coefficients of resistivity. The decreases of resistivity were then observed in the heating stage in which the work function increased appreciably. As shown in Table II and III, the behaviour of these resistivity change in other samples is quite similar to that of sample A. As already described, the remarkable decrease in the temperature coefficient of resistivity resulted from the carburization was also found for samples A and C. On these samples the temperature coefficients increased by heating. The resistivities of samples B and D varied during the heating stage, however, the temperature coefficient

did not change.

Conclusion

It was found that the carburization of W-19 % Re and W-26 % Re alloys proceeded appreciably at 1800°K in propane and W-26 % Re alloy was somewhat easy to carburize than W-19 % Re alloy was. The decreases of work functions with carburization were, however, larger for W-19 % Re than for W-26 % Re. By the successive heating of the filaments carburized, the work function at first decrease to the minimum value and then increase to the value corresponding to the work function of the alloys. It is considered that the initial decrease of work function is originated from any activation effect on the surface carburized, while the increase of work functions is caused by the decarburization of filaments.

REFERENCES

[1] Fries, R.J., et al., J. Nucl. Materials. 39 (1971) 35

[2] "Thermophysical Preperties of High Temperature Solid Materials", 5 MacMillan

[3] Fomenko, V.S., Handbook of Thermionic Properties, Prenum Press, New York (1966)

[4] Miyake, M., et al., to be published in Japanese J. of Applied Phys.

[5] Dionne, D.F., J. Chem. Phys., 46 (1967) 1212

[6] Hudson, R.G., et al., "Some investigations of refractory metal systems of thermionic interest", IEEE Conference Record of Thermionic Conversion 1969 Specialist Conference, p 296, Carmel, California October 23-25 1969

Table I. Carburization data.

Sample	Nominal composition (at.%)	Carburization Temperature (°K)	Time (h.)	Pressure of C_3H_8 (Torr.)	Estimated thickness of carbide layer (layer thickness / wire radius)	Temp. coeff. of resistivity before and after carburization ($\times 10^{-3}\Omega$/cm·deg.) before	after
A	W-19%Re	1800	5	4.0	0.24	3.26	2.02
B	W-19%Re	1600	5	3.5	0.08	3.26	3.34
C	W-26%Re	1800	4	3.6	0.30	3.59	2.62
D	W-26%Re	1600	5	3.9	0.12	3.59	3.54

Table II. Summary of emission data for W-19%Re alloy.

Sample	Heating stage No.	Heating stage Temp.-Time (°K) (h.)	Change of filament properties in heating: Emission current	Electric resistivity	Temp. coeff. of resistivity ($\times 10^{-3}\Omega$/cm.deg.)	Work function (eV)	Richardson constant (amp./cm^2·deg^2)
A	1	as carburized			2.02	2.62	0.28
	2	2120-20	increase linearly	no change	2.16	2.52	0.27
	3	2160-10 2090-20	increase-constant	no change	2.44	2.38	0.097
	4	2042-22	increase-constant	no change	2.44	2.25	0.053
	5	2080- 6 2120-10 2150-13	decrease-constant	decrease	2.52	2.62	0.16
	6	2200- 6 2260- 7	decrease-constant	decrease	2.66	2.86	1.4
	7	2320- 6 2360- 5	decrease-constant	decrease	2.80	3.86	4.8
	8	2390-10	decrease-constant	decrease	2.84	4.52	93
B	1	as carburized			3.34	2.84	0.60
	2	1900-30	increase linearly	no change	3.22	2.59	0.31
	3	2020-20 2060- 8 2090-10	increase-constant	no change	3.33	2.53	0.22
	4	2130- 7 2180- 7 2200- 6	decrease-constant	decrease	3.34	2.75	0.40
	5	2260- 5 2300- 3	decrease-constant	decrease	3.31	3.22	2.0
	6	2380-30	decrease-constant	decrease	3.31	4.77	382

Table III. Summary of emission data for W-26%Re alloy.

Sample	Heating stage No.	Heating stage Temp.-Time (°K) (h.)	Change of filament properties in heating: Emission current	Electric resistivity	Temp. coeff. of resistivity ($\times 10^{-3}\Omega$/cm·deg.)	Work function (eV)	Richardson constant (amp./cm^2·deg.^{2})
C	1	as carburized			2.62	3.43	0.48
	2	1900-40 2000- 9	increase linearly	no change	3.12	2.74	0.18
	3	2040-20	increase-constant	no change	3.02	2.64	0.19
	4	2090-20 2140-20	decrease-constant	decrease	3.35	2.98	0.51
	5	2260-10	decrease-constant	decrease	3.62	3.69	4.4
	6	2330- 8 2460- 5	decrease-constant	decrease	4.40	4.73	177
D	1	as carburized			3.54	3.78	17
	2	2090- 4 2140- 6	increase-linearly increase-constant	increase	3.50	3.60	16
	3	2240- 3 2060-18	decrease linearly	decrease	3.57	3.99	28
	4	2420-15	decrease-constant	decrease	3.60	4.77	188

Figure Captions

Fig. 1 Change in electric resistivity during carburization.
A : W-19 % Re carburized at 1800 K, B : W-19 % Re, 1600 K
C : W-26 % Re, 1800 K, D : W-26 % Re, 1600 K

Fig. 2 Change in emission current of sample A (W-19 % Re alloy carburized a at 1800 K) during heating stage. 2, 3, etc. represents corresponding heating stage explained in Tale II.

Fig. 3 Richardson plots for sample A (W-19 % Re alloy carburized at 1800 K) 1, 2, 3, etc. represent the corresponding heating stage in Table II.

Fig. 4 Richardson plots for sample B (W-19 % Re alloy carburized at 1600 K) 1, 2, 3, etc. represent the corresponding heating stage in Table II.

Fig. 5 Change in electric resistivity of sample A (W-19 % Re alloy carburized at 1800 K). 1, 2, 4, etc. represent the corresponding heating stage in Table II.

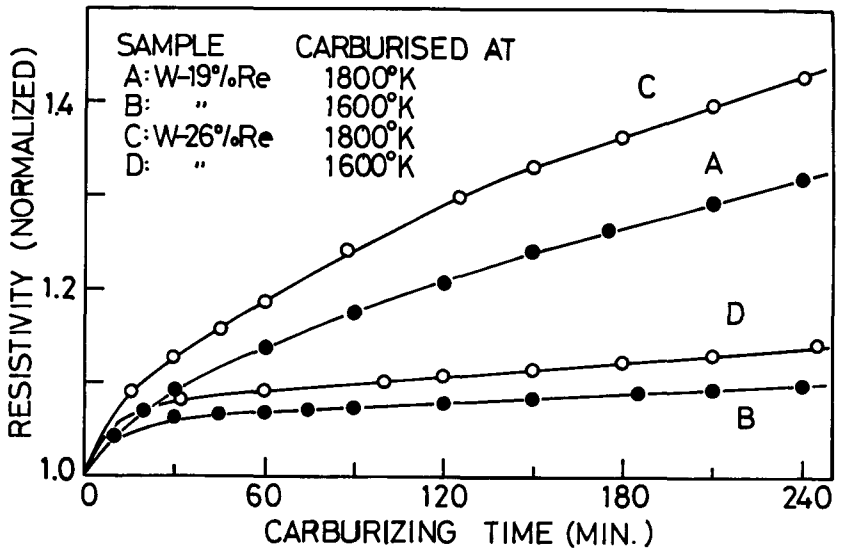
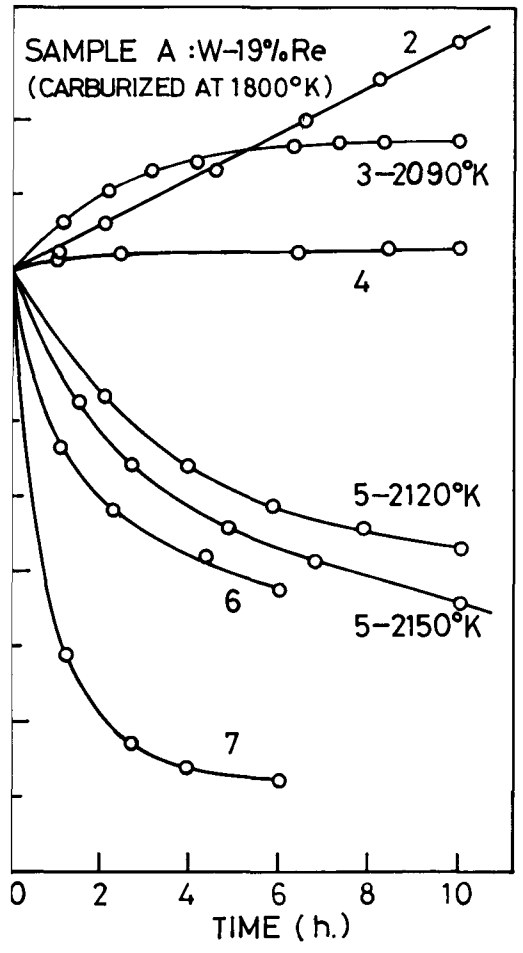


Fig 1 Change in electric resistivity during carburization
A W-19 % Re carburized at 1800 K, B W-19 % Re, 1600 K
C W-26 % Re, 1800 K, D W-26 % Re, 1600 K



Change in emission current of sample A (W-19 % Re alloy carburized at 1800 K) during heating stage 2, 3, etc. represents corresponding heating stage explained in Table II

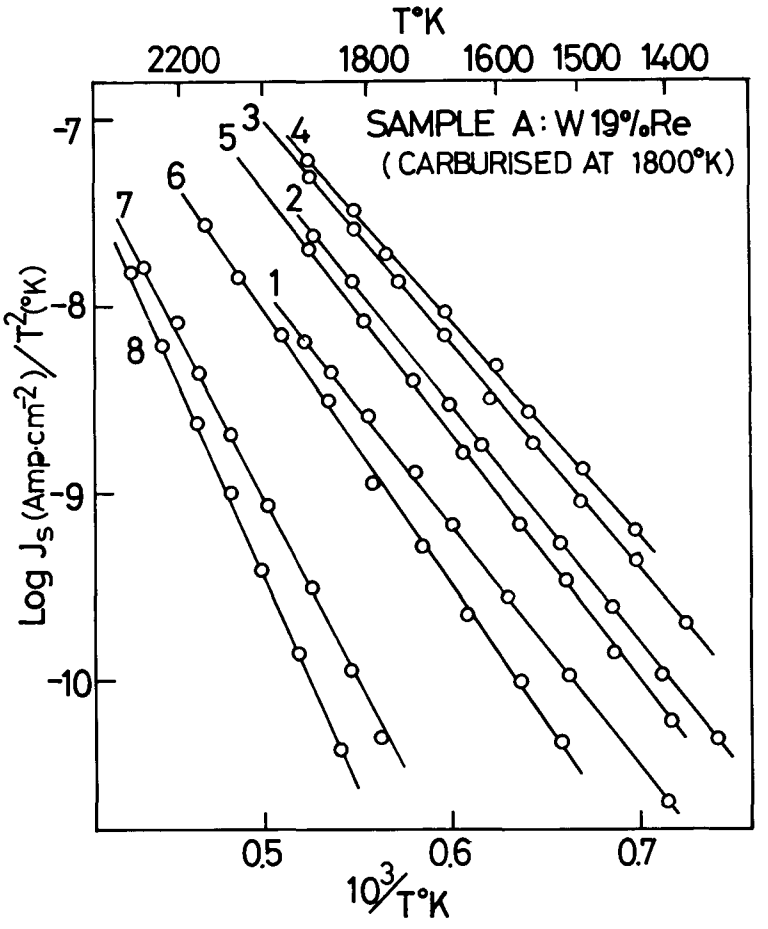


Fig 3 Richardson plots for sample A (W-19 % Re alloy carburized at 1800 K) 1, 2, 3, etc represent the corresponding heating stage in Table II

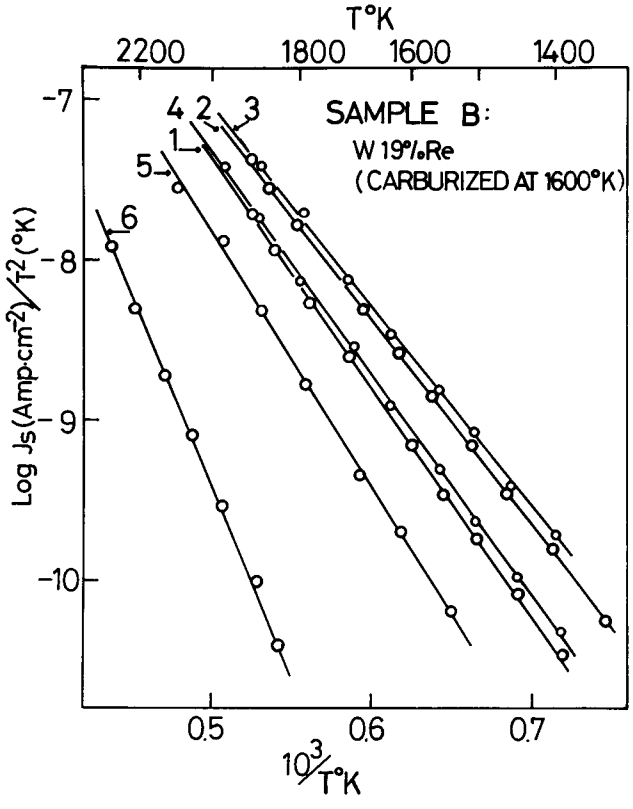


Fig. 4 Richardson plots for sample B (W-19 % Re alloy carburized at 1600°K). 1, 2, 3, etc. represent the corresponding heating stage of Table II.

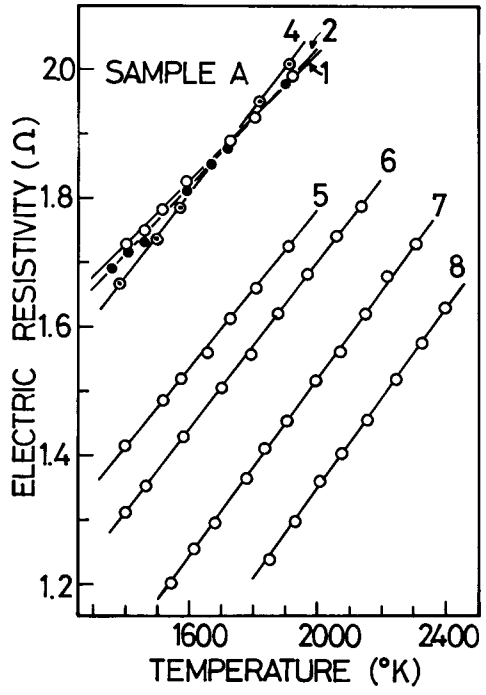


Fig. 5 Change in electric resistivity of sample A (W-19 % Re alloy carburized at 1600°K). 1, 2, 4, etc. represent the corresponding heating stage of Table II.

EKT

Electron Work Function Change of Interstitial Compounds of the 4a and 5a Metals in Dependence on the Nonmetal Content

G. Haufler*, H. Goretzki**, J. Jucker*

* Institut für Kernenergetik, Universität Stuttgart

**Max-Planck-Institut für Metallforschung, Institut für Sondermetalle, Stuttgart

ABSTRACT

The thermionic emission constants Ø and A_R were measured in the following transition metal-nonmetal systems: Zr-O, Zr-B, Zr-C, Ta-O, Nb-C, Zr-Ta-C and Zr-Nb-C. The systematic investigations cover the whole range of the nonmetal concentration in which the metallic character of these compounds exists. The results are discussed with respect to the electron band structure of the refractory materials.

1. INTRODUCTION

The transition metals of the 4^{th}, 5^{th} and 6^{th} groups form interstitial compounds with nonmetals such as O, N, B, and C. Because of their metallic character and their high temperature properties these compounds are of considerable interest as electrode materials for the thermionic converter. By selecting various combinations of components and by changing the composition, the thermophysical properties of these materials can be strongly influenced.

The present paper summarises the results of our measurements of the thermionic data of the systems:

4a metal group	Zr-O, Zr-B, Zr-C
5a metal group	Ta-O, Nb-C
ternary 4a-5a systems	Zr-Nb-C, Zr-Ta-C

By changing the composition of the compounds in a systemmatic manner we could eliminate the influence of the nonmetal and the metal component as well as of the stoichiometry on the thermionic emission characteristics. Only a few investigations about these relations have been made till now.

Our investigations cover the whole range of nonmetal concentration in which the metallic character of the systems exists. The results of the work function measurements have already been reported in detail [1, 2, 3, 4]. The purpose of this paper is to give a survey on the results of the systems mentioned above. The Richardson value A_R is especially discussed here together with the work function ϕ since both values are necessary for a clear description of the emission phenomena of a sample. Some applications resulting from the presented systemmatics will be mentioned.

2. ELECTRON EMISSION FROM THE SURFACE OF REFRACTORY MATERIALS

The thermionic emission of electrons from a metal is given by the Richardson-Dushman equation [5]

$$J = A_R T^2 \exp\left(-\phi/kT\right) \tag{1}$$

If both A_R and ϕ are known, the emission phenomena of a sample in a given temperature range can be described clearly. According to the theory of metals, the work function is defined as the energy difference between the Fermi level E_F and the surface potential U_B

$$\phi = U_B - E_F \tag{2}$$

The traditional theory of the thermionic electron emission gives a constant Richardson value A_O = 120 A cm^{-2} K^{-2}. The basic assumption of this theory is that the free electron model for metals is applicable [6]. This is mainly true only for the metals of the first group with s-electrons in a half filled conduction band. For most of other elements, especially for the transition metals and their metallic interstitial compounds, there are more complicated relations.

The bonding character of the refractory compounds is expected to arise from the simultaneous contributions of metallic, covalent and ionic bonding to the cohesive energy. The band overlapping of the s- and d-bands of the metal electrons with the p-bands of the nonmetal electrons result in a density of states curve with typical maxima and minima [7, 8, 9]. By changing the composition of such compounds a shift of the energy bands and a large variation of the density of states $N(E_F)$ should be expected. This is a behaviour which strongly differs from the free electron model.

Applying the general quantum-mechanical methods for investigations of threshold phenomena, Brodskii and co-workers [10]

leveloped a new approach to the electron emission from the surface of a metal.

In this approach the dependence of the emission current J on the temperature T is of universal character (1) but the Richardson value A_R is determined by the nature of the metal. In particular, the quantity A_R is proportional to the electron density of states on the Fermi level:

$$A_R \sim N(E_F) \tag{3}$$

Since the thermionic electron emission depends on the surface properties of the metal, only the surface states of the electron gas are expected to be excited.

Our measurements were performed with polycrystalline samples. Therefore, the results in ϕ and A_R represent a mean value averaged over the different crystal orientations of the polycrystalline surface. Due to the distribution function of the patches of different work function a difference between the geometrical sample surface and the effective emission surface should be expected [5]. This can also influence A_R. An x-ray analysis of the surface of the samples investigated did not reveal any deviation from the statistical distribution of the patches. Therefore, it is assumed that within a series of composition A_R is mainly influenced by the variation of $N(E_F)$.

3. PERFORMANCE

Measurements of ϕ and A_R were carried out in a ultra-high vacuum enviroment using a nonsteady procedure based on the Richardson-Schottky method. By using a mass spectrometer, it is possible to monitor the composition of the residual gases and to detect eventual evaporation processes [2, 3].

4. RESULTS OF THE ϕ-MEASUREMENTS

4.1. Binary 4a systems

The systems investigated were Zr-O, Zr-B and Zr-C [1, 2, 3]. A plot of the work function versus the system composition always shows a characteristic dependence. In the homogeneous ranges (range of solubility, high melting fcc-range) the work function decreases linearly with increasing nonmetal content. In the heterogeneous ranges there is a linear transition between the corresponding boundary values.

The comparison of the three Zirconium systems (Fig. 1) shows that within the range of solubility the work function decreases in each case by about 0.6 eV. This step does not depend on the range width and on the kind of the interstitial atom. For example, 0.3 atomic percent C cause the same $\Delta\phi$ as 9 atomic percent O. These effects could be explained by the consideration of the energy band structure of these compounds. Since the influence of different interstitial atoms within various ranges of solubility always occurs for the same shift in the Fermi energy, these results can not be explained by the rigid band model. One should assume, that the interstitial

atoms cause a filling up as well as a shifting of the bands of the metal.

The results in the carbide range of the Zr-C system show a strong influence of carbon, too [2, 3].

4.2. Binary 5a-systems

In this group the systems Ta-O [3] and Nb-C (Fig. 2) were investigated. Similar to the 4a-systems the results in the homogeneous ranges indicate a linear decrease in the work function with increasing nonmetal concentration. The nearly equal decrease of the work function in the range of solubility of the Nb-C system ($\Delta\phi$ = 0.3 eV) and that of the Ta-O system ($\Delta\phi$ = 0.2 eV) should be explained by the close affinity of both 5a metals. Consequently, only the metal electrons are responsible for the changes of the work function in the ranges of solubility.

A comparison with the 4a systems indicates that for the 5a metals the change of the work function is less in the homogeneous ranges. Therefore, one can conclude that a decrease in the interaction between the interstitial and constituent atoms results by passing from the 4a to the 5a group.

4.3. Ternary 4a-5a systems

In order to examine the metal influence on the emission properties of the mixed carbides, the thermionic constants were measured in the ternary Zr-Nb-C and Zr-Ta-C systems. By keeping the carbon content constant at 45 atomic percent C ($MeC_{0.82}$) the 4a and 5a metal components were systematically interchanged.

In contrast to the binary systems, a nonlinear work function curve resulted in this case (Fig. 3 and 4). Two ranges of quite different slopes of the curve can be seen. In the range I a strong increase and in the range II a plateau occurs. The strongly varying slope of the work function in the ternary systems indicates strong changes in the energy band structure due to the interchange of metal atoms with different d-electrons number.

5. RELATION BETWEEN THE EMISSION CONSTANTS A_R AND ϕ

The emission constants of the systems investigated have been compiled and plotted in Fig. 5. This figure shows an existence of a linear dependence between ln A_R and ϕ for each homogeneous phase. For each metal, and for each phase range one gets a characteristic straight line on which one is moving when changing the interstitial concentration. Representing our data in such a way we can give a most informative revue on the emission behaviour in the various systems. There are some aspects to be considered.

5.1. Emission constants in a homogeneous phase

According to (2) and (3) the value Φ relates to the position of the Fermi level relative to the surface potential and the value A_R is proportional to the density of states at the Fermi level. By considering the results of Φ and A_R in the homogeneous ranges of the systems investigated, it should be possible to make any conclusions about the slope of the density of states curve of the surface energy states of the electron gas in these ranges.

The experimental data (Fig. 5) of the binary systems can be expressed by

$$\frac{d\Phi}{dc} = \alpha \quad < 0 \tag{4}$$

and

$$\frac{d \ln A}{d\Phi} = \beta \quad > 0 \tag{5}$$

where c is the concentration of the nonmetal atoms. From (4) and (5) follows

$$A \sim e^{\alpha\beta c} \tag{6}$$

According to (2)

$$\frac{d\Phi}{dc} = \frac{dU_B}{dc} - \frac{dE_F}{dc} \tag{7}$$

By considering all the same work function step $\Delta\Phi$ in the ranges of solubility of the 4a and 5a systems respectively, we assume that $\left|\frac{dU_B}{dc}\right| << \left|\frac{dE_F}{dc}\right|$

Then

$$\frac{d\Phi}{dc} \approx - \frac{dE_F}{dc} \tag{8}$$

From (4), (6) and (8) follows

$$A \sim e^{-\beta E_F} \tag{9}$$

One should therefore conclude that the slope ß of the curve ln A_R versus Φ relates to the curvature of the density of states function. Generally (9) implies the exponential decrease of the density of states within the homogeneous ranges of the binary systems investigated.

For the ternary systems in the range I, the relation (9) is still applicable. But contrary to (4) the constant α changes its sign (Fig. 3 and 4) and an increase of the density of states results. In the range II the values Φ and A_R do not vary. According to (3) this should indicate that the density of states remains constant.

5.2. Emission constants of different systems

The comparison of the emission data found in the systems investigated points out some special properties. In the logarithmic diagram of Fig. 5 there is shown a linear relation for the different phases and metal groups. From the systematic behaviour in this plot the following characteristics can be elimi-

nated:

- The upper and the lower limits as well as the position and the slopes of the curves are characteristic of each homogeneous phase.
- Each metal and each crystal structure with its homogeneous range results in a linear curve in the logarithmic scale.
- In the solubility range different nonmetal interstitials result in the same curve. From the results of the three ß-zirconium ranges it should be concluded that the emission properties of the mixed crystals are characterized only by the configuration of the metal electrons.
- At constant stoichiometry the interchange of metal atoms also results in a specific curve. The curve of the ternary 4a-5a metal carbides forms a connection between the binary carbide systems.
- The position of the curves in the 4a and 5a solubility ranges is displaced against one another in the same ratio as in the 4a and 5a carbide ranges.
- Compared with the 5a group, in the 4a group we find at the same $\emptyset$ an A_R which is larger by one order of magnitude.

5.3. Conclusion to practical applications

From the systematic of our results we can draw some references to the development of new electrode materials. Two cases of application are possible: in Cesium atmosphere or in vacuum. Depending on this either very high or very low work functions are wanted. In Fig. 2 and 5 it is shown that in the carbide ranges the substoichiometry results in higher work functions than the stoichiometry. In the 4a group we get a very broad spectrum of the values A_R and $\emptyset$. In the 5a group the influence of the nonmetals is less. This means that higher group metal electrodes are less sensitive in relation to impurity influences.

The systematic behaviour of the systems investigated can be extended to neighbouring metal groups. Accordingly one can expect in the 6a systems a curvature shifted to a larger$\emptyset$ at constant A_R. In the 3a systems one should find a curvature with a smaller $\emptyset$ at larger A_R. Based on the knowledge of the phase diagrams and on the behaviour of the ternary carbides it should be possible to stabilize compounds of other groups in stable mixed crystals and thereby to expand the range of variation of the emission constants. These relations should also be valid for single crystal faces which result in more extremely emission values compared to the integral averaged data of our measurements.

6. SUMMARY

The results of the investigated 4a and 5a metal-nonmetal systems indicate that both $\emptyset$ and A_R vary strongly and systematically with composition. The following characteristic behaviour was found: Within a homogeneous phase the work function always decreases linearly with increasing nonmetal concentration. In the carbide ranges the most remarkable changes of work function were found. The influence of the nonmetal interstitials decreases with increasing number of metal group.

By comparing the emission constants of the various systems one can clearly show the influence of the distinct metal, of the metal group and of the nonmetal. The results presented in this paper shed some light on the limits in which one can vary the emission constants of the electrode materials by changing the solid state properties.

7. REFERENCES

[1] NAGEL, H., GORETZKI, H., MAYER, R. and HAUFLER, G.: Messung der Elektronenaustrittsarbeit im System Zirkonium-Sauerstoff. Metallkunde 60 No. 5 p. 460, (1969).

[2] HAUFLER, G., MAYER, R. and GORETZKI, H.: The influence of interstitially dissolved oxygen and carbon atoms on the work function of zirconium. Report of KFA Jülich, Jül-Conf-3 P. 14 (1969).

[3] HAUFLER, G. and GORETZKI, H.: Investigation of the electron wirk function in high melting transition metal systems. IEEE 1970 Thermionic Conversion Specialist Conf., Miami, Oct. 1970.

[4] HAUFLER, G., GORETZKI, H. and JUCKER, J.: Measurement of the electron work function in binary and ternary transition metal-nonmetal systems. IEEE 1971 Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego, Oct. 1971.

[5] HERRING, C. and NICHOLS, M.M.: Evaluation of Thermionic Data. Rev. of Mod. Phys. 21 No. 2 p. 185 (1949).

[6] KITTEL, Ch.: Introduction to Solid State Physics, 3rd edit. John Wiley & Sons Inc. (June 1968).

[7] ERN, V. and SWITENDECK, A.C.: Electronic Band Structure of TiC, TiN, TiO. Phys. Rev. 127 p. 1927 (1965).

[8] PIPER, J.: Electrical Properties of Some Transition Metal Carbides and Nitrides. Nuclear Metallurgy 10 p. 29 (AIME, New York, 1964).

[9] BILZ, H.: Über Elektronenzustände von Hartstoffen mit NaCl-Struktur. Z.f.Phys. 153 p. 338 (1958).

[10] BRODSKII, A.M., GUREVICH, Yu.Ya. and LEVICH, V.G.: General Threshold Theory of Electronic Emission from the Surface of a Metal. Phys. Stat. Sol. 40 p. 139 (1970).

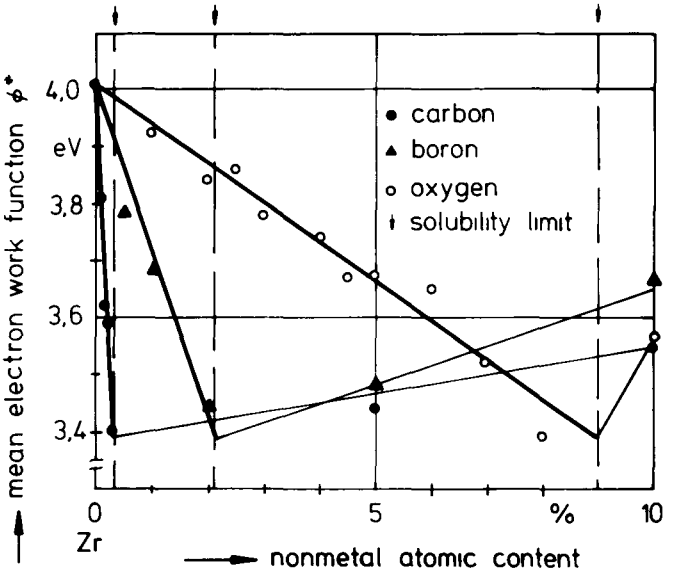


Fig. 1: Mean electron work function in the ranges of nonmetal solubility of Zirconium

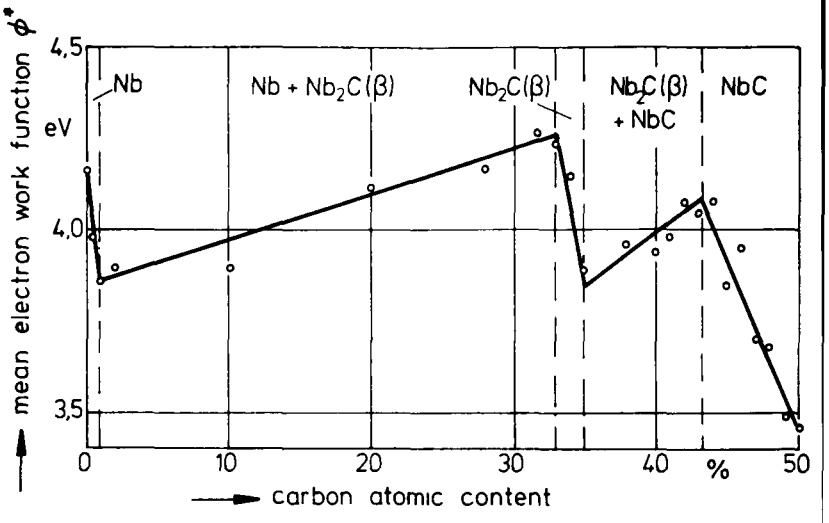


Fig. 2: Mean electron work function in the Nb-C system at about 2000°C

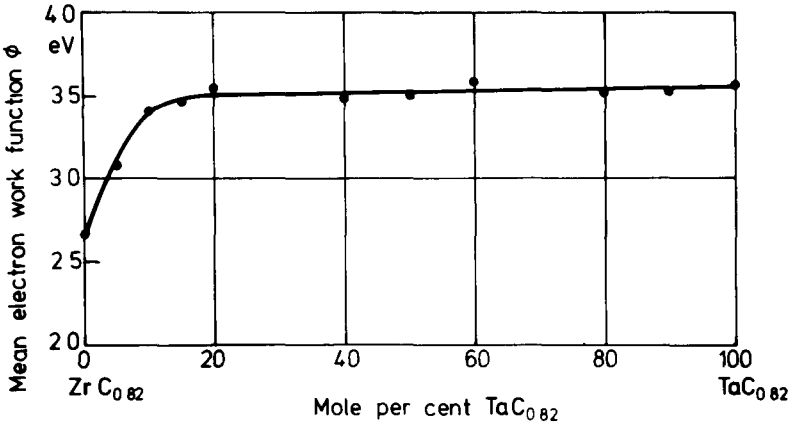


Fig. 3:
Mean electron work function in the Zr-Ta-C system at about 1950°K

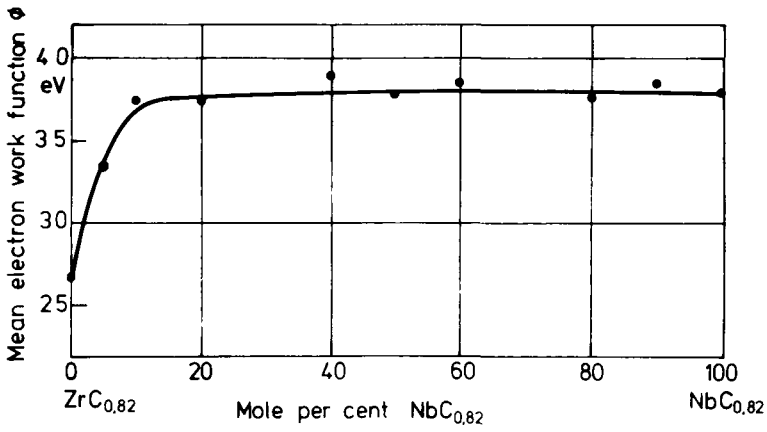


Fig. 4: Mean electron work function in the Zr-Nb-C system at about 1950°K

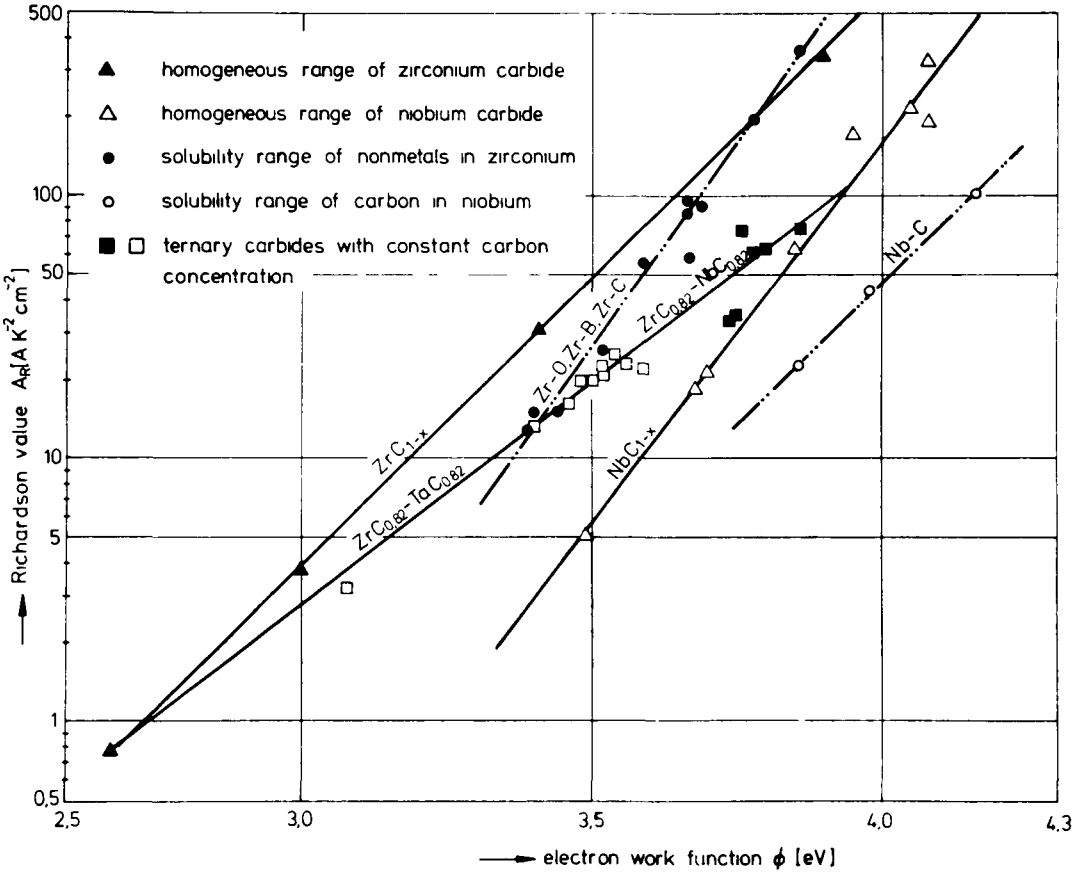


Fig. 5: Relation between work function and Richardson value in different ranges of homogeneous phase of the 4a and 5a metal-nonmetal systems

D I S C U S S I O N

K. SHIMADA: I have a three-part question concerning the work function of a material with O_2. How was the O_2 dissolved, how was the atomic percent determined, and at what temperature was ϕ measured?

G. HAUFLER: The samples were prepared by powder metallurgical methods: for example, the transition metal-oxygen samples were sintered with metal hydride and metal oxide components in the desired ratio, and a separate sample was prepared for each composition. Change of composition by vaporization was checked in an atomic bea by means of a quadrupole mass spectrometer, and the composition wa also checked, before and after the measurement, by X-ray analysis. The emission constants were measured at about 1800°C by an automat pyrometer at the surface of the sample. The spectral emissivity wa measured separately to determine the true temperature.

J. BOHDANSKY: Is the work function dependent on temperature i your case?

G. HAUFLER: In this range the temperature dependence of the work function is smaller than the error of measurement. The observ dependence of the Richardson constants seems to be related more to the composition of the samples than to temperature.

N.S. RASOR: Richardson work functions, determined from the sl of ln J versus 1/T curves, may be useful as empirical parameters, but they have very little physical significance if the true work function is strongly dependent on temperature. Compound emitters a known to act as dispenser emitters; in other words, one component preferentially vaporized, so that the surface composition is rever bly changed and a strong temperature dependence of the work functi results. The very large departure from the theoretical Richardson value suggests that this is true of your data. Hence a direct asso ciation of these work functions with basic properties such as band structure is highly questionable. A much better procedure is to as sume the theoretical value for A and to assign the changes in ϕ to changes in surface composition.

G. HAUFLER: The samples investigated here were not dispenser itters, but rather interstitial compounds with non-metal atoms ndomly distributed in the interstices of the metal lattice. Anher series of investigations was carried out with samples of corsponding composition, including analyses of the optical adsorption efficient or of the wetting angle for example, and all showed that e composition is the same at the surface as in the solid. The relts of the ϕ measurement also show an exact congruence with the ase diagrams of the systems investigated (breaks at the phase undaries).

regards the temperature dependence, the Richardson line is a raight line only within a small temperature range. Over a wider mperature range one finds a non-linear curvature, and I am endeavring to interpret the temperature dependence of the work function om the change in the slope of this curve. In our measurements the ly parameter was the composition of the samples - not temperature. th emission constants, A and ϕ, show a systematic dependence on mposition. From these systematic relations one can also extrapote to the emission properties of neighbouring group systems. We ink that there is some evidence of a functional relation between e emission constants and the electronic band structure.

BLANK

C.27

WORK FUNCTION MEASUREMENTS AT SIMULATED COLLECTOR CONDITIONS OF THERMIONIC DIODES

M. VON BRAUKE

Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt
für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Energieumwandlung und elektrische Antriebe
Stuttgart, F.R.Germany

ABSTRACT:

A new method for work function measurements of electrodes in metal vapors is described. With this method it is possible to extend the range of work function measurements to temperature and vapor conditions typical for collectors in thermionic converters. Contrary to well known and usually used techniques for work function measurements in metal vapors, like the 'retarded diode technique' and the 'plasma immersion technique', this method does not use the thermionic emission of the surface. It is a 'contact potential difference method' (CPD) similar to the 'electron beam retarding potential technique' developed by SHELTON. This technique was improved with the purpose to enable measurements also in metal vapors and to simulate the real converter conditions at the dynamic equilibrium between the adsorption layer and the surrounding vapor.

In order to obtain reproducible work function values of sufficient accuracy at low sample temperatures, severe problems with the measuring device had to be solved and extreme requirements on residual gas pressure, cleanliness of the surfaces and purity of the adsorption vapors have to be satisfied.

Previous to the first experiments with barium and cesium adsorption layers measurements of the vacuum work function of some refractory metals were carried out to test the aptitude of this device. Comparison with published data from other sources indicated a satisfactory agreement. Reproducibility and accuracy of the results were excellent due to the possibility to produce clean surfaces and to keep them clean during the measuring time.

Measurements with metal vapors were carried out on the Ba-W and the Ba-Cs-W adsorption systems. These investigations are of particular interest for thermionic converter work concerning mixed vapor diodes and the influence of additives.

Introduction

The known methods for work function measurements at surfaces with adsorbed layers are not suitable to simulate the conditions at the collector of a thermionic diode. To simulate these conditions work function measurements have to be carried out at low temperatures of the sample and at relatively high vapor pressures of the adsorbed substances.

Only few methods allow work function measurements at adsorption layers in the dynamic equilibrium with the surrounding vapor. Commonly used are the 'filament-diode technique' [1] and the 'plasma-ion-emission-technique' [2,3]. Both methods employ the measurement of the thermionic saturation current and the work function is calculated by the Richardson equation. At low temperatures of the sample the measurement of the small emission currents becomes inaccurate and finally impracticable due to insulation difficulties with the electrodes surrounded by the metal vapor. Further technological difficulties arise, if metal vapors with condensation temperatures considerably higher than i.e. cesium are applied.

Most of the other methods for work function measurements are practicable in vacuum only. The generally used techniques are the contact potential difference methods (in the following: CPD-methods), like the Kelvin method [4] and the retarding potential method [5], further the emission microscope [6] and the field emission microscope [7]. These measuring methods allow only the investigation of adsorption layers condensed in vacuum on the electrode surface from molecular beams. They are not applicable for direct studies of the adsorption equilibrium in the vapor atmosphere of a thermionic diode.

In the following a measuring method is presented, which allows CPD-measurements at surfaces within a vapor atmosphere. This technique has a working range concerning temperature and vapor pressure, which could not be attained with the methods mentioned above. As an example for the application of this method measurements of the adsorption of barium and cesium on polycrystalline tungsten are reported.

Measuring method

This CPD-method is a modified retarding potential method. Anderson has improved this technique by developing the electron beam retarding potential method [8]. The impinging electrons are focused by an electron beam gun on the tested surface. A local measurement of the work function is possible. Shelton [5] achieved the same objective by introducing an accelerating electrode with a small aperture in the interelectrode gap of a plane diode. The electrons are focused by a longitudinal magnetic field.

The measuring device of Anderson was modified by adding an accelerating electrode with a small aperture. Thereby CPD-measurements can be carried out at surfaces in a vapor atmosphere. Fig.1 shows schematically the experimental device. The test sample, the accelerating electrode and an insulating ceramic ring form an enclosed space for the adsorption vapors. The cathode of the electron beam gun, which is the reference electrode for the

CPD-measurement, is located in ultra high vacuum environment. The work function of it can not be influenced by the adsorption substances.

This arrangement incorporates two main features:

1. An electron beam can easily be focused to pass through a narrow aperture of some tenth of a millimeter in diameter. The flow of vapor through this aperture into the surrounding vacuum can be kept small, if the mean free path of the vapor particles in the vapor is larger than the diameter of the aperture.
2. The electrons have to travel only a short distance of about 2 millimeters within the vapor atmosphere, thereby heavy collision losses can be avoided even at elevated vapor pressures.

The working range of this measuring device covers the temperature range from ambient temperature to an upper temperature limit, where the thermionic emission of the sample according to its actual work function exceeds the current density of the electron beam by more then a factor of 100 to 1000. Above this limit measurements are affected by space charge effects. The vapor pressure is limited by the mean free path in the vapor atmosphere to a critical value of 0.1 to 1 torr.

For the construction of the measuring device a TV-type electron beam gun was employed, the oxide cathode of which has been replaced by a filament of pure tungsten wire. The samples can be shifted in a plane normal to the electron beam to check the homogeneity of their surface. They are interchangeable without opening the vacuum vessel. In a separate position they can be heated for degassing by electron bombardment from a tantalum filament up to the melting point of the special material. Up to 10 different samples can be stored within the vacuum vessel for successive measurements.

The vapor supply system is equipped with two series connected reservoirs for measurements in mixed vapors. It is connected through a water cooled baffle towards the surrounding vacuum. By this means impurities are continuously pumped out of the vapor system. For the introduction of the adsorption substances chemical methods are used, which will be described in another paper [7].

The measuring device and the vapor supply system are manufactured entirely from molybdenum and high pure alumina ceramic. These parts can be heated for degassing up to temperatures of 1 100 °C. During the measurements they can be maintained at sufficiently high temperatures to avoid condensation of the investigated vapors. Temperature measurements are carried out on the samples with a micro pyrometer and a thermocouple; on the other parts of the system chromel-alumel thermocouples are used.

For work function measurements at low temperatures of the sample extremely low residual gas pressures are required in the vacuum system. The vacuum vessel consisting of stainless steel and equipped with copper gaskets is bakable up to 400 °C. The pumping system comprises two series connected mercury diffusion pumps with liquid nitrogen cold traps and an ion getter pump. A Ti-sublimator within the vacuum vessel absorbs chemical active gases with very high pumping speed.

The total pressure within the system is surveyed by a nude Bayard Alpert ionization gauge. The partial pressures of the residual gas can be measured by a quadrupole mass spectrometer.

In this vacuum system residual gas pressures of the order 10^{-12} Torr can be obtained and maintained during the experiments in the range of 10^{-11} Torr.

For CPD-measurements with the retarding potential method the shift of the current voltage characteristic of the electron current impinging the sample along the voltage axis must be determined. Our measuring system permits a continuous display of the characteristic on an oscilloscope by superposing an alternating voltage on the bias voltage of the electron gun power supply. The electron current, impinging on the sample is measured by a modulating technique. Fig.2 shows a typical current voltage characteristic. The characteristic is the envelope of the displayed modulation frequency.

The shift of the characteristic is measured by a compensation method. The oscilloscope has only the function of a zero checking instrument. The compensation voltage can be measured exactly with a digital voltmeter. The change of the compensation voltage is equal to the change of the work function $\Delta\Phi$ of the sample. The reproducibility of this method is of the order 0.02 eV.
Further details about this measuring method were reported elsewhere [10].

Measurements of the bare work function

During the first tests and the preparation of the experimental set-up the samples were degased carefully. Simultaneous measurements of the bare work functions of the different samples were made. The results of these measurements are shown in table I.

To convert the measured CPD-values $\Delta\Phi$ to absolute work function values Φ, the work function of a reference sample, consisting of polycrystalline tungsten, was used. For this material a great amount of measured values are available. In a comprehensive study [11] the value of $\Phi_{W,poly} = 4.54$ eV is reported.

Most of the work functions in table I agree with data of other publications. Only the values for Nb and Ta are too high. This deviation may be caused by imperfect degasing. For safety reasons the samples were first heated not over temperatures of 2000 °C, which is not sufficient to clean these materials.
The work function measurement of an oxidized tungsten surface was carried out after exposing the hot sample for several hours to an oxygen pressure of 10^{-7} Torr. Measurements during the desorption process of the oxide layer permitted the conclusion, that the surface was free of carbon contaminations. The previous work function of the sample could be restored by short flashing to 1800 °C.

Work function measurements in Ba- und Cs-vapors

Up to now only the polycrystalline tungsten sample was investigated in these vapors. It was found, that at temperatures below 1000 °C the Ba adsorption layer desorbs very slowly or not at all. In dynamic equilibrium at these low temperatures a full coverage of the surface will always result. Work function measurements at partial coverage are possible only during the adsorption time.

Fig.3 shows the time dependence of the work function during the adsorption process. The temperature of the sample and of the barium reservoir were fixed.

The characteristics for sample temperatures of 630 °C, 530 °C and 430 °C show the same behaviour with the exception of different total adsorption times. The reason for this may be that the Ba-arrival rate at the beginning of the adsorption is influenced by additive adsorption in the vapor line, the walls of which were only a few degrees above the Ba reservoir temperature. Contrary to the behaviour cited above, the characteristic at a sample temperature of 330 °C shows a remarkable work function minimum. This minimum could be reproduced in repeated measurements.

Similar observations with the adsorption systems Ba-W and Ba-O-W were reported in earlier publications [12,13,14]; they indicated, that the minimum disappeared only at temperatures above 630 °C. The authors reported an influence of oxygen on this minimum and they related the existence of such a minimum to particular elements in the residual gas, which desorbs at higher temperatures of the sample.

Similar reasons may effect our results, cited above. It is also possible, that there is an influence of spurious Cs in the test atmosphere, remaining there in spite of the cooled Cs reservoir. More measurements are necessary for a definite proof.

For measurements at mixed adsorption layers of Ba and Cs the sample was covered at first with a partial layer of Ba. After reaching desired work function the adsorption process of Ba was stopped. After that the Cs-adsorption on the Ba layer was investigated. The results of these measurements are summarized in Fig.4.

A surprising result was, that with a coverage, consisting of Ba and Cs, work function values could be reached similar to these obtained with pure Cs. To reach these low work functions the amount of Cs can be considerably reduced compared with pure Cs adsorption. The polycrystalline state of the tungsten surface may serve as an explanation, but this can presently only be considered a hypothesis. It was observed by field emission measurements, that Ba prefers to cover crystal faces of low bare work function. Cs is known to have the opposite behaviour. This different electivity could explain our observations, if one supposes a sufficiently high surface mobility of the Cs, that all impinging Cs atoms migrate to the Ba free spots of high bare work function. Investigations with single crystals might confirm these assumptions.

At a Ba coverage of such an extend, that the work function of a fully covered surface is just reached, no more influence of the Cs on the work function is observed (at the former Cs-adsorption conditions). This result agrees with measurements at higher temperatures in the thermionic emission range, reported elsewhere [15]. Only at increased Cs vapor pressure the work function of a surface fully covered with Ba can be lowered further. The vertical arrows at the end of this adsorption characteristic indicate the values obtained in the equilibrium state. The work function reduction disappears immediately with decreasing Cs vapor pressure. The adhesion of the Cs atoms on the Ba adsorption layer does not seem to be very strong.

To test this result the sequence of the adsorption was inverted. A complete Cs adsorption layer was exposed to Ba vapor. During the following Ba adsorption the Cs vapor pressure was maintained at the former value, which was sufficient to cover the surface in a few minutes. Fig.5 shows the result of this experiment. At increasing Ba adsorption the work function changes from the value of the pure Cs layer to the one of the pure Ba layer. It seems that the Ba completely removes the Cs at the present equilibrium conditions from

the surface. But here, a considerably higher Ba vapor pressure is required compared with the adsorption on an uncovered surface.

Conclusions

For the development of Ba-Cs-mixed vapor diodes, the minimum work function value the collector can attain at co-adsorption of Ba and Cs is of importance. The results presented in fig.5 seem to confirm the generally accepted assumption, that Ba removes Cs from the surface because of its stronger adhesion to the bare metal. On the other hand, the results of fig.4 show, that at co-adsorption of Ba and Cs work function values can be reached similar to those reached at pure Cs adsorption. At a partial Ba coverage of the surface these low work functions are attainable at considerably lower deposit of Cs, compared with a pure Cs adsorption. Also at completely Ba covered surfaces a Cs adsorption is observable at high Cs pressures. But in this case the adhesion of the Cs atoms might be too weak in order to result in an improvement of sufficient interest for a practical realization. It could be shown, that work function values below 2 eV are obtainable in a Ba-Cs-adsorbate. Such values were also reported in an earlier publication for the collector in a Ba-Cs diode [16]. Further investigations are desirable to clarify, whether such low work functions of collectors in mixed vapor diodes can be maintained for longer operating periods. Besides, the exact equilibrium conditions to obtain these values must be investigated.

Acknowledgements

The author wishes to thank Professor Dr.F.Koppenfeld and Mr.R.Hense for many helpful discussions during the progress of this work.
The assistance of Miss I.Scholz in obtaining the experimental measurements is gratefully acknowledged.

References

[1] J.B.Taylor, I.Langmuir
Phys. Rev. 44, 423 (1933)

[2] P.M. Marchuk
Trudy Inst. Fiz. Ak. Nauk. Ukraine 7, 17 (1956)

[3] J.M. Houston, K.Dederik
Therm. Conv. Spec. Conf., Cleveland (1964)

[4] J.L. Desplat
3. Int. Conf. Therm. El. Power Gen., Jülich (1972)

[5] H.Shelton
Phys. Rev. 107, 1553 (1957)

[6] T.Alleau, J.L. Desplat
2. Int. Conf. Therm. El. Power Ge., Stresa (1968)

[7] R.H. Good, E.W. Müller
Handb. Phys. 21, 208 (1956)

[8] P.A. Anderson
Phys. Rev. 47, 958 (1935)

[9] M. von Bradke, D. Mahr, R. Pfeiffer
3. Int. Conf. Therm. El. Power Gen., Jülich (1972)

[10] M. von Bradke
Round Table Conf. on Surface Properties, Jülich (1969)

[11] B.J. Hopkins, J.C. Rivière
Proc. Phys. Soc. 81, 521 (1963)

[12] Ya.P. Zingerman, V.A. Ishchuk, V.A. Morozovskii
Sov. Phys. -Sol. State 2, 2030 (1960)

[13] B.Ch. Diubua, B.N. Popov
Radiotekhnika i elektronika 5, 1233 (1960)
[14] V.M. Gavrilyuk, V.K. Medevedēv
Sov. Phys. - Sol. State 4, 1737 (1963)
[15] V.T. Bazanov, N.G. Bankovskii, O.M. Multanovskaya
Sov. Phys. - Sol. State 10, 397 (1968)
[16] J. Psarouthakis
1. Int. Conf. Therm. El. Power Ge., London (1965)

Table I. Bare work function measurements.

Sample	Surface	$\Delta\phi$ [eV]	ϕ [eV]
Tungsten	polycryst.	-0.30	4.54
Molybdenum	"	-0.48	4.36
Tantalum	"	(-0.46)	(4.38)
Niobium	"	(-0.43)	(4.41)
Titanium	"	-0.61	4.23
Nickel	"	-0.05	4.79
Vacon 70	"	+0.11	4.95
Stainless Steel	"	-0.58	4.26
Tungsten	monocryst. (100)	-0.34	4.50
Ba CaWO -W	Cermet	-2.67	2.17
Tungsten	polycryst., oxidized	+1.31	6.15

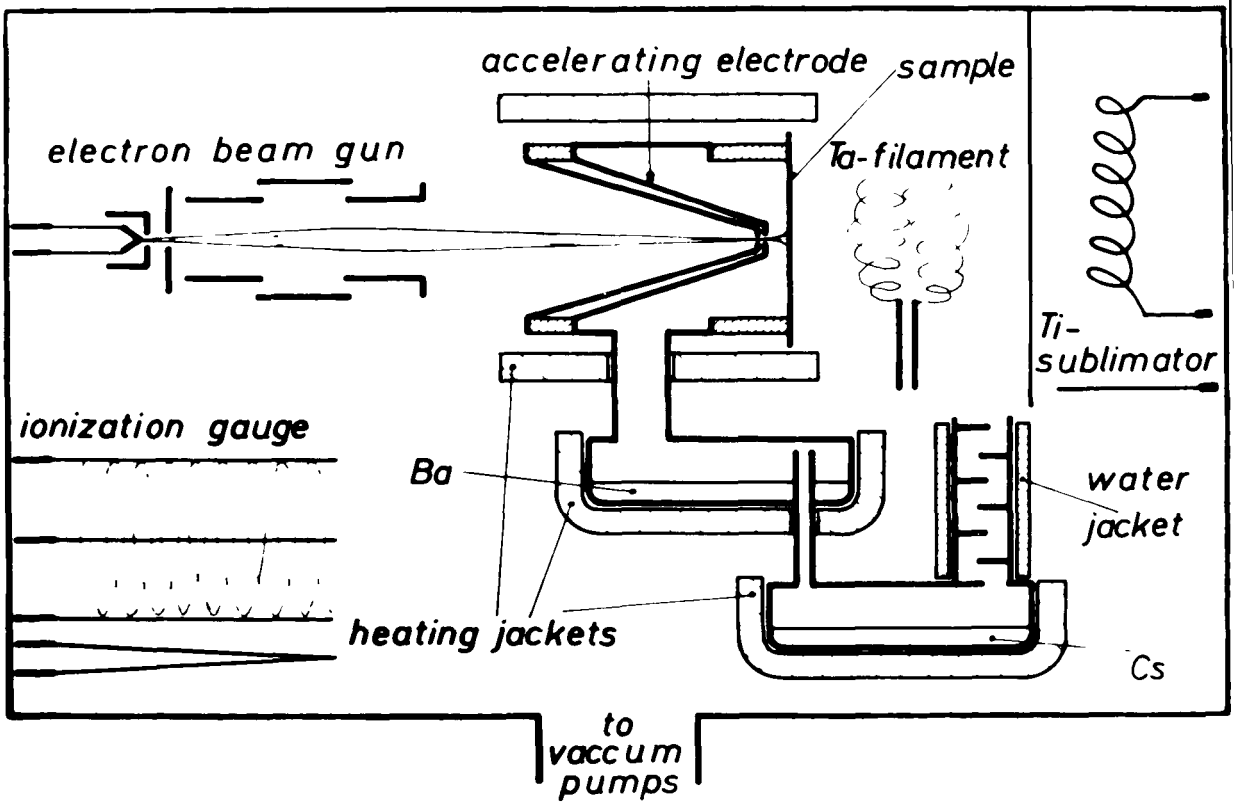


Fig.1: Schematic drawing of the measuring system

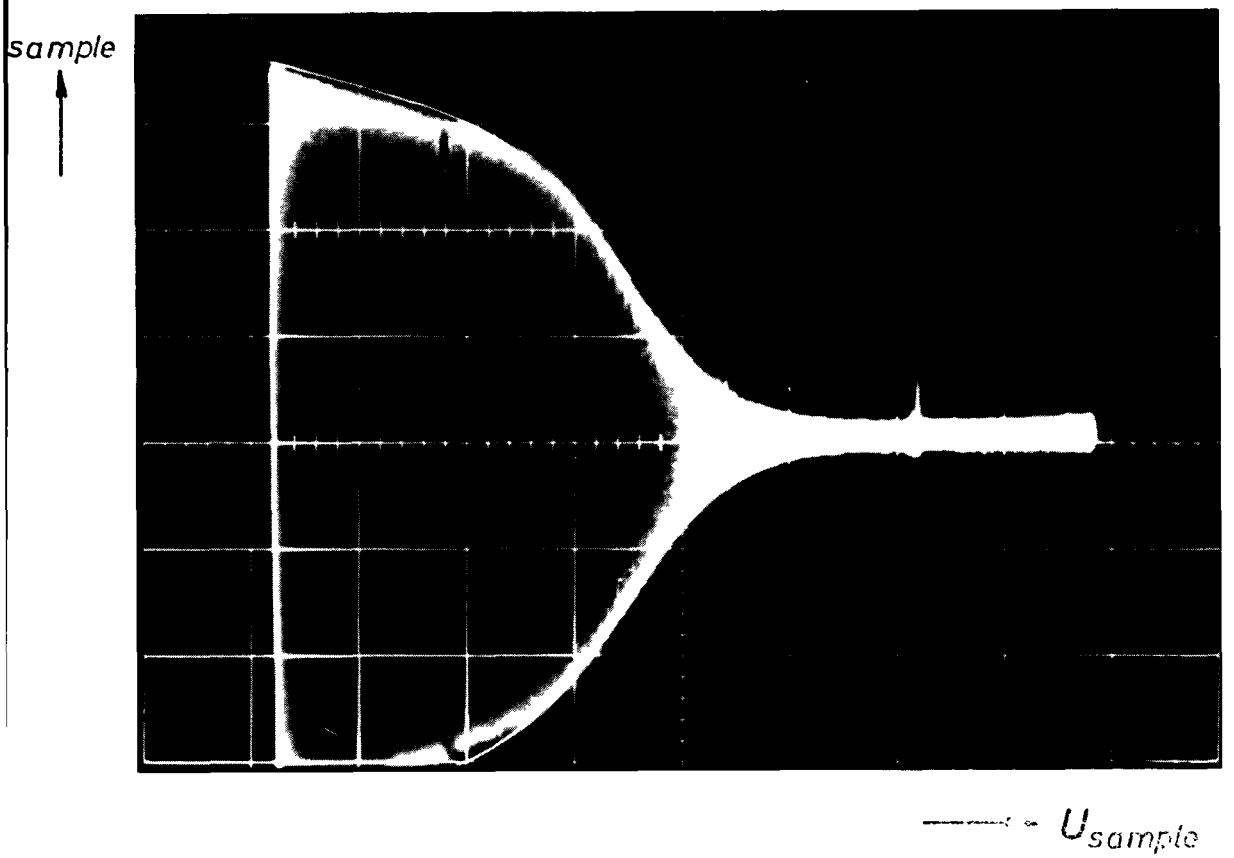


Fig.2: Characteristic of the electron current to the sample as recorded on oscilloscope screen

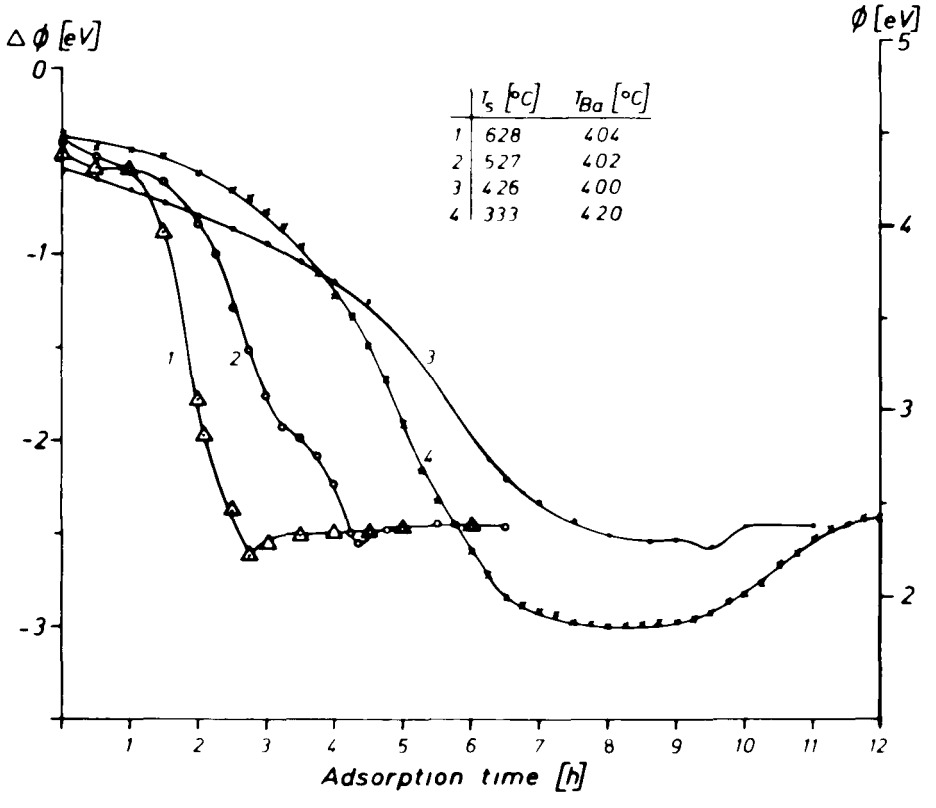


Fig 3 Work function change during adsorption of Ba on polycrystalline W
(T_S = temperature of the sample, T_{Ba} = temperature of the Ba-reservoir)

	T_s [°C]	T_{Cs} [°C]	t_{Ba} [min]	T_{Ba} [°C]
1	156	192	0	—
2	150	183	slight	Ba-adsorption
3	157	182	30	430
4	157	188	45	428
5	152	182	60	420
6	156	184	60	420
7	158	183	35	438
8	154	182	60	427

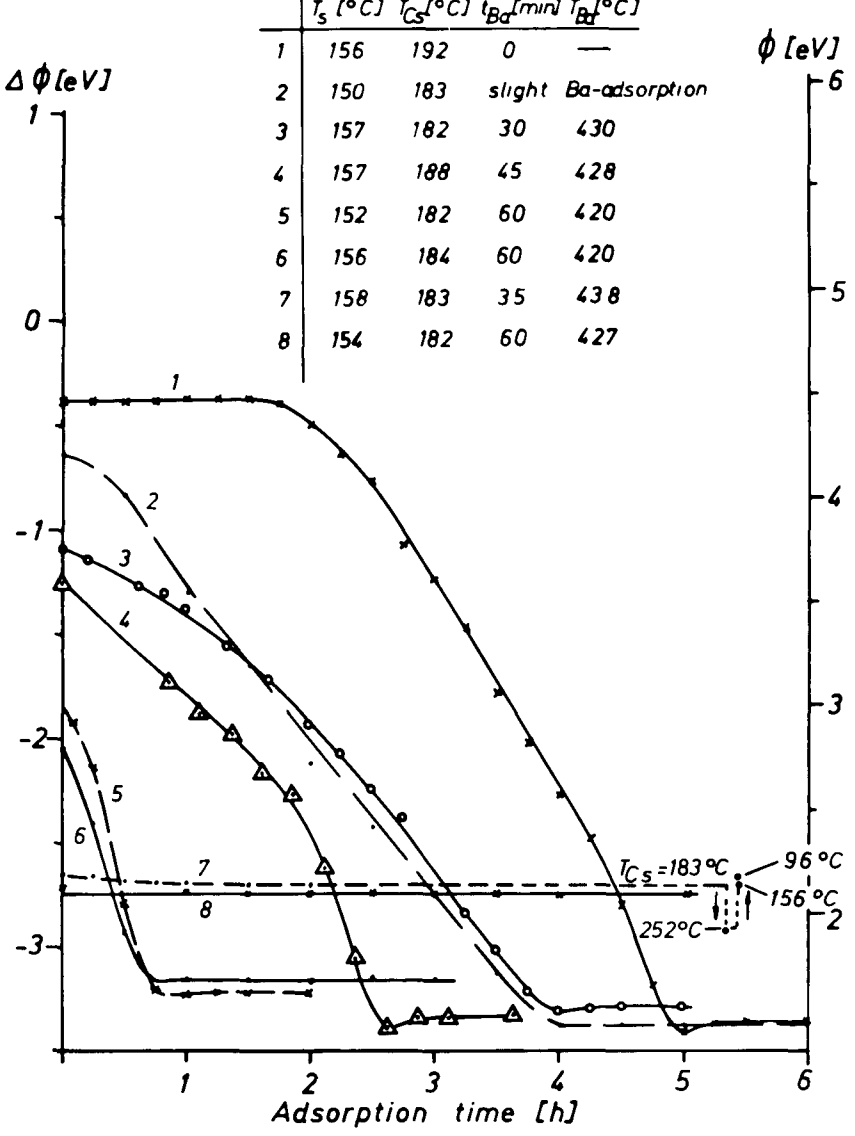


Fig. 4: Work function change during adsorption of Cs on polycrystalline W partially covered by Ba (T_{Cs} = temperature of the Cs-reservoir,

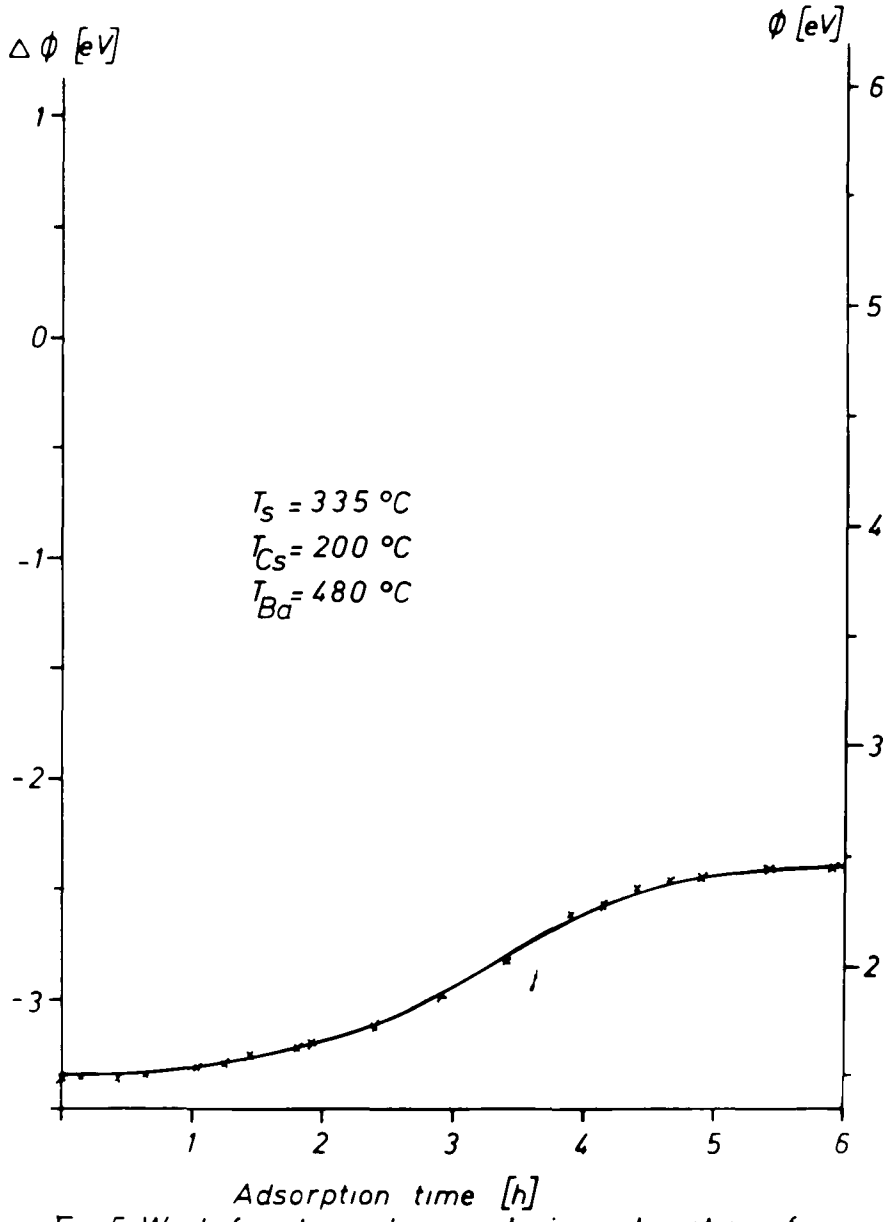


Fig 5 Work function change during adsorption of

PRODUCTION OF HIGH-PURITY BARIUM AND CESIUM BY CHEMICAL REACTION FOR APPLICATION IN THERMIONIC CONVERTERS

M. VON BRADKE, D. MAHR, R. PFEIFFER

Deutsche Forschungs-und Versuchsanstalt für Luft-und Raumfahrt e.V.
Institut für Energiewandlung und elektrische Antriebe
Stuttgart, F.R. Germany

Abstract:

A survey of the possibilities to introduce high purity alkaline-and alkaline-earth-metals into a ultra-high vacuum system is presented. This is of interest for the vapor supply of experimental thermionic converters or similar research devices.

The desired metals are produced inside the vacuum system by chemical reactions originating from compounds of a lower chemical activity. This is a very simple and reliable way to introduce substances of high chemical activity into a demountable ultrahigh vacuum system. Considerations about the economy of this process give further motivation to prefer it over the use of pure metal in ampules.

A chemical method of barium production suitable for use in ultrahigh vacuum systems is described. Best results were obtained by the reaction:

$$3\,BaO + Ti \longrightarrow 2\,Ba + BaTiO_3$$

at a reaction temperature of about 1000°C. Continuous maintenance of the reaction requires a state of non-equilibrium, i.e. the barium originated has to evaporate immediately out of the reaction mixture. For a good efficiency and a high purity of the product careful preparation and handling of the original compounds is required.

For the production of cesium a well known procedure is used. The original compounds are cesiumchromate and silicon. The main problem for the application is the exothermic character of this reaction. Therefore it is difficult to control the velocity of reaction if quantities of several gramms are to be introduced. Many preliminary tests were necessary to find out the best parameters for a continuous controllable reaction, such as the weight ratio of the original compounds and the mixing process. Investigations about the efficiency of reaction and the purity of the product depending on reaction temperature and reaction time were carried out.

The practical application in our experimental apparatus and our experiences in using these methods are reported.

Introduction:

It is well known, that the performance of thermionic diode is influenced even by spurious contaminations. Certain gases like oxygen and hydrogen can cause corrosive cycles, which may be the reason for considerable shortening of the operational life of a diode. To avoid such defects careful cleaning and degasing of the diode parts is required before putting it into operation. Methods of the ultra high vacuum technique have been used successfully for this purpose. Further the substances for the vapor filling of the diode, like Cs, Ba or other alkaline and-earth metals, have to be of highest possible purity, to avoid an introduction of other impurities.

Two main problems arise from this requirement:

1. The alkaline- and alkaline earth metals of commercial quality seldom have a satisfactory purity.
2. Very complicated procedures are necessary to introduce these substances in an ultra high vacuum system. For several reasons it is difficult to avoid a contamination of the metals during their introduction. They cannot be handled in air because of their chemical activities. On the other hand they are often contaminated by reactions with the wall materials of their containers. Because of their high vapor pressure experimental device cannot be baked successfully if contaminated cesium is present.

A simple method to avoid these difficulties is to produce these metals by chemical reactions within the ultra high vacuum system. In general the original compounds for these reactions are available with higher purity than the pure metals. They are less corrosive and can be introduced into the vacuum system without difficulties. The prepared reaction mixtures can be degased together with the enclosed converter system if one chooses a reaction, the temperature of which exceeds the baking temperature of the system. A further purification is connected with the distillation process of the reaction products out of the reaction mixture. Another advantage of this method is its economy, because the original compounds are in general less expensive than the pure metals.

In the following the development and testing of two chemical methods for the production of Ba and Cs are reported. For Cs production the well known and usually used method, the reduction of Cs_2CrO_4 by Si [1, 2] was improved to make it applicable for the production of several grams of Cs. For Ba production a new method had to be developed.

The Ba production methods presently known are suitable only to generate a Ba vapor pressure in direct contact with the reaction mixture. The total quantity of the metal, which can be produced during one reaction is very small. Sometimes commercially available getter substances for electron tubes were used for the Ba production [3, 4] . Other possibilities are the dissociation of bariumberyllate [5] or the reduction of barium-oxide [6, 7] .

For reasons of economy and safety the latter method was prefered for our investigations. It was the purpose of our development to improve the efficiency of the reaction to obtain quantities of several grams of Ba. Such a quantity of the pure metal in a reservoir gives the possibility to measure and to control the Ba vapor pressure within a converter system by the temperature of the reservoir.

The reported production methods are suitable for the vapor supply of experimental thermionic diodes or similar devices in ultra high vacuum systems, which need Cs or Ba for their operation. Quantities up to 5 grams of reaction product can be produced in one experiment. Such a quantity might be sufficient for all normal requirements.

Experimental method:

To test the chemical production methods in vacuum the experimental device, shown in Fig. 1, was used. The reaction vessel is a molybdenum tube in horizontal position, the ends of which are closed by two plugs of the same metal. Through a hole in one of these plugs, the reaction product can be distilled into a watercooled cold trap.

The reaction tube is devided into two parts, the temperatures of which can be controlled independently from each other. The rear enclosed part contains the reaction mixture. The other part on the open side of the tube is filled with tungsten wire for an effective distillation of the reaction product. The temperature of the reaction tube is measured by chromel-alumel thermocouples. The cold trap, collecting the reaction product, is manufactured of glass to allow a visual control of the condensed reaction product A radiation shield is necessary to protect it from thermal radiation of the reaction tube.

To measure the quantity of metal produced by the reaction it is oxidzed by exposing to air after the reaction tube has cooled down. The oxide can be dissolved and the contained quantity of metal is analyzed by titrimetric methods.

In the reaction tube described above up to 3 grams of reaction mixture can be tested at once, which gives a maximum amount of 1 gram of meta To have a higher reserve for experiments the reaction vessels for vapor supply applications should have a volume of about 20 cm^3.

An example for such a reaction vessel is shown in Fig. 2. A separate heating jacket for the distillation part of the vessel is in general not necessary. After the optimum distillation temperature is determined by preliminary tests, the reaction vessel is laid out such, that thermal conduction is able to control the appropriate distillation temperature. To avoid corrosion at the high reaction temperatures the reaction vessel has to be placed in an auxiliary vacuum.

If the lowest possible contamination rates are required within the experimental device, the reaction vessel should be connected through a two-way valve. By means of such a valve gases originating during baking of the reaction mixture can be pumped out by an auxiliary pump and cannot enter the experimental device. After the production process the valve can be closed again to separate the residual reaction products from the reservoir. This valve has to be heat-resisting, because the reaction product must be distilled through it and during the test runs it must be maintained at a temperature above that of the reservoir.

Barium production:

To develop a production method for Ba, preliminary tests for the selection of basic compounds and their mixture ratio were required. Corresponding to the reported results from [5, 7] the compounds BaO and $BaCO_3$ were tested with the reducing substances Al, Si, Zr and Ti.

Concerning reaction velocity and efficiency the reduction of BaO with Ti fitted our purpose best. With a mixture ratio of 4 weight parts of BaO and 1 part of Ti there exists an stoichiometric excess of the Ti of 140%. The

reaction equation for this reduction is:

$$3\ BaO + Ti + heat \xrightarrow{1000^{o}C} 2\ Ba + BaTiO_3 \qquad (1)$$

From the thermal stability of the $BaTiO_3$ at reaction temperature it can be followed, that $BaTiO_3$ instead of the pure TiO_2 is produced by the reaction. Although this could not be proved by direct analysis a good confirmation of this assumption is given by the observed maximum efficiency. The maximum efficiency, which can be expected supposing reaction equation (1), is 66% of the Ba contained in the BaO. The actual observed efficiency values were not higher than 45%.

Taking into account the free energies of formation of the compounds a reaction in the opposite direction given by equation (1), consequently no dissociation of BaO, should be expected. However, this reaction is an equilibrium reaction governed by the law of mass action. The mass action constant is :

$$K(T) = \frac{[BaO]^3 \cdot [Ti]}{[Ba]^2 \cdot [BaTiO_3]} \qquad (2)$$

Ba has the highest vapor pressure of all these substances. It evaporates out of the reaction mixture, because the reaction system is an open reaction system in the surrounding vacuum. Therefore the Ba-concentration in the mixture is lowered and with it the denominator in equation (2). Independant of the absolute value of the mass action constant the reaction proceeds continuously towards a new formation of Ba. As a consequence the originating barium has to be removed immediately out of the reaction vessel, to avoid the build-up of too high a vapor pressure of Ba within the distillation part of the vessel.

Contrary to the expectations based on results reported in [4] no satisfying efficiencies could be obtained with $BaCO_3$ as basic substance. On the other hand BaO of commercial grade has two main disadvantages:

1. This BaO is in general less pure than commercial grade $BaCO_3$. A specimen of BaO characterized "high pure grade" contained a considerable amount of BaO_2. A test run with it showed explosive behaviour, because of the exothermal character of the reaction.

2. BaO has a reduced storability. With air it reacts to $Ba(OH)_2$ or $BaCO_3$.

These disadvantages can be avoided by production of the BaO from high pure $BaCO_3$ by thermal dissociation in vacuum immediately before the preparation of the reaction mixture. The resulting BaO is very pure without contaminations of BaO_2. The reaction mixture should be prepared if possible in a protective atmosphere. If the mixing process is carried out in air, tolerable loss of efficiency of about 10% was observed, if the exposure to air was no longer than a few hours. After an exposure of several days nearly zero-efficiency was obtained.

Ti was generated by thermal dissociation of TiH. The commercially available Ti powder was less pure. Besides, the very fine Ti powder, produced by dissociation of TiH, has a considerably higher reactivity. The dissociation of the TiH must not be carried out separately like that of the $BaC0_3$, because it takes place at temperatures between 400° and 500°C, before the reaction with the Ba0 starts.

The procedure for the Ba production is the following:

Original compounds are 5 weight parts of $BaC0_3$ and 1 part of TiH, as pure as possible, especially without traces of gas and water.

At first $BaC0_3$ will be dissociated to Ba0 in vacuum at a temperature of 900°C. The end of this reaction is noticed by a decrease of the vacuum pressure, when the $C0_2$ production stops.

With the obtained Ba0 and the TiH, dryed if necessary, the reaction mixture is prepared and introduced into the reaction vessel and evacuated as soon as possible.

The dissociation of the TiH is initiated at 500° C before or during the baking of the vacuum system. The decrease of the vacuum pressure indicates the end of the H_2 production and the dissociation. The reaction mixture, now prepared for the Ba production, can be stored in good vacuum for an unlimited time.

The production of Ba has a sufficient velocity of reaction at a temperature of 1000°C. The temperature of the destillation part of the vessel should not exceed 700°C. To get the maximum efficiency a reaction time of 20 hours is required. The reaction rate is higher at the beginning, i.e. after 10 hours already more than 3/4 of the maximum quantity are generated. After the end of the reaction the valve between reaction vessel and reservoir is closed. In our experiments up to 3 grams of pure Ba could be obtained from 10 grams of reaction mixture. These are 40% of the Ba contained in the $BaC0_3$ and 60% of the theoretical efficiency regarding equation (1).

Cesium production:

For the Cs production the usually used method, the reduction of Cs_2Cr0_4 by Si was used [1, 2] . The reaction equation is:

$$4\ Cs_2Cr0_4 + 5\ Si \xrightarrow{800°\text{-}1000°C} 2Cr_20_3 + 5\ Si0 + 8\ Cs + heat \quad (3)$$

If this reaction shall be applied to the production of a higher quantity of Cs, difficulties arise from its exothermal character. The temperature of the reaction mixture rises quickly due to the small dissipation of heat in vacuum, if large quantities react at the same time. With rising temperature the velocity of reaction is further increased and finally the reaction becomes explosion-like. Such a behaviour can be dangerous for the ex-

perimental device. Moreover, the product generated by such a reaction would not be of good purity because of contaminations evaporating at the resulting high temperature.

To dampen the explosion-like behaviour two precautions were successful:

1. The reaction mixture is prepared of equal weight parts of Cs_2CrO_4 and Si. This gives a stoichiometric excess of the Si of 1000%. The heat capacity of the excess Si retards the temperature rise of the mixture and reduces the risk of an uncontrollable overheating.

2. The two reaction substances are mixed incompletely, i.e. they are mixed without rubbing till the mixture of the yellow Cs_2CrO_4 and the grey Si just begins to have an uniform color. By that means the reaction substances are not in good contact throughout the whole mixture at the beginning of the reaction, thus preventing the total mass from reacting at the same time. In spite of this the efficiency of our experiments was up to 30% of the Cs contained in the Cs_2CrO_4. The reaction continues throughout the whole mixture probably by diffusion processes, which are well controllable by the temperature.

Observing these precautions, up to 10 grams of mixture can be used for Cs production without any danger of an explosive reaction, besides a slight overheating at its beginning. With such a quantity up to 5 grams of pure Cs can be obtained by a single experiment.

Reaction temperatures from 800°C up to 1000°C are required for a reaction time of about 20 hours. With increasing reaction temperature the efficiency rises from 55% at 800°C and 70% at 900°C to 85% at 1000°C. By further extension of the reaction time the efficiency cannot be increased at the low reaction temperatures, but the purity of the product should be better at those low temperatures. To reach the favourable efficiency values cited above basic compounds of the highest available purity have to be used.

Conclusion:

Two chemical methods have been developed for the production of cesium and barium within an ultra high vacuum system. The production of the other alkaline-and alkaline earth metals should be possible by similar methods.

No experimental facilities were available for a sensitive analysis of the purity of these produced metals, since the product could not be removed from the test-apparatus. Therefore only indirect conclusions concerning the purity of the reaction products can be drawn from some observations during those experiments, which were carried out in ultra high vacuum

systems: Residual gas analysis was carried out with a quadrupole mass spectrometer, which was connected to the Ba-and Cs-reservoir through a water-cooled baffle. Partial pressures in the range from 10^{-11} to 10^{-10} Torr were measured with the reservoirs at operating temperature. Additional observations were,a deposit of a Ba layer accidentally formed on a viewing port and some drops of Cs condensed on a cooling jacket, which both had a pure white color.

References

[1] A.L. Eichenbaum, M E. Moi
Rev. Sci.Instr. 35. 691 (1964)

[2] R. Mayer
IKE-Bericht K-12. 46 (1969)

[3] B.Ch. Diubua, B.N. Popov
Rad. Engin. Electron. 5. 55 (1960)

[4] Ya.P. Zingerman, V.A. Ishchuk, V.A. Morozovskii
Sov. Phys.-Sol. State 2. 2030 (1960)

[5] V.I. Makukha, B.M. Isarev
Sov. Phys. - Sol. State 8. 1130 (1966)

[6] Yu.S. Vedula, V.M. Gavrilyuk
Rad.Engin. Electron. 2. 73 (1957)

[7] Ya. P. Zingerman, V.A. Ishchuk, V A. Morozovskii
Sov. Phys.-Sol. State 3. 760 (1961)

[8] H. Arend, L. Kihlborg
J.Am. Ceramic Soc. 52. 63 (1969)

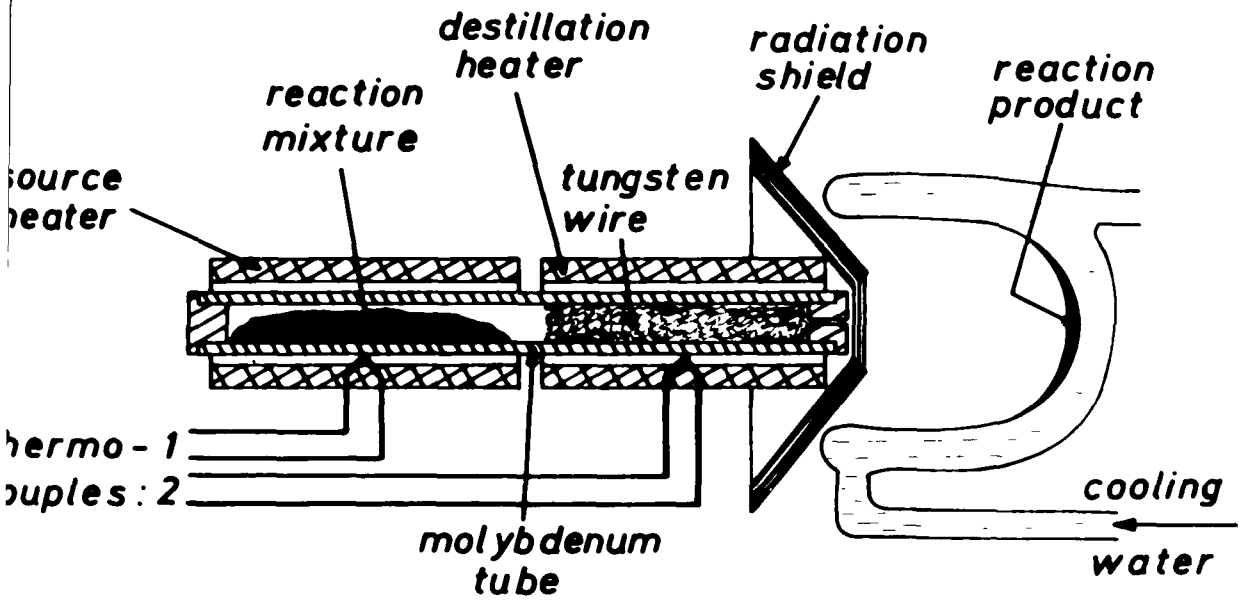


Fig. 1: Experimental set-up for the chemical reaction tests

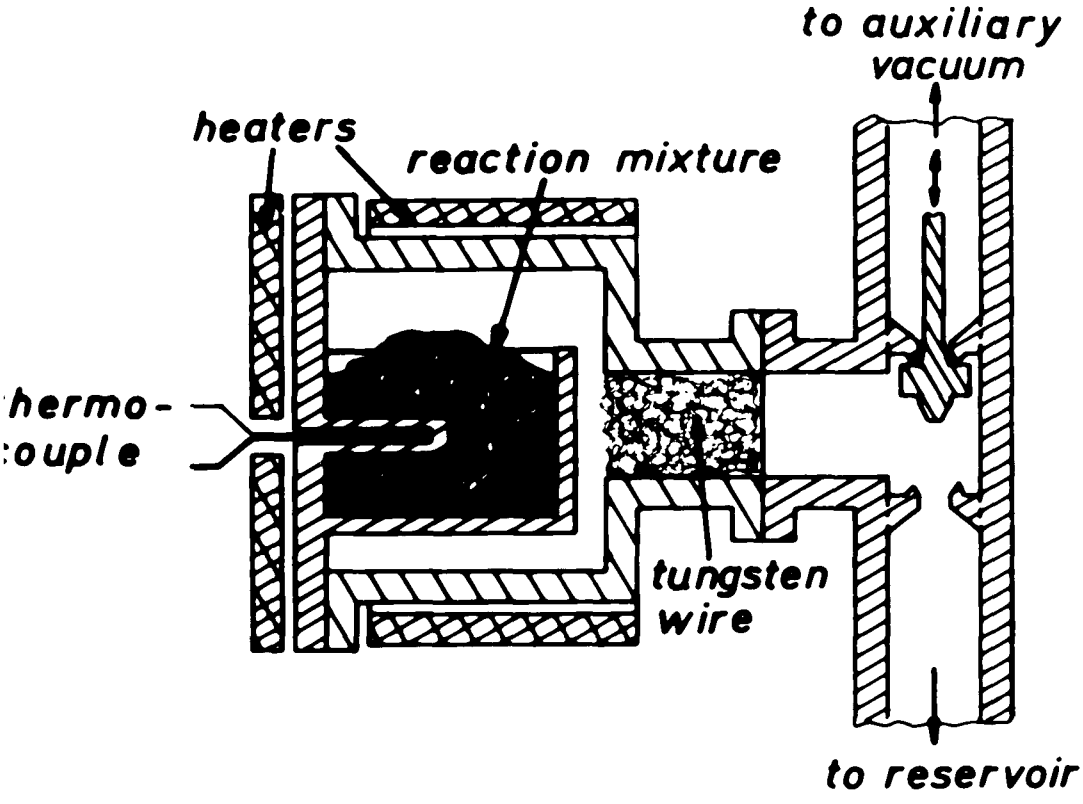


Fig. 2: Reaction vessel for thermionic converter vapor supply

SESSION H: PLASMA PHENOMENA

Chairman:	**D. Karetnikov**
Vicechairman:	**D. Shaw**
Scientific Secretaries:	**H. Wagner** **H. A. Claaßen**

E

24.59

SOME CONSIDERATIONS ON THE CAESIUM LOW-VOLTAGE ARC IN A THERMIONIC CONVERTER

J. Bohdansky, C.C.R. Ispra, Division Technology

Revised Abstract

The discharge conditions in a Cs diode near the inflection point are investigated. The discussion is based on a two zone model where both energy and current transport are considered. The dependence of maintenance voltage and current on various discharge parameters is discussed. According to this model the transition from saturation mode to obstructed mode is not necessarily connected with an emitter double sheath. Limitations in energy transport (large spacing) or ion transport (close spacing) may cause this phenomena. It is indicated that the maintenance voltage can also be influenced by the minimum collector sheath potential or by the electron to ion mean free path ratio. Both quantities are possibly influenced by the collector temperature.

SOME CONSIDERATIONS ON THE CAESIUM LOW VOLTAGE ARC IN A THERMIONIC CONVERTER

J. Bohdansky, C.C.R. Euratom, Div. Technology (Ispra)

Introduction

The many theoretical descriptions of the low voltage arc in a Cs-diode are either based on the complicated transport equations for the arc plasma or in order to get analytic results on simplifications of these equations.

In the first case rather good agreement exists between the computer solutions and experimental data. The agreement is also good in respect to more detailed properties of the arc such as electron density and temperature distribution across the spacing [1, 2, 3]. It is however not easy to judge from these results how the different physical phenomena interact.

The results of simplified theories show very well the influence of the different discharge parameter [4, 5, 6, 7]. However, we cannot exclude the possibility that some important properties are missed by neglecting such relationships as for instance the energy requirement of the plasma electrons or the influence of the ion current on the potential distribution in the discharge.

In this work an attempt is made to include in a simple description more of these neglected phenomena to come in better agreement with the assumptions made for the computer calculations. Simplifications are made in the sence that quantitativ agreement may be lost but not the qualitativ behaviour of these solutions.

Simplifications

The plasma is divided into four parts where different physical phenomena are dominant (see fig. 1).
Both sheath regions are dominated by the space charge and have an extent of about one Debye-length. At the emitter a double sheath is not excluded (dashed line). The plasma is divided into two sections, one where ionization processes are dominant and the other where the current and energy transport is important. In the ionization zone a constant temperature is assumed. In the transport zone ionization processes and a change in potential are neglected. In order to simplify the mathematical treatment the separation of both zones is taken at the maximum electron density. The electrical potential is defined as O at this point. A retarding potential for electrons is indicated as positiv.

Ionization Zone and Emitter Sheath

We write the current transport equations in a form such that the transport coefficient of the linearized Boltzmann equation are expressed in the most simple approximation as

$$j_e = -\frac{e\lambda_e v_e}{3}\left(\frac{dn}{dx} + \frac{n}{T_e}\frac{dV}{dx}\right)$$

$$j_i = -\frac{e\lambda_i v_i}{3}\left(-\frac{dn}{dx} + \frac{n}{T_i}\frac{dV}{dx}\right)$$

where $j_{e,i}$ is the electron (ion) current, e the electron charge, $v_{e,i}$ the mean electron (ion) velocity, $\lambda_{e,i}$ the electron (ion) collision mean free path, n the electron (ion) density in the plasma and $T_{e,i}$ the electron (ion) temperature in Volt $\left(\frac{k T_{K^0}}{e}\right)$

The ion production rate is expressed by

$$\frac{dj_i}{dx} = -\frac{dj_e}{dx} = \pm\, e\, n_g\, n\, .\, C\, \exp\left(-V_{eff}/T_e\right)$$

where C and V_{eff} are constants derived from multistage ionization [8] and n_g the density of neutral particles. L. Hansen [6] and I.P. Stakhanov [7] discussed the solution of these equations with the following results: The density distribution n follows a cosine function where the extent of the ionization zone can be related to the electron temperature. Rewritten in terms of the problem under discussion we get

$$d_I = \frac{\pi}{2}\,\lambda_i \left[\frac{v_i\, \sigma_i}{3C}\left(1 + T_{eE}/T_E\right)\right]^{1/2} \cdot \exp\left(V_{eff}/2T_{eE}\right) \quad (1)$$

where d_I is the extent of the ionization zone, σ_i the ion neutral collision cross section, T_{eE} the electron temperature and T_E the emitter temperature (equal to the ion temperature in the ionization zone). Relation (1) is in good agreement with experimental results [7].

If $\lambda_e/\lambda_i > 1$ (according to cross section measurement [9, 10] this is valid for Cs) we can derive further usefull relationships for the ionization zone (for detailed derivation see appendix).

The electrondensity at the plasma edge n_E' can be related to the maximum density n_E by

$$\frac{n_E'}{n_E} = \frac{\pi \cdot (1 + T_{eE}/T_E)\lambda_i'}{d_I} = \frac{\lambda_i^*}{d_I} \qquad (2)$$

λ^* is defined by this relation and practically about $2\,\lambda_i'$

For the potential difference in this zone (V_{E2}) we get

$$V_{E2} = T_{eE} \ln \frac{n_E}{n_E'} = T_{eE} \ln \frac{d_I}{\lambda_i^*} \qquad (3)$$

This expression shows the same relationship between V and n as in the emitter sheath. Therefore the reemitted electron current j_R from the plasma to the emitter can be expressed by

$$j_R = \frac{e\, n_E\, v_e}{4} \cdot \exp.\left(-V_E/T_{eE}\right) \qquad (4)$$

with $V_E = V_{E1} + V_{E2}$ where V_{E1} is the emitter sheath potential or if there is a double sheath the difference between potential at the plasma edge and maximum potential in the sheath. Expression (4) has been used in all simple theories even if the ionization zone has not been considered in detail. However the importance of this zone for the discharge is evident if we regard ion losses. These losses expressed by $\frac{1}{4} n_E' v_i$ can be remarkable reduced compared with those of a simple sheath $\frac{1}{4} n_E v_i$. This fact is important for the energy requirement in the discharge and may partly explain its low maintenance voltage.

The potential difference V_E can be deduced from the energy balance in the ionization zone (ion losses neglected)

$$j_s \cdot 2\,T_E + j \cdot V_E = j_s\, 2\,T_{eE} + \frac{n_E\, v_e \lambda_e}{2} \left(\frac{dT_e}{dx}\right)_{\text{at max. } n}$$

j_s is the emitted electron current entering the plasma . We neglect the heat conduction term following the arguments give by Rasor [4]+ and get

$$j\, V_E = j_s\, 2\,(T_{eE} - T_E) \tag{5}$$

Transport Zone and Collector Sheath

The relationships for the transport zone have been derived in literature [4, 5] and may simply be quoted here.

$$n_E = j\left(3\frac{d_T}{\lambda_e} + 4\exp(V_c/T_{ec})\right) \tag{6}$$

$$T_{eE} = T_{ec} + V_c/2 \tag{7}$$

d_T is the extent of the transport zone, V_c the collector sheath potential and T_{ec} the electron temperature at the collector sheath. The neglection of ionization processes in a zone near optimum electron density is arbitrary and indeed we will see in a later section that the results are missleading if d_T and d_I are of the same order of magnitude. For conditions $d_T > d_I$ the ionization processes may be unimportant for the behaviour of the whole zone.

The collector space charge potential can not become smaler than a certain value given by

$$V_C \geq \left(\frac{2T_C}{T_{ec}}\right)^{1/3} \tag{8}$$

In a later section we will see that for close spacing heat conduction is important

This rises from the fact that the ion current has to overcome its own space charge [4]. T_c is the collector temperature.

Large Spacing

Using equations (4) to (7) with $j_R = j_s - j$ and $j_s/j = z$ we get

$$T_{eE} = T_{ec} + V_c/2 \tag{9}$$

$$V_E = z \cdot 2 (T_{eE} - T_E) \tag{10}$$

$$(z-1) = \left(\frac{3}{4}\frac{d_T}{\lambda_e} + \exp(V_c/T_{ec})\right) \cdot \exp(-V_E/T_{eE}) \tag{11}$$

The extent of the ionization zone is not indicated explicitly but is defined by equ. (1).
The three equations contain 6 quantities T_{eE}, T_{ec}, V_E, V_c, z and d_I/λ_e. To obtain solutions we have to fix some of these quantities through physical considerations. The assumption of an extended transport zone means also that in this zone ionization and recombination are in near equilibrium. Consequently T_{ec} is the Saha temperature defined by the ion density at the collector (n_c). In practic this temperature barly changes even if $n_c = 4j/e v_e \cdot \exp(V_c/T_{ec})$ changes over a rather extended range. Therefore we may consider T_{ec} to be constant (for Cs about 0,18 V).

The other parameter normally fixed in a diode is d_T/λ_i and therefore equs. (9) to (11) can serve to calculate for instance I-V curves.

A more useful aproach, however, is to calculate the dependence of V_E/T_{ec} and z on d_T/λ_e with V_c/T_{ec} as parameter. The result is given in fig. 2.

According to this the sheath potentials and T_{eE} changes if the current is changed at constant d_T/λ_e . As far as T_{eE} is concerned this result coresponds to spectroscopic measurements in the saturation mode [11, 12]. A very important result is also that z is limited if V_c cannot become smaler than a certain value given in equ. (8). It is hard to believe that just at that point a double sheath is formed. The ion current to the emitter is completely defined by the discharge conditions discussed so far. We remember that j_s has been defined as the current crossing the emitter sheath into the the plasma. It could very well be that the ion current at maximum z value does already overcompensate the electron space charge. On the other hand for certain conditions it may not even be sufficient to compensate the electron space charge just outside the emitter. Measurements show [13] that the appearance of the inflection point does not depend from electron or ion richness.

The dependence of V_E from V_c makes it obvious that the maintenance voltage can be influenced directly by T_c according to equ. (8). Such an influence could realy exists due to experimental results gained by F. Rufeh et al. [14].

Close Spacing

If d_I is in the order of d_T the neglection of ionization processes may be madmissable. In this case the assumption for T_{ec} (to be Saha temperature) fails. We can deduce this behaviour from heat flow measurements [15]. According to these data should increase at rather high ($p\,d$) values (0,5 - 1 mm torr). This result is in good agreement with spectroscopic measurement [3, 11, 12] which show the extent of the ionization zone to be

n the range of 0,25 - 0,5 mm torr. There is now doubt that
n the region 0,25 < pd < 1 [mm torr] both ionization and
eat transport is important. We will treat this region with
ne following assumption. For the current transport both zones
re considered as ionization (each zone with constant
emperature).

or the heat transport a conduction model is assumed.

n this case equations (1) to (4) are valid for both regions

$$n_E / n_C = d_T / \lambda_i^* \qquad n_E / n_E' = d_I / \lambda_i^*$$

$$d_T / \lambda_i^* = A \cdot \exp\left(V_{eff} / 2 T_{ec}\right) \qquad d_I / \lambda_i^* = A \exp\left(V_{eff.} / 2 T_{eE}\right)$$

$$V_{C2} = T_{ec} \ln d_T / \lambda_i^* \qquad V_{E2} = T_{eE} \ln d_I / \lambda_i^*$$

$$j = \frac{e n_E v_e}{4} \cdot \exp\left(-V_C / T_{ec}\right) ; \quad j_s - j = \frac{e n_E v_e}{4} \exp\left(-V_E / T_{eE}\right)$$

$$V_C = V_{C1} + V_{C2} \qquad V_E = V_{E1} + V_{E2}$$

V_{e2}, V_{E2} is the potental difference in the plasma.

e find V_E from a heat balance of the emitter sheath
ion losses neglected)

$$j \cdot V_E = j_s \, 2 (T_{eE} - T_E) - 2 (T_{eE} - T_{ec}) + V_C$$

here $(T_{eE} - T_{ec})$ is obtained from the heat conduction
quation

$$\frac{n_E / 2 \, \lambda_e \, v_e}{2} \cdot \frac{T_{eE} - T_{ec}}{d_T} = j \left(V_{C1} + T_{ec} \ln d_T / \lambda_i^*\right)$$

The term $\gamma\,(2T_{eE} - 2T_{ec})$ has been neglected.

$n_E/2$ is taken as an average density. For d_T also an average value should be taken because there is a contineous transformation of heat energy into potential energy in the transport zone. We neglect a factor in the order of(1)which does not change the result qualitatively.

Using the equations of this section we get

$$\frac{T_{eE} - T_{ec}}{T_{ec}} = \frac{\lambda_i^*}{\lambda_e} \exp\left(-V_{c1}/T_{ec}\right)\left(V_{c1}/T_{ec} + \ln \frac{d_T}{\lambda_i^*}\right) \tag{12}$$

$$V_E = 2z\left(T_{eE} - T_E\right) - 2\left(T_{eE} - T_{ec}\right) + V_c \tag{13}$$

$$(z-1) = \exp\left(-V_E/T_{eE} + V_c/T_{ec}\right) \tag{14}$$

$$d_I/\lambda_i^* = A \exp\left(V_{eff}/2T_{eE}\right) \qquad d_T/\lambda_i^* = A \exp\left(V_{eff}/2T_{ec}\right) \tag{15}$$

From (15) we conclude $d_T \geq d_I$ (since $T_{eE} \geq T_{ee}$).

We will first discuss equs.(13) and (14). In the case $d_I \leq d_T$ we find the minimum maintenance voltage for In this case the equations are

$$V_d = 2z\left(T_{eE} - T_E\right) \tag{16}$$

V_d = maintenance voltage

$$(z-1) = \exp\left(-V_d/T_{eE}\right) = \left(\frac{d}{2\lambda_i^*}\right)^{\frac{2V_d}{V_{eff}}} \tag{17}$$

These equations are satisfied at fixed spacing just by one set

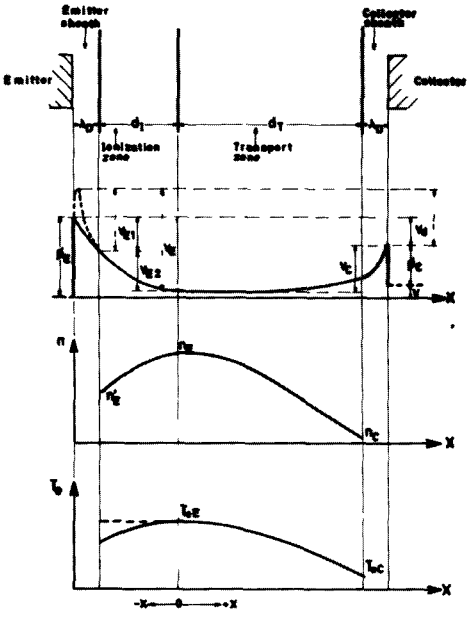
of V_d and z values. It is the highest z value we can reach at fixed spacing and may be interpreted again as the inflection point. Under this condition V_d reaches the lowest value.

The dependence of z and V_d on $d/2\lambda_i$ is given in fig. 3. The indicated V_d values (given in Volts) are the lowest values for V_d which would be reached if all losses were neglected except those directly connected with the current (2 T_{eE} respectively 2 T_{ec}).

There are however severe limitations. For instance if T_{eE} calculated by (15) becomes equal to the Saha temperature (for n_E), the result is unrealistic.
Another limitation is due to the energy transport. From equation (12) we may conclude that $T_{eE} = T_{ec}$ can be reached with high V_e/T_{ec} values. However this would have severe consequences for the energy requirement of the arc.With this high value of V_e/T_{ec} n_E is also increased and ion and collision losses become greater. It would be more effective to decrease the ratio λ_i/λ_e without increasing other losses. Possibly this could take place with a change of the average Cs-vapor temperature. This could give another interpretation of Rufeh results [14].

Conclusion

The maintenance voltage at optimum discharge condition is influenced both by ion transport and energy transport in the plasma. The collector sheath potential and the ion-to-electron mean free path ratio influence the minimum maintenance voltage. We conclude that the transition from saturation to obstructed mode is caused by these transport phenomena.



The model for the description of the low voltage arc

Fig. 1

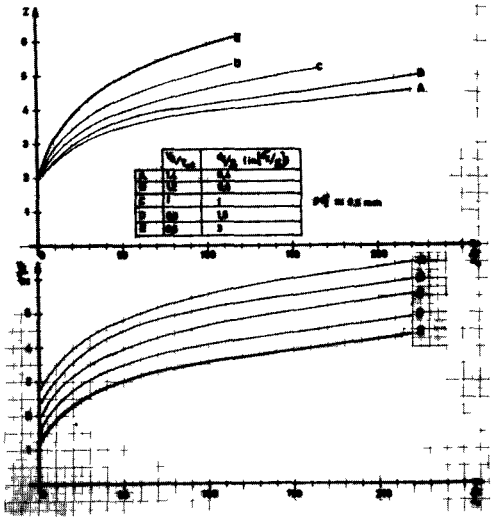


Fig. 2
Dependence of z and V_E/T_{ec} on d_T/λ_e. Parameter V_c/T_{ec}. d_I/λ_i^* is indicated in units of d_i^o/λ corresponding $V_c/T_{ec} = 1$

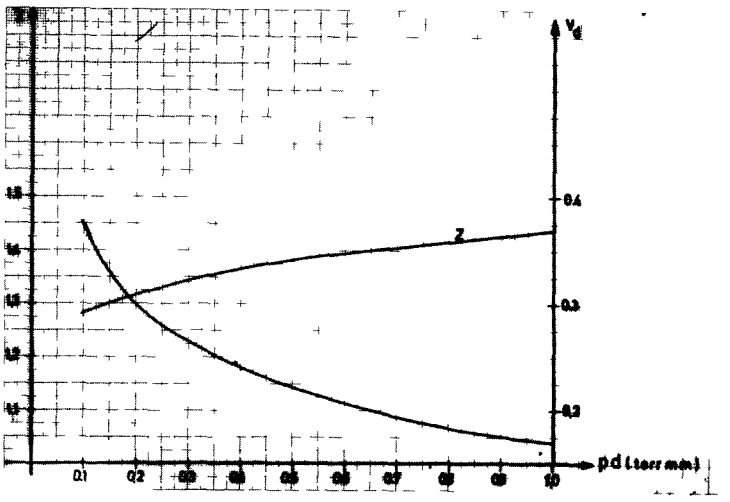


Fig. 3 Minimum maintenance voltage V_a (in Volt) and values at the inflection point for ideal conditions

R E F E R E N C E S

1] WARNER, C.
Proc. II.Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(Stresa 1968) p. 931

2] SONIN, E.B.
Proc. II.Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(Stresa 1968) p. 911

3] BAKSHT, F.G. et al.
Proc. II.Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(Stresa 1968) p. 1147

4] RASOR, N.S.
"Analytical Correlation of Cesium Diode Phenomenology"
Report I Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(London 1965)

5] WILKINS, D.R., GYFTOPOULOS, E.P.
J. Appl. Phys. Vol. 37, 2892 (1966)

6] HANSEN, L.K.
Proc. II.Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(Stresa 1968) p. 899

7] STAKHANOV, I.P., KASSIKOV, I.I.
Proc. II.Intern. Conf. Thermionic Electrical Power Generation (Stresa 1968), p. 945

8] NORCROSS, D.W., STONE, P.M.
26th Annual Conference on Physical Electronics Cambridge 66
(Technology Press Cambridge Mass.) p. 96

9] BULLIS, R.H.
Thermionic Conversion Specialist Conference
(Gatlinburg 1963) p. 1

10] FLAVIN, R.K., MEYERAND jr., R.G.
Thermionic Conversion Specialist Conference
(Gatlinburg 1963) p. 10

11] REICHELT, W.H.
"Spectrographic Investigation of the Ignited Mode of Thermionic Converter Operation"
I. Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(London 1965)

12] STOJANOFF, C.G. et al.
Proc. II. Int. Conf. Thermionic Electrical Power Generation
(Stresa 1968) p. 1205

[13] RUFEH, F., LIEB, D.
Rep. No TE 4086-3-70 AEC No TEE-3874-2

[14] RUFEH, F., LIEB, D.
Thermionic Conversion Specialist Conference
(San Diego 1971) p. 231

[15] BOHDANSKY, J.
Thermionic Conversion Specialist Conference
(Carmel 1969) p. 517

A P P E N D I X

From particle conservation we can derive

$$\int_0^{-d_I} F\, n_E \cos\frac{\pi}{2}\frac{x}{d_I}\, dx = \frac{n_E' v_i}{2} - \frac{\lambda_i v_i}{\lambda_e v_e} j \qquad (18)$$

$$F = C\, n_0\, \exp(-V_{eff}/T_{eE})$$

The second term on the right side in (18) indicates the ion current from the transport zone into the ionization zone.

Integration of(18)gives

$$F \cdot \frac{2}{\pi} \cdot d_I = \frac{n_E' v_i}{2 n_E} - \frac{\lambda_i v_i j}{\lambda_e e n_E v_e}$$

$$= \left(\frac{n_E' v_e}{2 n_E v_e} - \frac{\lambda_i \; 2j}{\lambda_e \; 2 e n_E v_e} \right) v_i$$

At the plasma edge we have to assume $n_E' v_e > 4 j_s/e$

In addition we have to assume $j_s > j$. Therefore we find

$$\frac{n_E' v_e}{2 n_E v_e} > \frac{j}{2 e n_E v_e}$$

If $\lambda_i/\lambda_e < 1$, we may neglect the second term in the bracket. Therefore

$$\bar{F} \cdot {}^{2}/_{\pi}\, d_I = \frac{n_E'}{2 n_E} \cdot v_i$$

From equ. (1) we conclude $\bar{F} \cdot d_I^2 = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{\lambda_i v_i}{3} \left(1 + {}^{T_{eE}}/_{T_E}\right)$

and find $$\frac{\lambda_i^*}{d_I} = \frac{n_E'}{n_E} \quad ;$$

To find the potentialdifference in the ionization zone we integrate the transportequation

$$\Delta V = \frac{3j\, T_{EE}}{e \lambda_e v_e} \int_0^{-d_I} \frac{1}{n_E \cos {}^{\pi}/_{2} \frac{x}{d_I}}\, dx + T_{eE} \ln {}^{n_E}/_{n_E'} \qquad (19)$$

We make an estimation of the integral replacing $\frac{1}{n}$

$$\frac{1}{n_E \cos {}^{\pi}/_{2} \cdot {}^{x}/_{d_I}} = \frac{1}{n} < \frac{1}{n_E - \frac{n_E - n_E'}{d_I} \cdot x}$$

$$\int_0^{d_I} \frac{dx}{n_E - \frac{n_E - n_E'}{d_I} x} = \frac{d_I}{n_E - n_E'} \ln n_E / n_E'$$

$$= \frac{d_I}{n_E' \left(\frac{d_I}{\lambda_i^*} - 1\right)} \ln n_E / n_E'$$

with $\frac{d_I}{\lambda_i^*} > 1$ and $e v n_E' > 4j$

we get $$\frac{3j\, T_{EE}}{e v_e \lambda_e} \int_0^{d_I} \cdot \frac{1}{n}\, dx < \frac{\lambda_i^*}{\lambda_e} \cdot T_{eE} \ln n_E / n_E'$$

If $\lambda_i^* / \lambda_e < 1$ we can neglect the second term on the right hand side of (19) and find

$$\Delta V = T_{eE} \ln {}^{n_E}/_{n_E'}$$

BLANK

24

Influence of the Current Dependence of the Electron Temperature on the Shape of the Volt-ampere Characteristic

P.P. Shcherbinin
F.E.I., Obninsk, USSR

n the first part of this report the papers concerned with the nitial stages of the arc discharge are analyzed.

he scope of the report encompasses a review of the contemparary tate of the theory of the negative section of the volt-ampere haracteristic (VACH) and the understanding of the causes of hyteresis.

n the second part of the report, the possibility of obtaining an nalytical description of the transition from the diffusion to the rc mode is investigated, with the assumption that the electron emperature, T_e, is not constant along the VACH. Initially the ode without volume ionization is investigated. In this case, at he small degree of surface ionization, ω , on the VACH plateau, he electron temperature is near the atom temperature, but increases without limit with increasing ω .

'he role of the volume ionization increases with the temperature f the electrons. A consideration of volume ionization doesn't hange the asymptotic character of the diffusion section of the 'ACH at small ω. However, a second branch of the VACH arises 'hich passes at a higher level some distance from the diffusion ranch. With large values of ω, T_e becomes high enough to proide a substantial increase in the conductivity in the presence f volume ionization, and both VACH branches will coincide. Conequently, the section having a negative resistance at increasing will disappear and the near-electrode bounds along the VACH ill not change sign. A comparison with experiment and numerical alculations of other authors is given.

n the third part of the report the possibility of a description f hysteresis based on the model proposed in the second part is iscussed.

ВЛИЯНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТ ТОКА НА ВИД ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Щербинин П.П.

ФЭИ, г. Обнинск, СССР.

А Н Н О Т А Ц И Я

В первой части доклада приводится обзор работ, в которых анализируется начальная стадия дугового разряда. Основная цель обзора – выяснение современного состояния теории отрицательного участка вольтамперной характеристики (ВАХ) и понимания причин появления гистерезиса.

Во второй части доклада изучается возможность аналитического описания перехода из диффузионного в дуговой режим в предположении непостоянства электронной температуры T_e вдоль ВАХ. Вначале анализируется режим без объёмной ионизации. В этом случае при малой поверхностной ионизации ω на плато ВАХ величина T_e близка к температуре атомов и неограниченно возрастает с ростом ω .

Нагрев электронов приводит к увеличению роли объёмной ионизации. Учёт последней не меняет асимптотики диффузионного участка ВАХ при малых ω . Однако при этом появляется вторая ветвь ВАХ, лежащая выше диффузионной и отделенная от неё. При больших ω величина T_e велика настолько, что объёмная ионизация существенно увеличивает проводимость плазменного промежутка и обе ветви ВАХ непрерывно переходят друг в друга. При этом участок с отрицательным сопротивлением с ростом ω исчезает и вдоль ВАХ приэлектродные скачки не меняют знака. Проводится сравнение с экспериментом и с численными расчётами других авторов.

В третьей части доклада выясняется возможность описания гистерезиса на основе модели, предложенной во второй части.

ВЛИЯНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТ ТОКА НА ВИД ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Shcherbinin V
Щербинин П.П., ФЭИ, г.Обнинск, СССР.

I. Введение. Известно, что при малой поверхностной ионизации $\omega = \gamma_c / \gamma_R << 0.002$ (недокомпенсированный режим) вольтамперная характеристика (ВАХ) низковольтного дугового ьразряда имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (участок ВС, фиг.I, приведенные кривые смещены по напряжению). На этом участке сгусток светящейчя плазмы с ростом тока перемещается от анода (вблизи которого он возник в точке В) к катоду. Затем на участке СД происходит расширение сгустка (возрастает поперечное сечение) и при подходе к точке Д он занимает всё межэлектродное пространство, причём ток $e\gamma_D$ в точке Д близок к току Ричардсона $e\gamma_R$ [I–4]. Если поверхностная ионизация велика, то участок ВС отсутствует, а процесс развития разряда носит одномерный характер. Ниже участка с отрицательным сопротивлением ВАХ имеет почти горизонтальную часть (плато ВАХ), характеризуемую малым ионным током j_2 на анод: $j_2 \to 0$, $V \to \infty$.

Имеется два подхода к описанию плазмы в межэлектродном зазоре. Первый состоит в решении, фактически без каких-либо упрощений, исходных дифференциальных уравнений с помощью ЭВМ [5], второй – в выяснении качественных особенностей ВАХ, для чего исходные уравнения определённым образом упрощаются. Остановимся подробнее на втором подходе. Хотя развитие разряда в случае $\omega \lesssim 0.002$ носит явно неодномерный характер, в работах [6 – 8] были проанализированы одномерные модели ВАХ в предельном случае $\omega = 0$.

Полученная в работе [6] ВАХ имеет вид, представленный на фиг.I, кривая HFG. Причём предположение $\omega = 0$ привело к результату $T_e(\gamma) = const$. Появление участка с отрицательным сопротивлением FE в этой модели связано с уменьшением проводимости плазмы при уменьшении тока. В работе [7] учтены падение потенциала в плазме и возможность образования виртуального катода. В этой работе показано, что в рамках принятой модели при уменьшении тока в точке K возникает виртуальный катод и разряд при $\gamma < \gamma_K$ идёт по кривой KL. В работе [8] исследована зависимость γ_K от pd и ω (учтённой лишь в условии образования виртуального катода) и найдено, что $\gamma_K < \gamma_F$ при $\omega \gtrsim 10^{-4}$. Высказывается предположение, что если $\gamma_K < \gamma_F$, то ниже точки F разряд сжимается, т.е. идёт по кривой типа ДС, а не по участку FH.

В предлагаемой работе рассмотрен случай произвольных ω, описана зависимость $T_e = T_e(\gamma)$ и проанализирован в одномерной модели участок АД ВАХ.

2. Исходная система уравнений и её решение. Система исходных уравнений

(γ, γ_i – потоки частиц).

$$\gamma = \mathcal{D}_e(n\psi' + n'), \quad \gamma_i' = \alpha n, \quad \gamma' = 0$$

$$\gamma_i = -\mathcal{D}_i(\lambda n\psi' + n'), \quad Q' = -(E_i + T_e\psi)\alpha n$$

$$(0 \le x \le L,\ \psi = e\varphi/T_e,\ |\psi(0)| = \psi_1,\ |\psi(L) - V| = \psi_2,\ n(0) = n_1, \quad (2.I)$$

$$n(L) = n_2,\ j = \gamma_i/\gamma_R,\ j(0) = j_1,\ j(L) = j_2,\ \alpha = \nu_e \delta n_a,$$

$$\nu_{e,i} = \sqrt{8T_{e,i}/(\pi m_{e,i})},\ \delta = 1.44\cdot 10^{-12} \exp(-3.21/T_e)\ )$$

вместе с обычными граничными условиями [I,4,5] позволяют получить следующие выражения для характеристик плазмы в

в зазоре ТЭП

$$N(x) = A \sin(\gamma x + \alpha_1)$$

$$(A = (N_1^2 + N_2^2 - 2N_1N_2c)^{1/2}/s,\ \sin\alpha_1 = N_1/A,\ \cos\alpha_1 = (N_2 - N_1c)/(sA),\ s = \sin\gamma L,\ c = \cos\gamma L,\ \gamma^2 = \alpha/\mathcal{D}_a,\ \mathcal{D}_a = (1+\lambda)\mathcal{D}_i,\ \lambda = T_e/T_i,\ N = bn(x)/\gamma_R,\ b = \mathcal{D}_a\gamma/\beta,\ E_i = 3.89\ эв,\ u_{e,i} = e\mathcal{D}_{e,i}/T_{e,i}) \quad (2.2)$$

$$\delta\varphi = \frac{T_e}{e}\ln\frac{n_2}{n_1} + e\gamma R,\ R = \frac{T_e}{e^2\mathcal{D}_e}\int_0^L \frac{dx}{n},$$

$$\int_0^L \frac{dx}{n} = \frac{b}{\gamma A\gamma_R}\ln\left(\frac{1-\cos\beta_1}{1-\cos\alpha_1}\frac{N_1}{N_2}\right),\ \beta_1 = \gamma L + \alpha_1, \quad (2.3)$$

$$\delta\psi = \int_0^L dx\,\psi \equiv \psi(L) - \psi(0))$$

а) $\psi_1 > 0,\ \psi_2 > 0$

$$N_1 = (PI + (1+P\Lambda)i)/(P(c+B)),\ N_2 = i/P, \quad (2.4)$$

$$\psi_1 = \ln(PN_1/(1-i)),\ \psi_2 = \ln(BN_2/j_2)/\lambda$$

б) $\psi_1 > 0,\ \psi_2 < 0$

$$N_1 = ((c+B)I + M\Lambda i)/(MW),\ N_2 = (I - M\Lambda i)/(MW), \quad (2.5)$$

$$\psi_2 = \ln(PN_2/i)$$

в) $\psi_1 < 0,\ \psi_2 < 0$

$$N_1 = (e^{-\lambda\psi_1} - i)/P,\ N_2 = (e^{-\lambda\psi_1} - (1+P\Lambda)i)/(P(c+B)) \quad (2.6)$$

$$\psi_1 = \ln(BN_1/(\omega - j_1))/\lambda$$

г) $\varphi_1 < 0$, $\varphi_2 > 0$

$$N_1 = (e^{-\lambda\varphi_1} - i)/\rho, \quad N_2 = i/\rho$$

$$(\rho = \nu_e/(4b),\ B = \nu_i/(4b),\ I = \omega e^{-\lambda\varphi_1},\ M = c + B - 1, \qquad (2.7)$$

$$W = M + 2,\ i = y/y_R,\ \Lambda = u_i/u_e)$$

Уравнение баланса энергии для произвольного знака $\varphi_{1,2}$ имеет один и тот же вид

$$i\left\{\ln\frac{i}{a-i} + \frac{ib}{A_y \mathcal{D}_e}\ln\left(\frac{1-\cos\beta_1}{1-\cos\alpha_1}\frac{N_1}{N_2}\right)\right\} = 2a\left(1-\frac{1}{\lambda}\right) + \frac{\varepsilon\,\delta_3}{\lambda}(N_1+N_2), \qquad (2.8)$$

$$V = \varphi_1 + \delta\varphi + \varphi_2 \qquad (2.9)$$

$$(\varepsilon = 1 - c,\ \delta_3 = E_i/T_e + \lambda\psi^*,\ \psi^* = \int_c^1 dx\,\psi n \Big/ \int_0^1 dx\, n,\ a = 1$$

при $\varphi_1 > 0$ и $a = e^{-\lambda\varphi_1}$ при $\varphi_1 < 0$).

Таким образом имеем 9 соотношений для 10 величин $\psi_{1,2}$, $\delta\varphi$, V, $j_{1,2}$, $N_{1,2}$, λ, i. Выберем i в качестве параметра. Тогда все остальные величины можно определить как функции i. Подставляя в уравнение (2.8) величины, найденные из остальных уравнений, получим выражение, определяющее T_e как функцию i.

В выражении (2.3) для падения потенциала в плазме второе слагаемое обусловлено наличием носителей заряда (электронов и ионов плазмы) в зазоре. Его, в отличие от первого, можно назвать омическим падением потенциала, а величину R – омическим сопротивлением плазмы. В случае $\varphi_1 > 0$, $\varphi_2 < 0$ для ВАХ из (2.3), (2.9) получаем следующее выражение

$$V = \frac{T_e}{e}\ln\frac{i}{1-i} + i\chi, \quad \chi = e\,y_R R \qquad (2.10)$$

В этом выражении первое слагаемое описывает падение потенциала в приэлектродных слоях, а второе – падение потенциала, обусловленное омическим сопротивлением плазмы.

3.0. Режим без объёмной ионизации. Соотношения, полученные в пункте 2 при $\alpha = 0$ описывают диффузионный режим ТЭП. При этом $N(x) = N_1 + (N_2 - N_1)x/L$, $(x_{ин} + L)/\gamma = L$, $M = B$, $b = \mathcal{D}_a/L$, $\varepsilon = 0$, $P/B = \nu_e/\nu_i$, $P\Lambda = \lambda L/(4l_i(1+\lambda))$, $l_e = 3l_i$

а уравнение (2.8) принимает следующий вид

$$i\left\{\ln\frac{i}{a-i} + \frac{ib\mathcal{D}_a}{(N_1-N_2)\mathcal{D}_e}\ln\frac{N_1}{N_2}\right\} = 2a\left(1-\frac{1}{\lambda}\right)$$

3.1. Характер разряда. Полагая $i = 0$ $(V = -\infty)$ получаем, что $\varphi_1 > 0$, если $\omega > (2 + B)/(1+B)B/P$ и $\varphi_1 < 0$ в противном случае. Записанное условие совпадает с условием перекомпенсации [1] при $B >> 2$. В случае редких столкновений ($B << 1$) получаем $\omega > 2B/P$, однако в этом случае использование диффузионных уравнений не обосновано.

Анализируя выражения для $\varphi_{1,2}$, находим, что с ростом тока режим из недокомпенсированного (в $V = -\infty$) переходит в перекомпенсированный (в $V = \infty$), если $(2 + B)/(1 + B) > \omega P/B > (1 + P\Lambda)(2 + P\Lambda)$, причём при $(2 + B)/(1 + B) > \omega P/B > 1$ первым с ростом тока меняет знак прикатодный скачок, а при $1 > \omega P/B > (1+P\Lambda)/(2+P\Lambda)$ – прианодный. В остальных случаях характер компенсации вдоль ВАХ не меняется.

Дифференцируя выражения для $\varphi_{1,2}$, $\delta\varphi$ по i и пренебрегая изменением T_e вдоль ВАХ легко показать в общем виде, что $\varphi_{1,2}$ и $\delta\varphi$ монотонно возрастают с ростом тока.

3.2. Температура электронов в $V = \pm\infty$ и ток насыщения. Из уравнения (2.8) поскольку φ_1 и $N_{1,2}$ огра-

ничены в $i = 0$ следует, что $\lambda < 1$ ($\mathcal{E} = 0$) вблизи $i = 0$ и $\lambda \to 1 - 0$ при $i \to 0$. С ростом i величины $\delta\psi$ и ψ_1 остаются конечными, так как $N_1 > N_2 > 0$, а $j = j_1 = j_2 \to 0$, при этом $\psi_2 \to \infty$. В случае $\psi_1 < 0$ для предельных ($B\,V = \infty$) значений T_e и $i = i_н$ получаем уравнения

$$i_н = \sqrt{P\omega / (B(2+P\Lambda)(1+P\Lambda))} \tag{3.1}$$

$$\ln(1+P\Lambda) = 2(2+P\Lambda)(\lambda-1) \tag{3.2}$$

Разрешая уравнение (3.2), получаем, что λ с ростом L/l_i возрастает, достигает максимального значения $\lambda = 1{,}139$ при $L/l_i \simeq 25.4$ и затем $\lambda \to 1$, $L/l_i \to \infty$.

С ростом ω режим на плато ВАХ ($V = \infty$) становится перекомпенсированным ($i = 1/(2+P\Lambda)$ при $\psi_1 = 0$), и уравнения для $i_н$ и T_e принимают следующий вид:

$$1 - i_н = (B/(P\omega))^{1/\lambda} [(1+P\Lambda) i_н]^{1+1/\lambda} \tag{3.3}$$

$$i_н \left\{ \ln \frac{i_н}{1-i_н} + \frac{1+\lambda}{\lambda} \ln(1+P\Lambda) \right\} = 2\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \tag{3.4}$$

Так как в этом случае $i > 1/(2 + P\Lambda)$, то из (3.4) следует, что $\lambda > 1$. Таким образом температура электронов и ток насыщения зависят от ω, причём как это следует из (3.3), (3.4) с ростом ω температура электронов неограниченно возрастает.

Из уравнения (3.4), опуская член с $\ell n(I + P\Lambda)$ и полагая $\lambda = \infty$, получаем, что в диффузионном режиме ток насыщения не может превосходить 0,89 j_R (фиг.2, кривая I– решение уравнения (3.4) при $\lambda = \infty$). Таким образом вдоль ВАХ в рамках принятой модели температура электронов растёт от величин меньших температуры катода до величин существенно (при больших ω) её превосходящих. Этот результат совпадает с результатами численных расчётов уравнений, учитывающих зависимость T_e от x [9].

3.3. Изменение некоторых величин вдоль ВАХ. Падение потенциала в плазме $\delta\psi$ в $V = -\infty$ отрицательно и равно $-\ell n(I + B)$, а в $V = \infty$ оно возрастает до величины $\ell n(I + P\Lambda)/\lambda$. Отношение N_1/N_2 изменяется от $I + B$ в $V = -\infty$ до $I + P\Lambda$ в $V = \infty$. Эти соотношения справедливы как для случая $\psi_1 > 0$, так и для $\psi_1 < 0$.

4.0. Режим с объёмной ионизацией. Как показано в пункте 3 температура электронов на плато ВАХ с ростом возрастает и тем самым всё больший вклад в $i_н$ вносит объёмная ионизация. Может оказаться, что в результате лишь этого процесса режим из диффузионного перейдёт в дуговой. С другой стороны при $\omega \to 0$ следует ожидать, что (например, на плато ВАХ) объёмная, а не поверхностная ионизация будет являться определяющим процессом, приводящим к компенсации пространственного заряда.

Изучим вид ВАХ, учитывая объёмную ионизацию вдоль всей ВАХ (в том числе и при $V \to -\infty$). Полученные в этом пункте уравнения в предельном случае $\alpha = 0$ переходят в уравнения пункта 3.

4.I. Нижняя ветвь (НВ) ВАХ. Полагая $i = 0$ ($V \to -\infty$) получаем, что $\psi_1 > 0$, если $\omega > MW/(P(C + B))$ и $\psi_1 < 0$ в противном случае. С ростом тока получаем, что если $\omega > M/P$, то $\psi_2 < 0$ при $\psi_1 = 0$, а если $\omega < M/P$, то $\psi_2 > 0$; при $i \to 0$, имеем $\lambda < I$. В режиме без объёмной

ионизации плато на ВАХ возникает в результате ограничения прианодным барьером ионного тока : $j_2 \to 0$ при $V \to \infty$. В разбираемом случае, если объёмная ионизация несущественна, можно также ожидать образования плато на ВАХ. Полагая $j_2 = 0$, получаем в случае $\varphi_1 < 0$ следующие уравнения :

$$i_н = \left(\sqrt{4\omega PKB(c+P\Lambda)+\varepsilon^2K^2}+\varepsilon K\right)/(2BK(c+P\Lambda)) \qquad (4.1)$$

$$(K_1-1)\ln(c+P\Lambda)+K_1\ln K_2-\frac{\varepsilon\beta_3}{\lambda P}K=2\left(1-\frac{1}{\lambda}\right)K \qquad (4.2)$$

и для $\varphi_1 > 0$

$$1-i_н=(c+P\Lambda)(\omega_1 K i/\omega)^{1/\lambda}i_н \qquad (4.3)$$

$$i_н\left\{\ln\frac{i_н}{1-i_н}+K_1\ln\left(K_2(c+P\Lambda)-\frac{\varepsilon\beta_3K}{\lambda P}\right)\right\}=2\left(1-\frac{1}{\lambda}\right) \qquad (4.4)$$

Здесь $K=1+c+P\Lambda$, $K_1=(1+\lambda)P\Lambda/(\lambda K_3)$, $\omega_1=((c+P\Lambda)M-\varepsilon))/(PK)$, $K_2=(K_3+P\Lambda)/(K_3+c(c+P\Lambda)-1)$, $K_3=\sqrt{(P\Lambda)^2+1-c^2}$

Для случая $\varphi_1 = 0$ получаем $i_н = I/K$, что соответствует $\omega = \omega_1$. Следовательно, решения уравнений (4.I), (4.2) должны удовлетворять условию $\omega < \omega_1$, а уравнения (4.3), (4.4) – условию $\omega > \omega_1$.

Анализ уравнений (4.I) – (4.4) показывает, что уравнение (4.2) имеет два решения $\lambda_2 > \lambda_1$, причём при

$\omega < \omega_1(\lambda_2)$ оба корня удовлетворяют условию $\omega < \omega_1(\lambda_2)$. Уравнения (4.3), (4.4) не имеют решения, если $\omega > \omega_2 > \omega_1$ (ω_2 определяется численно), имеет одно решение при $\omega = \omega_2$ и два – при $\omega_2 > \omega > 0$. Решение уравнений (4.I), (4.2) с меньшим λ описывает плато ВАХ при малых ω. С ростом ω при $\omega > \omega_1(\lambda_1)$ это решение переходит в решение с меньшим λ уравнений (4.3), (4.4). При $\omega > \omega_2$ плато не образуется (уравнение $j_2 = 0$ не имеет решений). Второе решение описывает верхнюю ветвь ВАХ. Найденные из (4.3) значения $i_н$ превосходят значения $i_н$ из (3.3) (в ряде случаев на 50 %), поскольку объёмная ионизация увеличивает проводимость плазмы, и растут с ростом ω.

Считая, что $\omega < \omega_2$, получаем, что при $MW/(P(c+B)) > \omega > M/P$ первым меняет знак прикатодный скачок, а при $M/P > \omega > \omega_1(\lambda_1)$ – прианодный. При $MW/(P(c+B)) > \omega > \omega_1(\lambda_1)$ режим с ростом тока из недокомпенсированного переходит в перекомпенсированный, в остальных случаях характер компенсации вдоль ВАХ не меняется. Отношение N_1/N_2 меняется от $c + B$ в $V = -\infty$ до $c + P\Lambda$ в $V = \infty$.

4.2. Верхняя ветвь (ВВ) ВАХ. При $\omega > \omega_2$ (при этом $\varphi_1 > 0$) с увеличением тока прианодный скачок остаётся ограниченным (т.к. уравнение $j_2 = 0$ не имеет решений), следовательно, напряжение может неограниченно возрастать лишь за счёт неограниченного роста прикатодного скачка. Последнее возможно, если $i \to 1$, причём $\varphi_2 < 0$.

Анализ показывает, что система уравнений (2.4), (2.8) при любом $\omega > 0$, если уравнение $M = 0$ разрешимо, имеет асимптотическое решение $i \to 1$, $M \to 0$. При уменьшении тока эта асимптота непрерывно переходит в НВ ВАХ, поскольку при $\omega > \omega_2$ нет решений уравнения $j_2 = 0$.

Если $\omega < \omega_2$, то уравнение $j_2 = 0$ имеет два решения. Решение, соответствующее меньшему λ, описывает асимптотику НВ. Второе решение описывает нижнюю асимптотику ВВ ВАХ, причём на ней (в $V = \infty$) $\varphi_2 = \infty$, а $\varphi_1 < 0$ при $\omega < \omega_1(\lambda_2)$ и $\varphi_1 > 0$ при $\omega > \omega_1(\lambda_2)$.

Таким образом, при $\omega<\omega_2$ ВАХ состоит из двух ветвей, разделённых щелью, ширина которой зависит от величины ω. Заметим, что на наличие "длинного" плато ВАХ указывалось в работе [10].

4.3. Переход от НВ к ВВ. Наличие щели на ВАХ связано с тем, что при малых ω электроны на плато ВАХ разогреваются недостаточно и режим не переходи в дуговой, описываемый ВВ. Диффузионный режим почти " не возмущается" при учёте объёмной ионизации, изменение плотности плазмы в зазоре близко к линейному. Таким образом, учёт процесса объёмной ионизации позволяет описать дуговой режим и не даёт описание перехода с НВ на ВВ. Такой переход осуществляется, очевидно, за счёт прианодной ионизации. При больших ω учёт объёмной ионизации без привлечения дополнительных процессов ионизации даёт описание как дугового режима, так и перехода от НВ к ВВ ВАХ; при этом объёмная ионизация существенно "возмущает" диффузионный режим благодаря разогреву электронов ($\lambda \to \infty$ при $\omega \to \infty$, см. п.3).

5. Основные свойства ВВ ВАХ. При сильной перекомпенсации на всей ВАХ прикатодные скачки имеют один и тот же знак: $\varphi_1>0$, $\varphi_2<0$. При малых ω такое же распределение характерно для дуговой части ВАХ (участок CE, фиг1). Рассмотрим этот случай. ВАХ в разбираемом случае определяется уравнением (2.10), а уравнение баланса энергии (2.8) можно записать следующим образом ($u = eV / T_e$)

$$i\,u = 2(1-1/\lambda) + \varepsilon_3 I/(\lambda M) \qquad (5.1)$$

5.1. Влияние поверхностной ионизации на вид ВАХ. Из выражений для $N_{1,2}$ в (2.4) следует, что решение при $\omega = 0$ возможно, если $M = 0$. Полагая $\lambda = \lambda_0$ $(M(\lambda_0)=0)$ и вводя новую неизвестную величину I/M можно построить ВАХ, определяя I/M из уравнения (2.8) Таким образом, при $\omega = 0$ температура электронов не зави-

сит от тока. При $\omega > 0$ такая зависимость появляется (она даётся уравнением (2.8)). На фиг. 3 и 4 представлены ВАХ и функция $T_e = T_e(\mathcal{J})$ для случая $T_i/\kappa = 1400^{\circ}K$, $L/\ell_i = 400$. Из фиг. 3 и 4 видно, что с ростом ω (при фиксированном i) величина λ убывает, а сопротивление плазмы χ ($\chi \approx (u - \ln(i/(1-i)))/i$) уменьшается, что приводит к исчезновению участка с отрицательным сопротивлением. В предельном случае $\chi \to 0$ ВАХ стремится к асимптотике

$$u = \ln(i/(1-i)) \qquad (5.2)$$

Таким образом ВАХ (в координатах u, i) лежит в области, ограниченной слева кривой (5.2), а справа – кривой с $\omega = 0$. С ростом ω ВАХ сдвигается влево.

Из (2.4), (2.8) и (2.10) можно получить приближённое выражение для сопротивления плазмы R. Пренебрегая в выражениях для $N_{1,2}$ малым членом с i, находим $N_1/N_2 \simeq 1 + M$ и подставляя его в (2.8), получаем

$$a_1 + a_2/F = a_3 + a_4 F \qquad (5.3)$$

$$a_1 = i \ln\frac{i}{1-i},\quad a_2 = \frac{i^2 \mathcal{D}_a W \ln M_2}{\mathcal{D}_e M_1},\quad a_3 = 2\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right),$$

$$a_4 = \frac{\varepsilon \beta_3}{\lambda},\quad F = \frac{I}{M},\quad M_1 = \sqrt{M^2 + 2(1+M)\varepsilon},\quad M_2 = \frac{M_1 + M + \varepsilon}{M_1 + cM - \varepsilon}(1+M)$$

Величина $W(\ln M_2)/M_1$ с изменением M меняется от значения $\ln(L\nu_i/(4\mathcal{D}_a))$ при больших $M \simeq L\nu_i/(4\mathcal{D}_a)$ до $\ln(L\nu_i/(2\mathcal{D}_a))$ при $M = 0$. Таким образом, величины a_1, a_2, a_3 при фиксированном i с уменьшением ω (а тем самым и уменьшением M, фиг.3) меняется несущественно, а a_4 возрастает от $a_4 \simeq 0$ до $a_4 \simeq 80$. Разрешая уравнение (5.3), находим, что величина F с уменьшением ω убывает, а сопротивление плазмы ($\chi \simeq a_2/(iF)$) увеличивается. Следовательно, уменьшающийся вклад в проводимость плазмы поверхностной ионизации не компенсируется в пропорциональной степени воз-

возрастающим вкладом (благодаря росту λ) объёмной ионизации. В результате при достаточно малых ω на ВАХ появляется участок с отрицательным сопротивлением.

5.2. Влияние величины зазора на вид ВАХ. С ростом L следует ожидать, что сопротивление плазмы R будет увеличиваться, а ВАХ – сдвигаться вправо. Однако, при росте pd ($pd = 1.15.10^{-3}\ t_i\ L/l_i$ мм рт.ст..см; $t_i = (T_i/K\ ^\circ K)/1000$) температура электронов убывает – это следует из уравнения $M(\lambda_0) = 0$, $\lambda_0 = \lambda_0(pd)$ – монотонно убывающая функция, и падение потенциала на приэлектродных скачках (при фиксированном токе) уменьшается (член $V_1 = T_e \ln(i/(1-i))/e$ в (2.10)). В результате те точки ВАХ, в которых $V_1 >> i\tau$ будут с ростом pd смещаться влево, а точки, в которых τ велико – вправо. На фиг. 5 представлены ВАХ, построенные для данных работы [4] : $T_i/K = 1800^\circ K$, $p = 2.25$ мм рт.ст. В этой работе установлено, что для точек ВАХ выше точки Д (фиг.1) при фиксированном напряжении величина $1/i$ линейно растёт с ростом pd . Для кривых фиг.5 (для точек на участке с $di/dV > 0$) такой зависимости не наблюдается. Это, возможно, указывает на то, что $\gamma_D \geq \gamma_R$. Для pd много больше указанных в [4] , такая зависимость появляется.

6. Ряд модельных результатов. На фиг.1 представлены две типичные ВАХ, описываемые уравнениями (2.1) (кривые $A'E'$, $A''E''$). Из изложенного следует, что появление участка насыщения $D'E'$, $D''E''$ вблизи $i = 1$ является модельным результатом, т.к. в этой области не учтён эффект Шоттки. Появление участка $B''C''$ также является модельным результатом, поскольку, как показывает эксперимент, для участка ВСД характерна неодномерность процессов в зазоре, неучтённая в принятой модели. Кроме того, экспериментальная точка С лежит, как правило, в области $\gamma_C << \gamma_R$,

а $j_{c''} = 0.6 j_R$ Таким образом, если для описания кривой A'E' одномерная модель является достаточно хорошим приближением, то для описания участка B"D" необходимо использовать неодномерную модель.

7. Гистерезис ВАХ. Были проведены попытки в рамках одномерной модели (с учётом образования двойного слоя у катода) описать гистерезис ВАХ. Однако, полученное решение оказалось нефизическим. Отметим, что экспериментальные данные указывают на существенную неодномерность процессов в области гистерезиса ВАХ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. Hansen L., Warner C. Therm. Conv. Spec. Conf., Cleveland, 1964.

2. Лебедев М.А. Ж Т Ф, 34, 9 (I964) I705.

3. Дюжев Г.А., Марциновский А.М., Пикус Г.Е., Сонин Э.Б., Юрьев В.Г. Ж Т Ф, 37, I0 (I967) I825.

4. Rasor N. Int. Conf. on Therm. El. Pwr Gen. London 1965.

5. Бакшт Ф.Г.,Коробова И.Л., Мойжес Б.Я. ЖТФ,40,4(I970) 843.

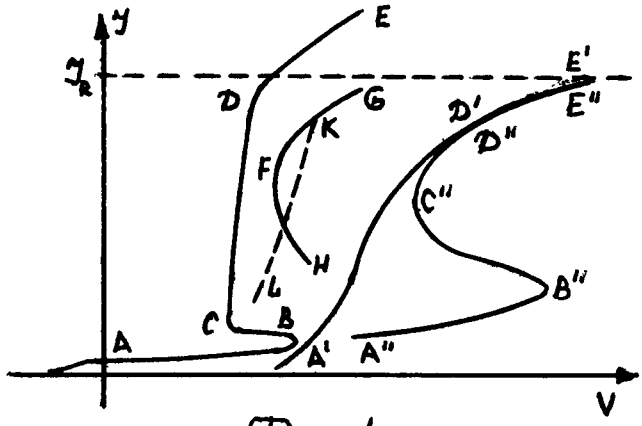
6. Стаханов И.П.,Касиков И.И. ЖТФ,39, 8, (I969)I496.

7. Hansen L. Second Int. Conf. on Therm. El. Pwr Gen. Stresa, Italy, 1968.

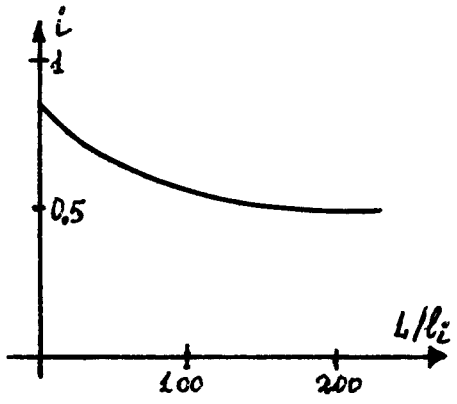
8. Warner C. Therm. Conv. Spec. Conf. Framingham, 1968.

9. Кармазин В.П., Стаханов И.П. ПМТФ, № 5 (I963) 3.

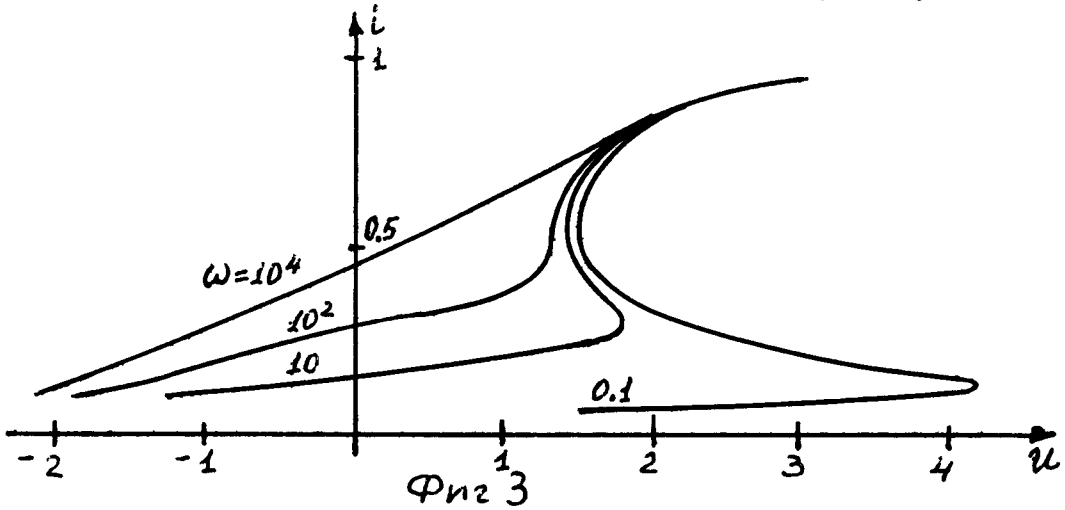
I0. Бакшт Ф.Г., Мойжес Б.Я. ЖТФ,35,2(I965)266.



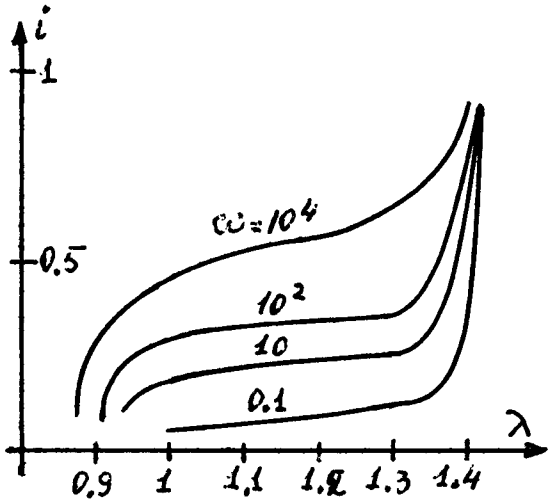
Фиг 1



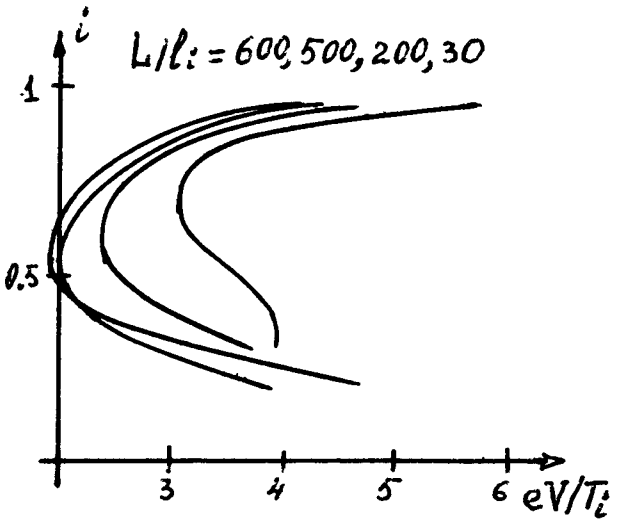
Фиг 2



Фиг 3



Фиг 4



Фиг 5

E

NONLINEAR CURRENT OSCILLATIONS IN A PLASMA DIODE

V.A.Zherebtsov, A.V. Shut'ko
Institute of Physics and Power Engineering, USSR

Abstract

is known that low-frequency current oscillations are observed
some regimes of the thermionic converter. Linear theories of
ch oscillations have been the subject of numerous recent papers.
wever, the linear consideration is restricted by the limit of
finitesimal amplitudes.

this report nonlinear oscillations are examined in the regimes
a high cathode temperature and low cesium pressure when coulomb
llisions play a major role in producing the oscillations.

is shown that stationary ion-acoustic oscillations may exist
a plasma diode when an ion sheath is formed on the cathode.

plitude stabilization is determined by the energy dissipation
the high harmonics because of the ion viscosity. The critical
lue of a characteristic nondimensional parameter of our problem
calculated. When the parameter is raised only slightly above

e critical value a stationary current-oscillations intensity
obtained and the effect of finite-amplitude oscillations on
e mean current is analyzed. In addition transition processes
e discussed.

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ПЛАЗМЕННОМ ДИОДЕ

В.А.Жеребцов и А.В.Шутько

Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

I. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования, проведенные в последние годы, показали, что в ряде режимов работы термоэмиссионного преобразователя энергии)(ТЭП) возбуждаются низкочастотные колебания тока (см., например, обзор [I] , а также [2-3]). Подробному теоретическому анализу результатов таких экспериментов посвящено, вообще говоря, небольшое число работ [4-5]. Однако и в этих работах анализ,как правило, производится на основе линейного приближения, которое позволяет находить лишь частоты и, в лучшем случае, инкременты нарастающих колебаний. С другой стороны, важной наблюдаемой характеристикой колебательного процесса является амплитуда установившихся колебаний, которая может быть определена лишь на основе нелинейного рассмотрения. Кроме того, экспериментальные результаты [6-7] указывают на сильное влияние развитых колебаний на средние характеристики преобразователя (коэффициенты диффузии, ток и т.п.), которое также может быть учтено только при нелинейном подходе. Отсутствие нелинейной теории колебаний в ТЭПе связано со значительными математическими трудностями решения нелинейных

уравнений, описывающих колебания в слое плазмы, ограниченном специфическими электродами, наличие которых приводит, в свою очередь, к нелинейным граничным условиям. Существуют, однако, некоторые режимы, для которых описывающая их система уравнений может быть значительно упрощена и её решение найдено в явном виде. Одним из таких режимов является режим высоких температур катода и достаточно низких давлений паров цезия, когда для развития колебаний существенными оказываются кулоновские столкновения. Заметим, что параметры режима преобразователя, в котором наблюдались интенсивные колебания тока [8,2] приходятся как раз на область, где существенны столкновения между заряженными частицами. Теоретическому анализу нелинейных колебаний тока в таких условиях и посвящена настоящая работа.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоский слой сильно ионизованной, достаточно плотной плазмы, заключённой между горячим катодом, эмиттирующим электроны и ионы, и холодным анодом. Такую плазму будем описывать системой уравнений двухжидкостной гидродинамики в форме БРАГИНСКОГО [9], решения которой должны удовлетворять соответствующим граничным условиям. Критерием применимости гидродинамического описания плазменного диода является малость длин свободного пробега частиц $l_{e,i}$ по сравнению с межэлектродным расстоянием L. Длина свободного пробега электронов по отношению к кулоновским столкновениям может быть записана в виде

$$l_e = 1{,}7\ 10^{11}\ \frac{t_e^2}{\Lambda n} \qquad (I)$$

Здесь t_e – температура электронов в тысячах °К; n – число электронов в см^3; Λ – кулоновский логарифм ($\Lambda \simeq 5$–10); l_e – в см. Полагая межэлектродное расстояние L равным 1мм, а температуру электронов – $3\ 10^3$°К, находим, что уравнения

гидродинамики применимы при плотностях плазмы $n > 10^{12}$ см$^{-3}$.

Произведем следующие упрощения рассматриваемой задачи.

I) Поскольку будут рассматриваться низкочастотные ($\omega \ll \omega_{pi}$; ω – частота колебаний, ω_{pi} – ионная плазменная частота), длинноволновые ($\lambda \gg \lambda_D$; λ – длина волны, λ_D – дебаевский радиус) колебания, плазма полагается квазинейтральной.

2) Учитывая, что электронный ток существенно превышает ионный, электронный поток считается однородным по зазору.

3) Так как при сравнимых температурах электронов T_e и ионов T_i ($T_e \approx T_i$) электронная вязкость в $(\frac{M}{m})^{\frac{1}{2}}$ раз меньше ионной (M и m – масса иона и электрона), то вкладом электронной вязкости можно пренебречь.

4) Пренебрегаем инерцией электронов. Учет инерции, как можно показать, приводит к поправке в частоту колебаний, но не влияет на амплитуду.

5) Поскольку колебания тока в ТЭПе обычно наблюдаются на плато вольтамперной характеристики, поток ионов на анод полагается равным нулю. Температура ионов считается однородной вдоль зазора, постоянной во времени и равной температуре катода $T_к$.

6) Будем для простоты считать, что температура электронов однородна в межэлектродном промежутке и постоянна во времени. Анализ полной системы уравнений двухжидкостной гидродинамики, включающей уравнение для энергии электронов, показывает, что электронная температура в стационарном состоянии возрастает от катода к аноду приблизительно в $(\frac{L}{\ell_{e1}})^{\frac{1}{3}}$ раз (ℓ_{e1} – длина свободного пробега электронов, вычисленная в прикатодной области). Плотность плазмы n при этом падает приблизительно во столько же раз. В типичных условиях $(\frac{L}{\ell_{e1}})^{\frac{1}{3}} \sim 2$–3.

С учетом упрощений I)–6) систему уравнений двухжидкостной гидродинамики можно записать в виде

$$\frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad , \tag{2}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n V_i}{\partial x} = 0 \tag{3}$$

$$m n \left(\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial x} \right) = - T_e + T_i \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{4}{3} \eta_i \frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} \tag{4}$$

где J – плотность потока электронов; V_i – гидродинамическая скорость ионной жидкости; $\eta_i = 0{,}96\, n\, T_i\, \tau_i$ – коэффициент ионной вязкости; $\tau_i = (3 M^{\frac{1}{2}} T_i^{\frac{3}{2}}) / (4\pi^{\frac{1}{2}} \Lambda e^4 n)$ – среднее время свободного пробега ионов по отношению к кулоновским столкновениям; ось x направлена от катода ($x = 0$) к аноду ($x = L$). Уравнения (2)–(3) представляют собой уравнения непрерывности для заряженных частиц, а (4) – уравнение движения ионов.

Граничными условиями для системы (2)–(3)–(4) являются уравнения баланса для потоков частиц у электродов. У катода для случая положительного скачка электрического потенциала (так называемый перекомпенсированный режим, который только и рассматривается в настоящей работе) граничные условия имеют вид

$$J_1 = J_э - n_1 \bar{v}_e\, e^{- \frac{e \Delta \varphi_1}{T_e}} \quad , \tag{5}$$

$$j_1 \equiv n_1 V_{i1} = j_э\, e^{- \frac{e \Delta \varphi_1}{T_к}} - n_1 \bar{v}_i \quad , \tag{6}$$

где $J_э$ и $j_э$ – плотности потоков эмиссионных электронов и ионов с катода; $\Delta \varphi_1$ – прикатодный скачок потенциала; $\bar{v}_e = (T_e / 2\pi m)^{\frac{1}{2}}$; $\bar{v}_i = (T_i / 2\pi M)^{\frac{1}{2}}$. Индексом "I" помечаются величины у катода. Граничные условия у анода для достаточно большого положительного скачка потенциала запишем в виде

$$J_2 = n_2 \bar{v}_e \qquad V_{i2} = 0 \tag{7}$$

где индексом "2" помечаются величины у анода.

3. УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО ДИОДА

Опуская в системе (2) -(7) производные по времени, легко можно найти решение, описывающее стационарное состояние диода:

$$V_{i0} = 0 \,,$$

$$n_0 = \frac{1}{2}\left(\sqrt{\mathcal{N}_i^2 + 4\mathcal{N}_e\mathcal{N}_i} - \mathcal{N}_i\right) , \qquad (8)$$

где $\mathcal{N}_i = d_э / \overline{v}_i$; $\mathcal{N}_e = \mathcal{I}_э / \overline{v}_e$; индексом "0" поиечаются величины в невозмущенном состоянии. При получении (8) для простоты было принято $\overline{T}_e = \overline{T}_i = \overline{T}_к$. Заметим, что однородность плотности плазмы n в межэлектродном промежутке является следствием предположения об однородности температуры.

Исследуем устойчивость стационарного состояния. Для этого, полагая

$$\left.\begin{aligned} n(x,t) &= n_0 + \tilde{n}(x)\, e^{-i\omega t} \,, \\ V_i(x,t) &= \tilde{V}_i(x)\, e^{-i\omega t} \,, \\ \mathcal{I}(t) &= \mathcal{I}_0 + \tilde{\mathcal{I}}\, e^{-i\omega t} \,, \\ \Delta\varphi_1(t) &= \Delta\varphi_{10} + \widetilde{\Delta\varphi_1}\, e^{-i\omega t} \,, \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

можно из (2)-(7) получить систему линеаризованных уравнений для малых возмущений $\tilde{n}(x)$, $\tilde{V}_i(x)$, $\tilde{\mathcal{I}}$ и $\widetilde{\Delta\varphi_1}$, которая после исключения $\tilde{\mathcal{I}}$ и $\widetilde{\Delta\varphi_1}$ принимает вид

$$\left.\begin{aligned} \tilde{n} &= \frac{n_0}{i\omega}\,\frac{d\tilde{V}_i}{dx} \,, \\ \frac{d^2\tilde{V}_i}{dx^2} &+ \kappa^2 \tilde{V}_i = 0 \,; \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

$$\tilde{V}_{i1} = -\overline{v}_i\left[(1+g_i)\frac{\tilde{n}_1}{n_0} + g_i\,\Gamma\,\frac{\tilde{n}_2}{n_0}\right] , \quad \tilde{V}_{i2} = 0 \,. \qquad (11)$$

Здесь

$$\kappa = \frac{\omega}{v_s}\left(1 - i\,\frac{4}{3}\,\frac{\omega\,\eta_i}{n_0 M v_s^2}\right)^{\frac{1}{2}} \,; \qquad (12)$$

$=[(T_e+T_i)/M]^{\frac{1}{2}}$ скрость ионного звука; $g_i = \frac{j_э e^{-\frac{e\Delta\varphi_0}{T_к}}}{n_0 v_i} \frac{T_e}{T_к} = \frac{T_e}{T_к}$ (см. (6)) $\Gamma = e^{\frac{e\Delta\varphi_0}{T_e}}$. Заметим, что коэффициент вязкости η_i не зависит от плотности и является постоянной величиной.

Подставляя решение уравнений (10) в граничное условие (11), из условия существования нетривиального решения получаем уравнение для определения комплексной частоты колебаний ω :

$$\alpha(1+g_i)\cos\kappa L - i\frac{\omega}{\kappa v_s}\sin\kappa L + \alpha g_i \Gamma = 0, \qquad (13)$$

где $\alpha = \overline{v_i}/v_s = (2\pi)^{-\frac{1}{2}}(\theta+1)^{-\frac{1}{2}}$; $\theta = T_e/T_i$. Аналогичное уравнение рассматривалось в работе [5]. Для частот $\omega \sim \frac{v_s}{L}$, характерных для данной задачи, имеем $\omega\eta_i/n_0 M v_s^2 \sim l_i/L \ll 1$. С учетом этого из (13) для случая малой мнимой части частоты ($\mathrm{Im}\,\omega \ll \mathrm{Re}\,\omega$) получаем, что в диоде может раскачиваться спектр ионно-звуковых колебаний с частотами

$$\omega = \frac{\pi v_s}{L} f + i\left[\alpha g_i \Gamma \frac{v_s}{L}\left(1 - \frac{1+g_i}{g_i\Gamma}\right) - \frac{2\eta_i}{3 n_0 M v_s^2}\left(\frac{\pi v_s}{L} f\right)^2\right] \qquad (14)$$

Моды, соответствующие четным f, в частности, вторая мода ($f=2$) как можно показать, всегда затухают [5]. Из выражения для мнимой части частоты (см. (14)) видно, что с увеличением номера моды от f до $f+2$ инкремент вследствие вязкого затухания уменьшается на величину $4(f+1)\frac{2}{3}\frac{\eta_i}{n_0 M}\frac{\pi^2}{L^2}$, причем максимальным инкрементом обладает первая мода ($f=1$), граница устойчивости которой и определяет устойчивость всего плазменного диода. Из (14) легко найти критическое значение безразмерного параметра

$$\Gamma_* = \frac{1+g_i}{g_i} + \frac{2\pi^2\eta_i}{3\alpha g_i n_0 M v_s L} \qquad (15)$$

При $\Gamma = \Gamma_*$ диод находится на границе устойчивости. С увеличением Γ вначале раскачивается первая мода ($f=1$), затем – третья ($f=3$) и т.д. Особый интерес для анализа

нелинейных колебаний представляет случай, когда превышение параметра Γ над его критическим значением Γ_* невелико (случай малой надкритичности):

$$\varepsilon^2 \equiv \frac{\Gamma - \Gamma_*}{\Gamma_*} < \frac{16\pi^2 \eta_i}{3\alpha g_i n_0 M v_s L} \frac{1}{\Gamma_*} \sim \frac{\ell_i}{L} \ll 1. \qquad (16)$$

Неравенство (16) написано исходя из требования, чтобы в системе раскачивалась только одна мода, а именно, первая. Ниже будет рассматриваться именно этот случай.

4. УСТАНОВИВШИЕСЯ ИОННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Рассмотрим теперь стационарные колебания, возникающие в плазменном диоде в результате развития неустойчивости на ионно-звуковых волнах, исследованной в предыдущем параграфе. Наличие в задаче малого параметра ε позволяет решить задачу о колебаниях конечной амплитуды до конца. Решение находится на основе метода, аналогичного асимптотическому методу ПУАНКАРЕ [10] и развитого здесь применительно к исследованию установившихся колебаний в ограниченной плазме.

Полагая

$$n = n_0 + \tilde{n}(x,t) \quad ; \quad V_i = \tilde{V}_i(x,t) \qquad (17)$$

где, в отличие от (9), возмущения $\tilde{n}$ и $\tilde{V}_i$ включают зависимость от времени. Отметим, что при нелинейном анализе рассматриваются малые, но конечные возмущения, в то время как в линейной теории они являются бесконечно-малыми величинами. Введем следующие безразмерные величины

$$n' = \tilde{n}/n_0\varepsilon \quad ; \quad V' = \tilde{V}_i/v_s\varepsilon \quad ;$$
$$x' = x/L \quad ; \quad t' = v_s t/L \quad ; \quad \mu = \frac{4}{3}\eta_i/M n_0 v_s L \quad . \qquad (18)$$

Тогда, исключая из системы (2)–(7) прикатодный скачок потенциала и электронный поток и разлагая граничные условия с точностью до кубичных членов по возмущениям, получим систему нелинейных уравнений, описывающих нестационарное поведение плазменного диода:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} = -\varepsilon \frac{\partial nV}{\partial x} \tag{19}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial n}{\partial x} - \mu \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\varepsilon \left(n \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \varepsilon^2 n V \frac{\partial V}{\partial x} , \tag{20}$$

$$V_1 + \alpha \left[(\theta+1) n_1 + \theta \Gamma_* n_2 \right] =$$

$$= -\varepsilon \left\{ \frac{\alpha}{2} \theta \left[(\theta+1) n_1^2 - (\theta-1) \Gamma_*^2 n_2^2 \right] + (\theta+1) V_1 n_1 \right\} - \tag{21}$$

$$\varepsilon^2 \left\{ \frac{\alpha}{6} \theta (\theta-1) \left[(\theta+1) n_1^3 + (\theta-2) \Gamma_*^3 n_2^3 \right] + \frac{\theta(\theta+1)}{2} V_1 n_1^2 + \alpha \theta \Gamma_* n_2 \right\} ,$$

$$V_2 = 0 \tag{22}$$

Штрихи у переменных опущены, в дальнейшем это к путанице не приведет. В системе (19)–(22), как и ранее, величина Γ_* является критическим значением параметра Γ, определяющим границу устойчивости диода, и равна (см. (15)):

$$\Gamma_* = \frac{\theta+1}{\theta} + \frac{\pi^2}{2} \frac{\mu}{\alpha \theta} , \tag{23}$$

где учтено, что $g_i = T_e / T_K = \theta$. При $\varepsilon = 0$ уравнения (19)–(22) описывают линейные стационарные колебания с частотой $\omega_0 = \pi + \sigma / \mu^2$ (см. (14)).

При $\varepsilon \neq 0$ периодическое по времени решение системы (19)–(22) будем искать в виде ряда по ε :

$$n = n^{(0)} + \varepsilon n^{(1)} + \varepsilon^2 n^{(2)} + \dots ,$$

$$V = V^{(0)} + \varepsilon V^{(1)} + \varepsilon^2 V^{(2)} + \dots . \tag{24}$$

При этом, следуя методу ПУАНКАРЕ, произведем замену переменных

$$\tau = \omega t , \tag{25}$$

где

$$\omega = \omega_0 / (1 + g_1 \varepsilon + g_2 \varepsilon^2 + \dots) \quad — \tag{26}$$

неизвестная пока частота основной гармоники нелинейный колебаний; ϑ_1 , ϑ_2 , ... - неизвестные постоянные, которые должны быть найдены в процессе решения задачи. После введения такой замены переменных искомое, периодическое по τ решение будет иметь постоянный период 2π .

Подставляя (24) с учетом (25)-(26) в уравнения (I9)-(22) и собирая члены при одинаковых степенях ε , можно получить три системы уравнений, описывающих три первых по ε приближения задачи. Однако здесь эти системы ввиду их громоздкости мы выписывать не будем. Кроме того, имея в виду, что $\mu \sim \frac{e_i}{L} \ll 1$ члены порядка μ везде в дальнейшем будут опускаться.

Из уравнений нулевого приближения по ε легко получаем

$$\left.\begin{aligned} n^{(0)}(x,\tau) &= N^{(0)} \cos[\omega_0 (x-1)]\, e^{-i\tau} + \text{к.с.}\,, \\ V^{(0)}(x,\tau) &= i N^{(0)} \sin[\omega_0 (x-1)]\, e^{-i\tau} + \text{к.с.} \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

В этом приближении постоянная интегрирования $N^{(0)}$ остаётся неизвестной и, в соответствии с методом ПУАНКАРЕ, должна быть определена из решения уравнений следующих приближений. Далее, используя для $n^{(0)}$ и $V^{(0)}$ выражения (27), с помощью несложных, но громоздких вычислений находим решение уравнений первого приближения:

$$n^{(1)} = (N^{(1)} \cos\eta\, e^{-i\tau} + \text{к.с.}) - |N^{(0)}|^2 \left(\frac{1}{2\theta} + 1 - \cos 2\eta\right) -$$
$$- \left\{ N^{(0)2} \left[\left(\frac{i\omega_0}{4\alpha(\theta+1)} + \frac{1}{4\theta} \right) \cos 2\eta - \frac{1}{2}\eta \sin 2\eta \right] e^{-2i\tau} + \text{к.с.} \right\}, \qquad (28)$$

$$V^{(1)} = (i N^{(1)} \sin\eta\, e^{-i\tau} + \text{к.с.}) -$$
$$- \left\{ i N^{(0)} \left[\left(\frac{i\omega_0}{4\alpha(\theta+1)} + \frac{1}{4} + \frac{1}{4\theta} \right) \sin 2\eta + \frac{1}{2}\eta \cos 2\eta \right] e^{-2i\tau} + \text{к.с.} \right\}, \qquad (29)$$

$$\vartheta_1 = 0 \,, \qquad (30)$$

где $\eta = \omega_0 (x-1)$. Постоянная интегрирования $N^{(1)}$ может быть найдена из третьего приближения.

Система уравнений третьего приближения после подстановки в неё соотношений (27)–(30) оказывается системой линейных неоднородных уравнений в частных производных с линейными неоднородными граничными условиями. Неоднородная часть системы представляет собой суперпозицию первой, второй и третьей гармоник основной частоты и члена, независящего от времени. Анализируя частное решение, описывающее колебания с основной частотой, из условия его существования находим выражения для амплитуды основной гармоники $N^{(0)}$ и для нелинейной поправки в частоту, так что

$$|N^{(0)}|^2 = \frac{8\alpha^2\theta(\theta+1)}{\omega_0^2[1-\alpha^2(\theta+1)^2] - 2\theta^{-2}\alpha^2(\theta+1)^2(2\theta+1)}\,\Gamma_* \qquad (31)$$

При $\theta = 1$ ($T_e = T_i$), имеем

$$|N^{(0)}|^2 = \frac{8}{\pi^2(\pi-1)-6} \approx 0{,}5 \qquad (32)$$

Член в знаменателе (31) с квадратной скобкой возникает из нелинейного члена в уравнении непрерывности (19). Как мы видим, эта нелинейность даже при значительном отрыве электронной температуры от ионной ($\frac{T_e}{T_i} < 2\pi - 1$) приводит к стабилизации неустойчивых ионно-звуковых колебаний плазменного диода. С другой стороны, второе слагаемое в знаменателе (31), проистекающий от нелинейности в граничных условиях, всегда оказывается дестабилизирующим.

Из уравнений второго приближения можно определить также амплитуду третьей гармоники, входящей в $n^{(2)}$ и $V^{(2)}$ (см. разложение (24)). Она оказывается порядка $\frac{1}{\mu} N^{(0)3}$, т.е. обратно пропорциональной малой ионной вязкости μ. С учетом этого условие сходимости разложения (24) принимает вид $\frac{\varepsilon^2}{\mu} < 1$, что находится в согласии с принятым условием

малой надкритичности (I6).

Стабилизация нарастающей в линейном приближении ионно-звуковой волны с частотой $\omega = \pi v_s / L$ связана с нелинейной перекачкой энергии в объёме плазмы во вторую гармонику ($\omega = 2\pi v_s / L$) и с последующим её выносом из плазмы на катод. Действительно, усредненный по периоду колебаний поток энергии $\overline{\tilde{q}}$ ионно-звуковых волн равен

$$\overline{\tilde{q}} = T_e \overline{\tilde{n}\,\tilde{V}_i}$$

Как видно из (28) и (29) для второй гармоники этот поток у катода оказывается отрицательным, т.е. направленным из межэлектродного промежутка. К тому же наличие в системе ионной вязкости приводит к подавлению третьей и других высших гармоник, что и обусловливает существование в плазменном диоде почти синусоидальных ионно-звуковых колебаний конечной амплитуды.

Из анодного граничного условия (7) и выражений (27), (28) видно, что возмущение потока электронов $\tilde{J}$ через прибор можно представить в виде

$$\tilde{J} = \tilde{J}_0 + \tilde{J}_1 + \tilde{J}_2 + \tilde{J}_3 + \dots \qquad (33)$$

где $\tilde{J}_0$ – независящая от времени часть возмущения; $\tilde{J}_1$ – колебание с основной частотой; $\tilde{J}_2$ – вторая гармоника; $\tilde{J}_3$ –третья гармоника. При $\vartheta = 1$ главные члены в гармониках равны

$$\tilde{J}_0 = -n_0 \overline{v_e}\, \varepsilon^2 \frac{|N^{(1)}|^2}{2}, \qquad (34)$$

$$\tilde{J}_1 = n_0 \overline{v_e}\, \varepsilon\, 2 N^{(1)} \cos \frac{\pi v_s t}{L} \qquad (35)$$

$$\tilde{j}_2 = -\pi\sqrt{\pi}\,\frac{\varepsilon^2}{2}\,N^{(0)2} n_0 \overline{v_e}\,\sin\frac{2\pi v_s t}{L}\,, \qquad (36)$$

$$\tilde{j}_3 = a\,\frac{\varepsilon^3}{\mu}\,N^{(0)3} n_0 \overline{v_e}\,\sin\left(\frac{3\pi v_s t}{L} + b\right), \qquad (37)$$

где a – коэффициент порядка единицы; b – фаза третьей гармоники;

$$\varepsilon^2 = \frac{2\mathcal{R} - \sqrt{\mathcal{R}^2 + 4\mathcal{R}}}{\sqrt{\mathcal{R}^2 + 4\mathcal{R}} - \mathcal{R}} - 0{,}16\pi^3\,\frac{l_i}{L}\,, \qquad (38)$$

$\mathcal{R} = \frac{j_э}{j_э}\sqrt{\frac{M}{m}}$ – параметр перекомпенсации; $N^{(0)}$ – амплитуда колебаний плотности, которую можно считать вещественной величиной, определяемой соотношением (32). При росте перекомпенсации, т.е. при увеличении надкритичности, из (34) и (38) следует, что средний ток через прибор уменьшается. Полагая для оценки $\varepsilon = 1$, находим, что это уменьшение может достигать 25% от тока в отсутствии колебаний.

Таким образом, проведенное рассмотрение показало, что в плазменном диоде в кулоновском режиме при достаточной перекомпенсации могут раскачиваться ионно-звуковые колебания, наличие которых в системе приводит, в частности, к уменьшению тока через преобразователь.

ЛИТЕРАТУРА

[I] Fox R, Gust W., Bull Am Phys Soc., Ser II 5 I (I960) 80.

[2] Левитский С.М., Грошев И.Н., Радиотехн. и электрон. 9 4 (I963) 6I2.

[3] Гвердцители И.Г., Караханов В.Я., Кучеров Р.Я., Оганезов З.А., Цхакая В.К. "Колебания тока и электромагнитное излучение в термоэмиссионных преобразователях низкого давления." Термоэмиссионное преобразование энергии. Сб. докладов советских ученых на II -й Международной конф. по ТЭП. Стреза. Италия. 27-3I мая I968г. М. I969.

[4] Стаханов И.П., Степанов А.С., ЖТФ 35 I (I965) I32.

[5] Жеребцов В.А., Стаханов И.П., ЖТФ 40 8 (I970) I729.

[6] Караханов В.Я., Кучеров Р.Я., Гатишвили Д.Г., ЖТФ 34 2 (I964) 326.

[7] Гуськов Ю.К., Пащенко В.П., Стаханов И.П., Стумбур Э.А. ЖТФ 34 6 (I964) II05.

[8] Моргулис Н.Д., Левитский С.М., Грошев И.Н., Радиотехн. и электрон. 7 2 (I962) 352.

[9] Брагинский С.И, "Явления переноса в плазме". Вопросы теории плазмы. I.I. М. I963.

[I0] Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. "Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний". М. I963.

D I S C U S S I O N

G. ECKER: Your theory makes use of a number of restricting sumptions, one of them being the assumption of a constant electron mperature. As far as I can see, this is not in line with other in- rmation we have received. The approximation is particularly critical ing to its strong effect on the ionization rate. Would you care to mment on this point?

A.A. POROTNIKOV: No analytical theory can be constructed entirely thout assumptions or approximations. Changes in electron temperature 10-200°K at the 2500-3500°K level cannot bring about any strong alitative change in the I-V curve because there is an overproduction ions in the ignited mode and the electron temperature is limited the movement of ions to the electrodes and their recombination.

BLANK

E

INSTABILITY AND CONTRACTION OF CURRENT IN A THERMIONIC CONVERTER

Yu. Abramov, G. Gladysh - PS 1504

I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, USSR

Abstract

known, the transition from the diffusion mode to the arc
ie at low emitter temperatures is accompanied by an anode glow
i a contraction with the consistent expansion of the current
rd. Perhaps these phenomena are connected with the unhomogeneity
the volt-ampere curve of the converter. It is necessary to
id out the cause of it and to generate the ideal volt-ampere curve,
at is, the calculated one assuming homogeneity of the discharge
ong the electrodes. Then it is necessary to investigate the
ability of this state with respect to the unhomogeneity along
e electrode. The calculation is produced by the model described
low.

is supposed that the ionization starts close to the anode,
reover that the region of the ionization expands with rising
e current. The interelectrode gap consists of two regions: the
nition anode region and the diffusion cathode region; there is
volume ionization in the last region. The electron space
arge is neutralized by the ions from the ignition region.
ere is a large current region with negative differential
sistance of the volt-ampere curve calculated by this model.
was shown that the plasma state is not steady in this case.
is possible to deduce from a linear consideration that the
asma is divided in two regions along the electrodes with a
gh and a low current value.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ И КОНТРАКЦИЯ ТОКА В ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ

Ю.Ю.Абрамов, Г.Г.Гладуш

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
Москва СССР

Данная работа посвящена изучению неустойчивостей приводящих к неоднородному вдоль электродов протеканию тока в термоэмиссионных преобразователях.

Наиболее отчетливо неоднородное распределение плотности тока вдоль электродов наблюдается при развитии дуги в случае низких температур эмиттера, когда в зазоре имеется расширяющийся с увеличением тока во внешней цепи [1]. При увеличении температуры эмиттера распределение плотности тока не столь резкое, однако неоднородность может оставаться и при больших токах и напряжениях на плазме [2]. Эти явления могут быть связаны с неоднозначностью ВАХ прибора [3].

Для теоретического описания работы ТЭП в этом случае следует прежде всего выяснить причину такой неоднозначности и получить "идеальную" ВАХ, т.е. рассчитанную в предположе-

ии однородности разряда. Затем следует исследовать получен-
ое решение на устойчивость по отношению к возмущениям неод-
ородным вдоль электродов и в случае неустойчивости описать
онечное неоднородное состояние системы.

Данная работа посвящена теоретическому описанию "идеаль-
ой " ВАХ в 2 случаях: в случае низких температур эмиттера,
огда ионизация начинается у анода и в случае уже развитой
уги, т.е. при низких температурах эмиттера, но больших то-
ах или при относительно высоких температурах эмиттера. Под-
од к решению задачи в этих случаях качественно различный,
оэтому рассмотрим каждый случай в отдельности.

Следует отметить, что теоретическому описанию ВАХ с
частком отрицательного наклона посвящено значительное коли-
чество работ [I, 4, 5, 6]. Все они, кроме [6], основыват-
я на численных расчетах, участок ВАХ с отрицательным сопро-
ивлением оказывается малым, и исследования на устойчивость
роведено не было. О работе [6] будет сказано ниже.

Итак, рассмотрим развитие дуги при низких температурах
эмиттера. Расчет основан на следующей модели. Известно, что
ри низких температурах ионизация начинается у анода. С уве-
личением тока область ионизации увеличивается. Модель состоит
в том, что плазменный промежуток разбивается на 2 различные
области: область примыкающую к аноду с большой плотностью
плазмы, где идет ионизация и прикатодную область, в которой
нет объемной ионизации, а пространственный заряд электронов
нейтрализуется ионами, приходящими из "дуговой" области.
Эти области отделены друг от друга узким слоем, где имеется

значительное падение потенциала. Ускоряясь на этом потенциале электроны приходящие из "диффузионной" области производят ионизацию в дуговой. Слой, разделяющий диффузионную и дуговую области для простоты считается бесстолкновительным. Следует отметить, что несколько похожая ситуация имеет место в нелинейных стратах в тлеющем разряде.

Опишем качественно причину возникновения ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Заметим прежде всего, что из нейтральности двойного слоя в целом следует, что электронный ток из диффузионной области в дуговую пропорционален встречному ионному току ($j_i \sim j_e\sqrt{\frac{m}{M}}$ - соотношение Ленгмюра [7]). С увеличением электронного тока, которое в данном случае может быть связано с возрастанием тока, эмиттируемого в плазму, т.е. с уменьшением катодного скачка потенциала, пропорционально возрастает и ионный ток. С другой стороны ионный ток на катоде пропорционален плотности плазмы и возрастает с уменьшением катодного скачка. Отсюда следует, что плотность плазмы у катода растёт не пропорционально току, а медленнее. Поэтому размер диффузионной области $x_0 \sim \frac{\mathcal{D}_e n_0^{(i)}}{j_e}$ (где $\mathcal{D}_e$ - коэффициент диффузии электронов, $n_0^{(i)}$ - плотность плазмы у катода) уменьшается с ростом тока, а дуговой - увеличивается. При неизменном скачке потенциала на двойном слое плотность плазмы в дуговой области из-за роста тока и размера области возрастало настолько, что ионный ток из дуговой области будет нарастать быстрее электронного. Снизить рост плотности плазмы можно за счёт уменьшения энергии электронов, производящих ионизацию, т.е. за счёт уменьшения скачка потенциала. Таким образом с уве-

личением тока скачок потенциала уменьшается, что является основной причиной уменьшения напряжения горения дуги. В результате реализуется ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Для получения аналитической зависимости тока от напряжения в дальнейшем сделаны некоторые предположения, в частности температура электронов предполагается независящей от координаты. Из качественного описания и полученных ниже результатов следует, что это предположение не является принципиальным, но позволяет существенно упростить выкладки и без того являющиеся достаточно громоздкими. Ряд других предположений оговорен в тексте.

Рассмотрим диффузионную область. Ось X направлена от катода к аноду, по направлениям y, z плазма однородна. Поскольку в этой области ионизация и рекомбинация отсутствуют, то профиль плазмы должен быть **линейным**:

$$n(x) = \frac{n_x^{(1)} - n_0^{(1)}}{x_0} x + n_0^{(1)} \qquad (\text{I})$$

где $n_x^{(1)}$ – плотность плазмы в диффузионной области на границе с дуговой. Подставляя (I) в обычные граничные условия [I] получим следующую систему уравнений:

$$j_K \exp\left(-\frac{\Delta\varphi_K}{T}\right) - \frac{1}{2} n_0^{(1)} \bar{v}_e = \mathcal{D}_e \frac{n_0^{(1)} - n_x^{(1)}}{x_0} - u_e n E = \frac{1}{2} n_x^{(1)} \bar{v}_e = j \qquad (2)$$

$$j_c - \frac{1}{4} n_0^{(1)} \bar{v}_i \exp\left(-\frac{\Delta\varphi_K}{T}\right) = \mathcal{D}_e \frac{n_0^{(1)} - n_x^{(1)}}{x_0} + u n E = -\frac{1}{2} n_x^{(2)} \bar{v}_i \qquad (3)$$

где $\Delta\varphi_K$ – скачок потенциала у катода, задерживающий электроны, поступающие из плазмы на катод, $n_x^{(2)}$ – плотность плазмы в дуговой области на границе

с диффузионной, j - плотность тока через прибор. Остальные обозначения общепринятые. При выводе системы (2 - 3) полагалось, что падение потенциала φ на скачке достаточно велико, чтобы пренебречь потоком ионов из диффузионной области в дуговую и потоком электронов из дуговой в диффузионную. Учитывая соотношение Ленгмюра для двойного слоя :

$$j_i = j_e \sqrt{\frac{m}{M}} \left(1 - \sqrt{T_e/\varphi}\right) \qquad (T_e \ll \varphi) \qquad (4)$$

из системы (2-3) легко получить выражение для тока через прибор:

$$j/j_R = \frac{8 \mathcal{D}_e^2 \left(T_i/T_e + 1\right)}{B^2 X_0^2 \bar{V}_e} \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \left(1 - \sqrt{T_e/\varphi}\right) \qquad (5)$$

где константа $B \leq 1$ - величина зависящая от сечений и температур ионов и электронов. Из (5) следует, что при изменении X_0 от величины порядка длины свободного пробега электрона ℓ до величины порядка d (зазора) ток меняется в пределах $j_R \left(\frac{\ell}{d}\right)^2 < j < j_R$, т.е. область его изменения в предлагаемой модели велика. Из системы (2 - 3) также легко находятся величины падения потенциала на плазме и прикатодного скачка потенциала.

Для нахождения ВАХ необходимо определить падение потенциала на плазме дуговой области, размер этой области $d - x_0$, и φ . Для нахождения этих величин необходимо прежде всего определить функцию генерации в этой области. Выражение для нее просто получить, если предположить, что ионизация осуществляется быстрыми электронами, ускорявшимися на скачке потенциала двойного слоя, причем длина ионизации λ превосходит d , однако $\ell_б < d - x_0$, где $\ell_б$ - длина упругого

пробега быстрого электрона [8]. Кроме того для простоты положим, что для ионизации достаточно возбудить атом на некоторый уровень E_1, последующая диффузия по уровням в непрерывный спектр осуществляется основной плазмой [4]. Это предположение строго говоря не выполняется, но не является существенным для данной модели, облегчая аналитический расчет. Выражение для функции генерации имеет простой вид:

$$F = \frac{3j}{\lambda^2}(d-x)\exp\left(\frac{\varphi - E_1}{T_e}\right) \quad (\varphi < E_1) \qquad (6)$$

Из уравнения $div j_i = F$ и стандартных граничных условий для ионного тока легко получить значение плотности плазмы у скачка. Учитывая это, а также (I) легко связать величину X_0 с φ :

$$\frac{\varphi - E_1}{T_e} = \ln\left[\sqrt{\frac{m}{M}}\,\frac{\lambda^2}{(d-X_0)^2}\left(1-\sqrt{T_e/\varphi}\right)\right] \qquad (7)$$

Скачок потенциала у анода находится интегрированием уравнения непрерывности медленных электронов. Поле на плазме определяется из условия амбиполярности.

Из (5) следует, что X_0 убывает монотонно с ростом тока, что позволяет избежать написания сложной формулы для ВАХ, достаточно ограничиться выражением для производной, которое выглядит значительно проще:

$$\frac{\partial u}{\partial j} = \frac{T_e}{j}\left(\frac{d-2X_0}{d-X_0} - \frac{1}{2B}\right) \qquad (8)$$

Видно, что с уменьшением x_0 от d до ℓ напряжение на разрядном промежутке в основной области изменения X_0 падает.

Рассмотрим область применимости данной теории. Условие $\lambda > \alpha$ ограничивает аналитическое рассмотрение для дуги в цезии величинами $\alpha \sim 10 \div 15\,\ell$, энергия эффективного уровня E_1 оказывается порядка $3\,ev$. При этих условиях интервал изменения ВАХ по напряжению составляет 1 – 2 вольта. Указанные параметры являются типичными для зажигания дуги в термоэмиссионном преобразователе.

При исследовании системы на устойчивость полагаем, что характерное время развития неустойчивости больше всех времён соударений частиц, а так же обратных ионных и электронных ленгмюровских частот плазмы. Однако это время может быть сравнимо со временем установления ВАХ. В данной задаче нет смысла пользоваться квазиклассическим приближением, так как стационарные условия сильно неоднородные, а наиболее неустойчивые моды – длинноволновые. Поэтому решение нестационарных уравнений для возмущенных величин ищутся в виде:

$$\delta n(x,t) = \delta n(x)\, e^{-i\omega t} \qquad (9)$$

Решая уравнение амбиполярной диффузии для $\delta n(x)$ и подставляя решение в линеаризованные граничные условия и используя условие на скачке получаем 10 уравнений для 11 неизвестных физических величин. При выводе условий в точке X_0 была учтена следующая особенность – изменение тока при $x = X_0$ обусловлено не только изменением плотности плазмы на границе, но и смещением последней на величину δX_0 :

$$\delta j\big|_{x=x_*} = \frac{1}{2}\bar{v}_e\,\delta n(x_0) + \frac{\partial n}{\partial x}\Big|_{x=x_0}\delta X_0$$

Недостающим уравнением является закон Ома для внешней цепи:

$$\delta u = -R\int_S \delta j(y,z)\,ds \qquad (10)$$

де R - сопротивление внешней цепи, S - площадь эмиттера.

Для возмущений не зависящих от y, z вместо (IO) меем: $\delta u = -RS\delta j$.

истема из уравнений и дисперсионное уравнение здесь не риводится в виду их крайней громоздкости. В случае $\omega \to 0$ равнение для ω существенно упрощается :

$$\frac{j(x_0)}{T_e}\frac{\partial u}{\partial j} - \varkappa^2 A(x_0) = -\frac{R j(x_0)}{T_e} S \quad (\varkappa \ll 1) \qquad (II)$$

де $A(x_0)$ - функция порядка единицы, $\varkappa^2 = \frac{i\omega}{\mathcal{D}_a}\alpha$. Фор- ула (П) справедлива при условии, когда дифференциальное внешнее сопротивление близки. Из (П) видно, что если нешнее сопротивление меньше дифференциального, то система еустойчива, большие же сопротивления стабилизируют систему. то похоже на электротехническую неустойчивость, что вполне онятно, так как при малых частотах внутренняя структура рибора себя не проявляет. Анализ уравнения для ω показы- ает, что характерное время развития неустойчивости порядка ремени амбиполярной диффузии иона, т.е. времени установления тационарного состояния.

Для возмущений, зависящих от координаты вдоль электро- ов, например y , в уравнении для ω появится стабилизирую- ий член $\sim K_y^2$, зато сопротивление внешней цепи не будет казываться, так как интеграл в (IO) зануляется. Из усло- ия $\mathrm{Im}\,\omega = 0$ можно оценить характерный размер неоднородности долю электродов, он оказывается порядка зазора. так, для преобразователей у которых размеры электродов зна- ительно больше зазора при большом внешнем сопротивлении бу- ет развиваться неустойчивость, приводящая к неоднородному ротеканию тока вдоль электродов. Для "коротких" преобразо-

вателей с размером порядка зазора при большом внешнем сопротивлении неустойчивость не должна развиваться. С увеличением тока во внешней цепи от анода должен отрастать плазменный сгусток и двигаться к катоду. Подобное явление наблюдалось, например, в работе [9]. Кстати в этой же работе измерено, что на границе плазмы потенциал имеет скачок, что отчасти подтверждает наше предположение о резко неоднородном распределении потенциала.

При токе близком к току эмиссии дуговая область занимает почти весь зазор, плотность плазмы повышается. В этих условиях пучок электронов будет термализоваться на более коротких расстояниях и механизм пучковой генерации ионов может смениться другим – когда ионизация осуществляется "хвостом" максвелловского распределения электронов_ Аналогичная ситуация может иметь место при развитии дуги с высокой температурой эмиттера. В этом случае функция генерации будет функционалом от плотности плазмы и ее температуры, которая должна находиться из уравнения баланса энергии электронов. Могут быть однако ситуации, когда вследствие высокой теплопроводности электронного газа температуру можно считать не зависящей от координаты выразить её через плотность плазмы, а в ряде случаев вообще считать константой. Тогда функция генерации может быть представлена функционалом только от величины плотности плазмы и уравнения амбиполярной диффузии будет иметь вид: $-\mathcal{D}_a n'' = \alpha^2 F(n(x))$ (12)
с граничными условиями справедливыми с точностью до малой величины $\ell/d \ll 1$

$$n(0) = n(d) = 0$$

Здесь α - параметр, являющийся функцией температуры. Аналогичное уравнение может иметь место для температуры электронов плазмы в случае ионизационного равновесия [10].

Для исследования решений уравнения (12) полезно в целях наглядности обратиться к механической аналогии. Уравнение (12) представляет собой уравнение движения материальной частицы в яме с потенциальной энергией зависящей от "координаты" n : $\alpha u = +\alpha \int_0^n F(n)\,dn$ истинная координата при этом играет роль времени. На "механическом" языке задача состоит в отыскании такой "координаты" X (значение плотности N в точке $\alpha/2$) начиная движение с которой частица в точку $x = 0$ придёт за "время" равное заданному (половине зазора). Будем в дальнейшем это "время" условно называть периодом. Ясно, что в зависимости от хода потенциала одному значению периода могут отвечать различные начальные точки X (одному α соответствовать разные N). Задачу можно поставить несколько шире , а именно: каким свойством должна обладать "сила" F чтобы зависимость периода от амплитуды X была не монотонной.

Выражение для периода выглядит просто

$$\frac{\alpha\alpha}{\sqrt{D_a 2}} = \tau(X) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^X \frac{\alpha x}{\sqrt{u(X) - u(x)}} \qquad (13)$$

Нам необходимо знать свойства $u(X)$, если известны свойства $\tau(X)$. Уравнение (13) для $u(x)$ является интегральным уравнением Абеля. Оно легко решается [11] :

$$X(u) = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi} \int_0^u \frac{\tau(E)\,dE}{\sqrt{u - E}}, \quad E = u(X) \qquad (14).$$

Поскольку x и u связаны однозначно (т.е. $F > 0$), то задавая различные немонотонные зависимости $\tau(E)$, т.е. $\tau(X)$, можно убедиться, неоднозначные решения получаются и для довольно гладких функций F, причем F может даже не менять кривизны. Таким образом, многозначность решений зависит от тонких свойств F.

Итак если имеется 2 или более решений, то какое же решение осуществляется в действительности? Имеются соображения, которые показывают, что решения, для которых период убывает с увеличением амплитуды неустойчивы, а решения, для которых период возрастает с увеличением амплитуды - устойчивы.

В случае ТЭП немонотонность функции $\tau(x)$ может возникать из-за того, что функция генерации вследствие выхода излучения и диффузии возбужденных атомов при малых n может быть малой, а затем круто возрастать, но при больших n опять становится плавной [5]. Это соответствует тому, что при малых плотностях величина α убывает с N а затем, когда F растет слабо - возрастает. Соответственно N будет двузначной функцией периода или параметра α (см. (I3)). неоднозначностьв решении может привести к неоднозначности ВАХ.

Из граничных условий на катоде и аноде легко получить выражение для падения потенциала на промежутке :

$$V = T_e \ln \frac{\mathcal{D}_a \frac{\partial n}{\partial x}\Big|_{x=0} + j\frac{u_i}{u_e}}{\mathcal{D}_a \frac{\partial n}{\partial x}\Big|_{x=0} - j\frac{u_i}{u_e}} \frac{j}{j_e - j} \qquad (14)$$

При выводе (I4) падением на плазме пренебрегалось, а также учитывалось, что $j_i \ll j_e$. Значения $\frac{\partial n}{\partial x}\Big|_{x=0}$ находятся из решения уравнений (I2), а T_e - из уравнения баланса энергии

$$jV = 2(T_e - T)j_R + \alpha I \int_0^d F\,dx \qquad (15)$$

де I - потенциал ионизации. Аналогичные (I4 - I5) уравнения рассматривались в работе [6]. Отрицательный участок ВАХ там был обусловлен изменением падения потенциала на плазме, причем для этой работы существенно предположение, что функция генерации F линейно зависит от плотности плазмы, а температура электронов в стационаре оказывается постоянной вдоль ВАХ.

Поскольку функция генерации зависит от температуры сильно (обычно экспоненциально), пренебрегать её изменением вообще говоря нельзя.

В соответствии со сказанным выше при некотором значении $\alpha = \alpha_0$ ($T_e = T_e^0$) существуют два совпадающих решения $n_0(x)$. При увеличении T_e одно из них $n_1(x)$ убывает ($n_1(x) < n_0(x)$) другое - возрастает ($n_2(x) > n_0(x)$). Аналогичным образом ведут себя производные: $\frac{\partial n_1}{\partial x}\Big|_{x=0}$ резко убывает, а $\frac{\partial n_2}{\partial x}\Big|_{x=0}$ возрастает с ростом T_e. Поскольку последние величины входят в выражение (I4), то неоднозначность зависимости $\frac{\partial n}{\partial x}\Big|_{x=0}$ от T_e приводят к неоднозначности ВАХ, причем отрицательному участку соответствует в основном решение $n_1(x)$, а возрастающему $n_2(x)$, хотя точка $\frac{\partial u}{\partial j} = 0$, может не совпадать с точкой возникновения двух решений.

При исследовании на устойчивость рассмотрим окрестность точки T_e^0. Поскольку $\delta T/\delta n = 0$ в этой точке, то в линейном приближении температуру можно считать неизменной и воспользоваться приведенным выше результатом, что убывающее ре-

шение n_1 - неустойчиво, а возрастающее - устойчиво. То же самое можно сказать о соответствующих этим решениям участках ВАХ.

Авторы выражают благодарность А.П. Напартовичу за обсуждение ряда вопросов, затронутых в этой работе.

Литература

I. Г.А.Дюжев, А.М.Марциновский, Г.Е.Пикус, Э.Б.Сонин, В.Г.Юрьев, ЖТФ т.37, вып.IO (I967)

2. В.И.Дербилов, Д.В.Каретников, В.Б.Турундаевский Тезисы докладов на XIУ Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике, Ташкент, I970 г.

3. А.Ф.Волков, М.М.Коган, УФН т.96, вып.4 (I968)

4. Ф.Г.Бакш т, Б.Я.Мойжес. ЖТФ, т.35, вып.2 (I965)

5. Белоконь А.А., Э.Б.Сонин ЖТФ, т.39, вып.II(I969)

6. Стаханов И.П., И.И.Касиков ЖТФ т.39, вып.8, (I969)
В.А.Жеребцов, И.П.Стаханов. ЖТФ т.40, вып.I2 (I970)

7. I Langmuir Phys Rev. 33, 954, (1929).

8. А.Ф.Настоящий ЖТФ т.38, вып.5 (I968)

9. М.А. Лебедев ЖТФ т.4I вып.6 (I97I)

IO. А.М.Дыхне. Сборник: "Проблемы электроразрядной плазмы" ВИЭМ. Л.I970г.

II. П.П.Забрейко и др."Интегральные уравнения" М."Наука" I968.

ON THE DISCHARGE INSTABILITY IN THERMOIONIC CONVERTERS WITH LONG ELECTRODES

V.I. Derbilov, D.V. Karetnikov, V.B. Turundayevskii,
Kurchatov Atomic Energy Institute, Moscow, USSR

Abstract

original thermoionic diode with long electrodes has been ilt for simultaneous measuring plasma and current density stributions along the electrodes. The plasma and current nsity distributions in such a diode are sometimes essentially nuniform (usually striated) even in the case of a nearly iform distribution of the emitter temperature. This phenomenon ems to account for increasing instability. The nonuniformities ow up most clearly when the diode emission current density proaches its maximum (ln j (I/T) diagram)

ntributions to the instability may be from discharge contraction olume diffusion), nonuniform coverage (surface diffusion), itter temperature profile variations (electron cooling). The minant process can be determined by measuring increments and me responses of plasma densities in rapid and step change of e current.

ie analysis shows that the response time is highest when ie temperature profile change takes place, and is about some nths of a second. The response time was measured by comparing fferences in the discharge glow distributions. The stable asma and current density distributions were also taken into count.

om the results of these measurements it can be seen that all culiarities of the distributions occuring in a time interval ich shorter than 0.1 sec and,hence, the thermal profile redistri- ition cannot account for the instability.

the operating conditions of the converter close to the optimum itput the current density distribution corresponds qualitatively the initial temperature profile of the emitter (no instability) the Joule losses on the electrodes are negligible.

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДА В ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ДИОДАХ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ.

В.И.Дербилов, Д.В.Каретников, В.Б.Турундаевский

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
г.Москва

В предыдущих работах авторов было показано /I, 2/, что при определенных условиях в термоэмиссионных диодах, работающих в парах цезия, наблюдается расслоение плазмы дугового разряда. Характерный размер расслоения составляет несколько сантиметров. Мы считаем это расслоение конечным результатом развития неустойчивости, свойственной "длинным" термоэмиссионным диодам. Вопрос о границах области существования этой неустойчивости (и, следовательно ее роль в термоэмиссионных преобразователях энергии) и механизме ее возникновения до сих пор остается до конца невыясненным.

В настоящей работе приводятся новые результаты исследования этого процесса.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.I. Плоский молибденовый эмиттер имеет размеры рабочего участка I00 x I4 мм. Сама по себе форма эмиттера представляет в поперечном сечении крестовину с цилиндрической внутренней полостью, в которую вставляется коаксиальный танталовый нагреватель. Нагрев эмиттера осуществляется излучением с нагревателя. Используются одноплечевые и двухплечевые нагреватели. В двухплечевом нагревателе, изменяя соотношение токов через плечи, можно было изме-

ить профиль тепловыделения (и распределение температуры эмит-
ера) непосредственно в ходе опыта. Распределение температуры
онтролируется пирометрически через сапфировые окна с исполь-
ованием 5 измерительных полостей по длине эмиттера. Ниобиевый
лоский коллектор имеет с обоих концов токовыводы. По его длине
асположены II потенциометрических выводов, при помощи которых
змеряется распределение плотности тока по длине диода, а также
ри термопары для оценки распределения температуры вдоль кол-
ектора. Теплоотвод от коллектора осуществляется через трехслой-
ый коллекторный узел с использованием изоляции из окиси берил-
ия. Элементы узла были спаяны активным припоем. Система из трех
интов позволяет изменять зазор между эмиттером и коллектором, при
том можно было устанавливать при необходимости "перекос" зазора,
.е. разные расстояния между эмиттером и коллектором на обоих
онцах рабочей части диода.

Свечение плазмы дугового разряда в диоде регистрируется
вумя устройствами. С одной стороны диода свет через сапфировое
кно, цилиндрическую плазму (дающую увеличение только в одном
аправлении) и поворотное зеркало направляется на входную щель
пектрометра, при помощи которого определяется распределение
лотности плазмы вдоль диода. С другой стороны диода свечение
егистрируется фотоприставкой или кинокамерой через отрицатель-
ую линзу и резонансный светофильтр. Распределение интенсивности
вечения вдоль диода восстанавливается по степени почернения
ленки с помощью микрофотометра.

Результаты

Сведения о поведении разряда в таком диоде с протяженными
лектродами, в котором приняты возможные меры по устранению
сякого рода неоднородностей (т.е. $T_э, U, \delta$ могут считаться вдоль
иода приблизительно постоянными) являются исходными при анализе
еодномерных ТЭП. Сравнение с этими сведениями показывает масштаб
тносительного влияния той или иной неоднородности. Все это спра-
едливо, однако, только в том случае, если система "эмиттер-плазма-
коллектор-внешняя цепь" устойчива относительно продольных вариа-

ций парметров диода. Если это условие не выполняется, то развива ся неустойчивость, которая может иметь апериодический характер, что приводит к стационарному распределению парметров, сильно отличному от ожидаемого.

Пример развития такой неустойчивости приведен на рис.2, где показано резко неоднородное распределение тока и плотности плазмы в диоде с первоначально почти однородными параметрами.

Вопрос об области существования неустойчивости по различным параметрам представляет собой не только физический, но и практический интерес. Если область существования затрагивает область практических режимов ТЭП, то это может привести к тому, что выходные параметры ТЭП будут отличны от ожидаемых (или расчетны) . К сожалению нам пока еще не удалось очертить границы этой област и имеются лишь некоторые неполные сведения по этому вопросу. Так на рис.3 приведены в качестве примера кривые распределения тока для двух случаев, отличающихся положением рабочего режима на эмиссионной S-образной кривой. Для режима, расположенного по температуре и давлению вблизи максимума кривой, имеет место сильное расслоение; для режима, расположенного ближе к оси ординат, расслоения нет. При практически важных температурах (1500^{0}С и вы расслоение при отсутствии неоднородностей не зафиксировано. Приме развития разряда в этом температурном диапазоне приведен на рис. В предположении, что режимы рис.4 лежат вне границ области существования неустойчивости, приведем кривые, которые в этом случае будут характеризовать относительное влияние различных факторов на распределение тока в диоде. Как уже упоминалось, в нашем диоде имелась возможность делать неодинаковый по длине зазор (т.е.создавать положительный или отрицательный "градиент зазора"), а также менять направление тока, протекающего по коллектору во внешню цепь (т.е., по существу изменять знак градиента потенциала коллектора. Добавим к этому существование небольшого градиента температуры вдоль эмиттера. (См.рис.5). Различные сочетания знаков градиентов приводят к различным видам кривых распределения плотности тока вдоль диода; эти кривые приведены на рис.6 и 7. Эти кривые носят информативный характер.

Итак, приведенные результаты с одной стороны подтверждают уществование в термоэмиссионных диодах с протяженными электрода- и явления неустойчивости, приводящей к расслоению разряда, а с ругой стороны показывают, что полученных результатов пока недо- таточно для того, чтобы очертить границы области существования еустойчивости и, как следствие оценить ее значение для процессов ермоэмиссионного преобразования.

Обсуждение результатов

В последнее время вопрос о природе неустойчивостей, приводя- их к крупномасштабному расслоению разряда, дискутировался в ескольких работах /3, 4 /. Как известно, в установившемся режиме ЭП величина сброса тепла с эмиттера равна сумме количеств тепла, ереносимого за счет электронного охлаждения и излучения (теплопро- одностью цезиевого пара пренебрегаем). Поскольку одно из слага- мых – электронное охлаждение пропорционально току через диод, за- исимость которого от температуры эмиттера и давления цезия имеет ид кривой с экстремумами, то и суммарная кривая в ряде случаев меет такой же вид. Экстремумы тогда определяют границы устойчи- ости, а тепловой режим эмиттера зависит от того, какой точке ред этим соответствовал режим работы диода. Вблизи экстремумов остаточно небольшого изменения тока или теплового потока, чтобы ерейти в неустойчивую область. При этом возможна раскачка коле- аний, а процесс будет развиваться до перехода к новому стацио- арному состоянию.

Модели,анализируемые в работах /3, 4/, рассматривают в ка- естве исходного нестационарное уравнение теплопроводности для остоянного теплоподвода.

Уравнение теплопроводности решалось в работе / 3 / совместно уравнением, описывающим нестационарное распределение концентра- ии адсорбированных атомов на поверхности. В результате получен ритерий неустойчивой работы:

$$\frac{(1+\bar{Q})(1+\bar{\varphi})\,n\cdot\left|d\bar{\varphi}/dn\right|}{(1+n\,d\bar{Q}/dn)\left[\bar{\varphi}^2+4\bar{\varphi}\left(1+q_{изл}/q_{эл}\right)+6\right]}>1 \qquad (I)$$

Здесь $\bar{Q}$ и $\bar{\varphi}$ – безразмерные усредненные значения энергии десорбции и работы выхода, n – поверхностная концентрация.

Анализ уравнения (I) показывает, что устойчивость определяется соотношением компонент теплоотвода от эмиттера за счет излучения ($q_{изл}$) и электронного охлаждения ($q_{эл}$). Неустойчивая работа соответствует большим $q_{эл}$.

В работе / 4 / уравнение теплопроводности решалось совместно с линеаризованным уравнением вольтамперной характеристики с учетом сопротивления токовой цепи. Критерий неустойчивой работы в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\varphi j_s \frac{R_0}{R+R_0} + \sigma T^4\right) < 0 \qquad (2)$$

Здесь j_s – плотность тока короткого замыкания,
R_0 – внутреннее сопротивление диода,
R – сопротивление внешней цепи.

Характерное время развития неустойчивости определяется формулой

$$\Gamma = -\frac{1}{C}\frac{\partial}{\partial T}\left[j(\varphi + 2kT) + \sigma T^4\right] \qquad (3)$$

а характерный размер – формулой

$$L_{min} = \pi\left(\frac{d\cdot\varkappa}{c\,\Gamma}\right)^{1/2} \qquad (4)$$

Здесь d – толщина эмиттера,
$\varkappa$ – коэффициент теплопроводности материала эмиттера,
C – теплоемкость единицы длины эмиттера.

Для конкретной конструкции диода, рассматриваемого в настоящей работе, оценки дают $\Gamma \approx 0{,}4^{I}$/сек, а $L_{min} \approx 4$ см. Характерные размеры расслоения совпадают с наблюдаемыми на опыте. Эти оценки послужили основанием для экспериментной проверки возможности реализации модели неустойчивости со столь большим характерным временем развития.

Динамика развития разряда

Оценка времени развития проводилась путем сравнения распре-
лений интенсивности свечения плазмы разряда в разные моменты
емени. В соответствии с проведенными оценками регистрация све-
ния проводилась на 35-миллиметровую пленку с помощью фотопри-
авки, имеющей скорость до 10 кадров в секунду. Изображение
зрядного промежутка формировалось кварцевой линзой (F = 100 мм),
тановленной на сапфировом смотровом окне установки, для того
обы все изображение (L = 100 мм) попадало в кадр (рис.8).
ранее подбирался режим с типичным случаем крупномасштабного
сслоения, вблизи режима короткого замыкания. Цепь диода вклю-
лась быстродействующим сильноточным контактором (время вклю-
ния существенно меньше 0,1 сек); фотоприставка включалась на
сколько десятых секунды раньше. При помощи микрофотометра по
лученным фотографиям определялось распределение интенсивности
чернения кадров в интервале 0,1 - 1,5 сек после включения раз-
ида.

Начальная и конечная кривые для этого интервала приведены
рис.9. Видно, что не только характерный масштаб расслоения,
и тонкая структура остаются неизменными. Снятые дополнительно
и помощи призменного спектрометра кривые распределения интен-
вности свечения в стационарном режиме также соответствуют
ис.9. Следовательно, исследуемое крупномасштабное расслоение
может быть объяснено моделями тепловой неустойчивости типа
ка / 3-5 /. Время развития неустойчивости оказывается суще-
ственно меньшим 0,1 сек. Ожидаемая величина может быть порядка
иффузионного времени для ионов в плазме или частиц (атомов или
нов) адсорбата на поверхности. Однако соответствующие модели
ка еще не разработаны.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1. Схема установки.
1 - термостат, 2 - к системе откачки, 3 - нагреватель, 4 - коллектор, 5 - эмиттер, 6 - экран, 7 - изолятор, 8 - пирометрическая полость, 9 - гелий.

Рис.2. Распределение концентрации плазмы (сплошные линии) и плотности тока (штриховые линии) вдоль диода для двух значений разрядного тока. Концентрация плазмы измерялас в середине зазора.

Рис.3. Распределение плотности тока для двух режимов.

№ кривой	I р,а	T э,С	Tcs, C
I	60	II80	305
П	55	II90	240

Рис.4. Распределение плотности тока в режиме преобразования.

Рис.5. Распределение температуры вдоль эмиттера.

Рис.6. Распределение плотности тока при отводе тока от правой стороны коллектора. Профиль распределения температуры эмиттера приближенно соответствует рис.4.

№ кривой	Величина зазора, мм	
	слева	справа
I	0,5	0,5
П	I,0	0,2
Ш	0,I5	I,I

Рис.7. Распределение плотности тока при отводе от левой сторон коллектора. Профиль распределения температуры эмиттера приближенно соответствует рис.4.

№ кривой	Величина зазора, мм	
	слева	справа
I	0,5	0,5
II	0,I5	I,I
III	I,0	0,2

ис.8. Схема измерения интенсивности свечения плазмы фотоприставкой, I - фотоприставка, 2 - отрицательная линза, 3 - сапфировое окно, 4 - разрядный промежуток.

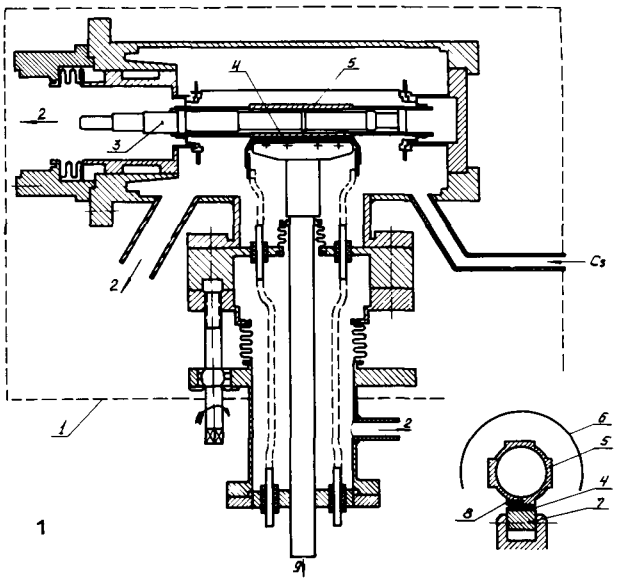
ис.9. Распределение интенсивности свечения плазмы вдоль зазора диода. Интенсивность измерялась в середине зазора.

а) Через 0,I сек. после включения цепи.

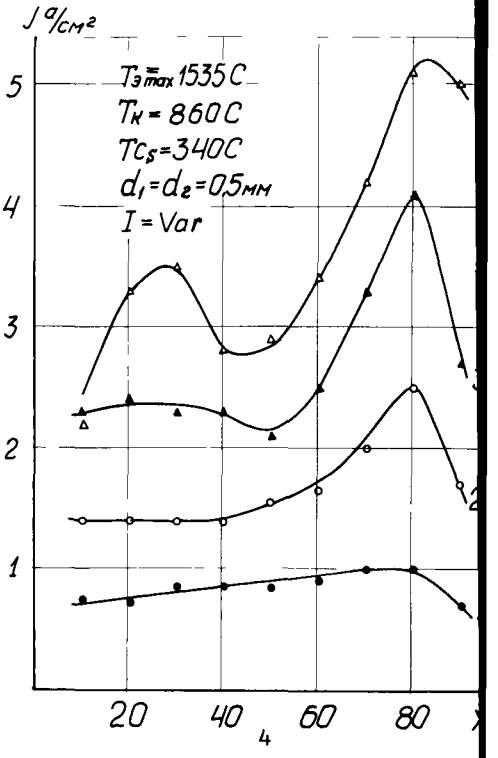
б) Через I,5 сек. - " - .

Л И Т Е Р А Т У Р А

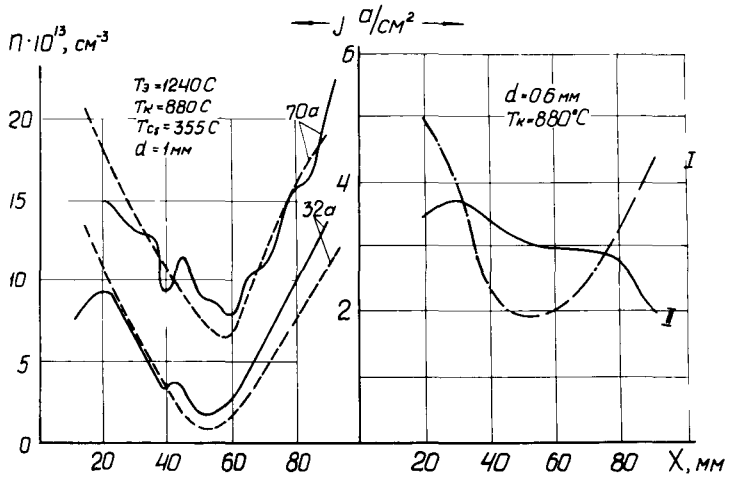
1. Derbilov V.I. et al. II Int. Conf. Thermionic El. Power Gener. Stresa, 1968
2. Дербилов В.И. и др. XIУ Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике, Ташкент, 19'70
3. Лошкарев А.И. Теплофизика высоких температур т.8 № 2, 1970
4. Абрамов Ю.Ю. и др. XIУ Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике, Ташкент, 19'70
5. A.Schook II Int. Conf. Thermionic El. Power Gener, Stresa, 1968


4
5
2
3
2
C_3
1
2
6
5
4
7
8
9

1


J а/см²
$T_{э\,max}$ 1535 С
$T_к$ = 860 С
Tc_5 = 340 С
$d_1 = d_2$ = 0,5 мм
I = Var
5
4
3
2
1
20
40
60
80
X

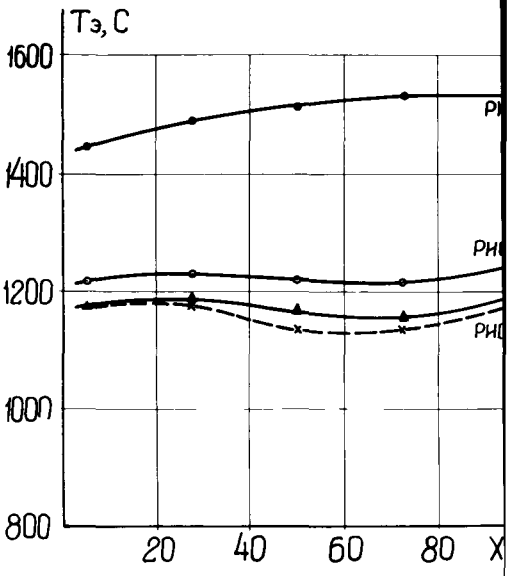
4


n·10¹³, см⁻³
J а/см²
$T_э$ = 1240 С
$T_к$ = 880 С
Tc_5 = 355 С
d = 1 мм
70а
32а
20
15
10
5
0
6
4
2
20
40
60
80

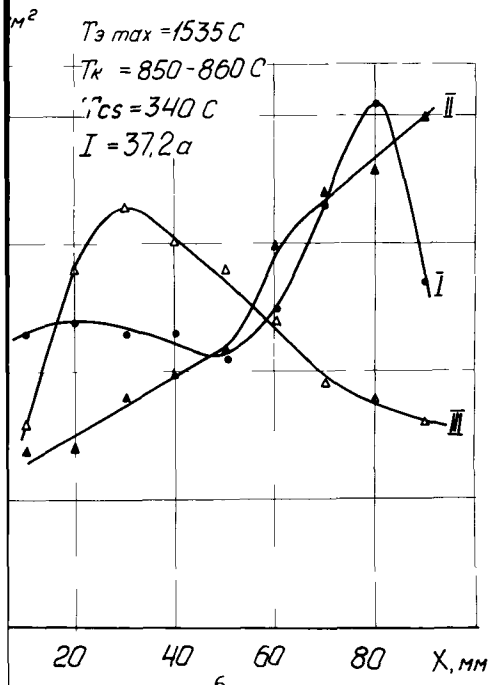
2

d = 0,6 мм
$T_к$ = 880°С
I
I
20
40
60
80
X, мм

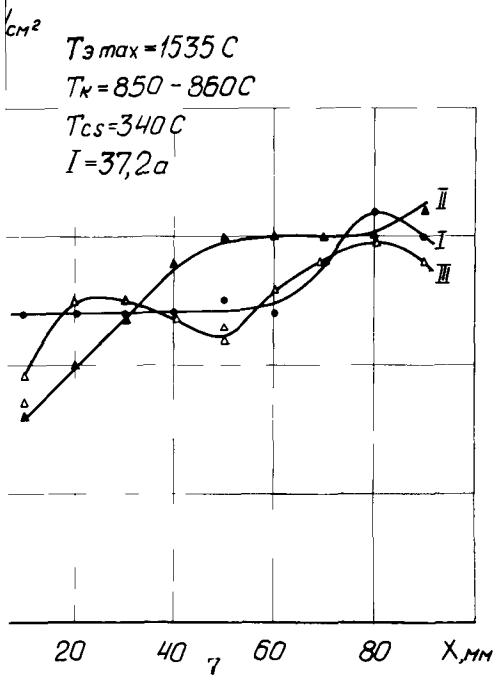
3


Tэ, С
1600
1400
1200
1000
800
20
40
60
80
X

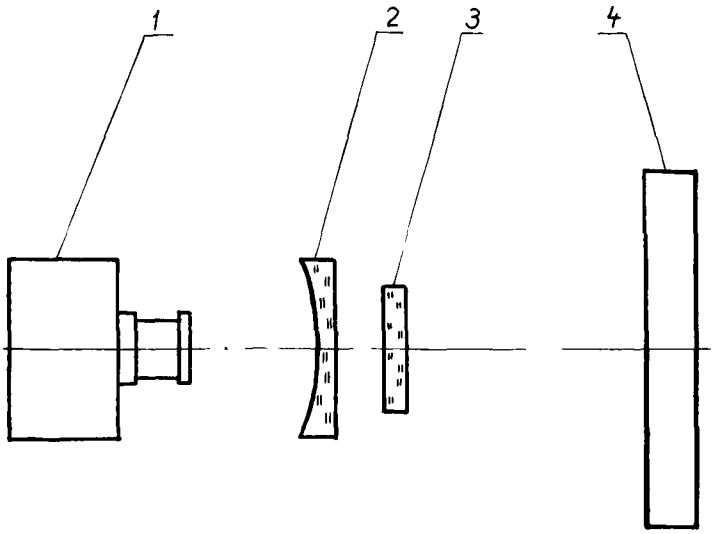
5


Тэ max =1535 C
Тк = 850 - 860 C
Tcs = 340 C
I = 37,2 a
I
II
III
20
40
60
80
X, мм

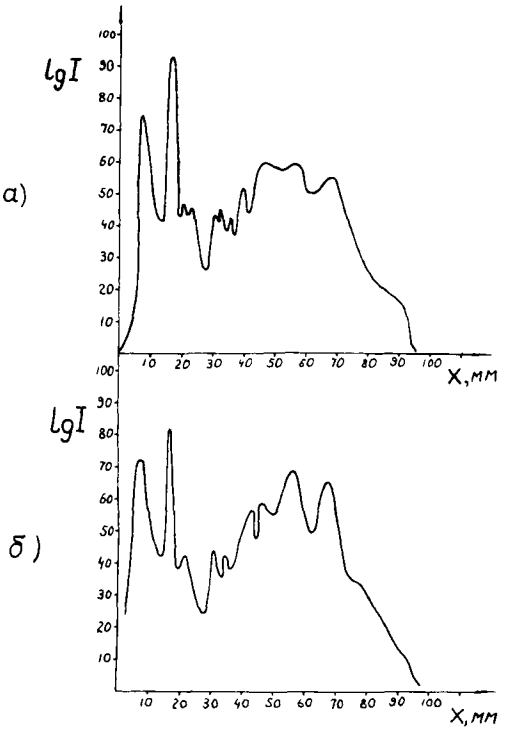
6


Тэ max =1535 C
Тк = 850 - 860C
Tcs = 340 C
I = 37,2 a
I
II
III
20
40
60
80
X, мм

7


1
2
3
4

8


lgI
а)
X, мм
lgI
б)
X, мм

9

D I S C U S S I O N

G. ECKER: [on 126] I find it difficult to grasp the meanin of all these formulas so quickly. I wonder whether you could eithe give us a brief physical interpretation of the instability mechani or relate it to other familiar instability phenomena such as therm instability, Kaufmann instability, anode instability and so on.

D.V. KARETNIKOV: The experimental and theoretical results described here suggest that what we are confronted with is a plasm instability, similar to the phenomena which result in contraction. This work merely illustrates the first stages in the investigation of this type of instability.

The Influence of a Nonequilibrium Electron Distribution Function near the Cathode and Fractional Coverage on the Characteristics of a Thermionic Emission Converter in the Arc Mode

F.G. Baksht, I.L. Korobova, B.Ya. Moizhes, USSR

injection of fast electrons from the cathode into the plasma and
ir emission from the plasma at the cathode may result in a non-
wellian distribution for the high energy electrons in the cathode
ıdary layer of the low voltage arc in a thermionic converter.
s affects the magnitude of the current transported by the electrons
the cathode boundary of the plasma and the ionization rate of atoms
the cathode boundary layer.

influence of these two effects on the calculated volt-ampere
:acteristics of a converter is considered in this paper. The cur-
t variation at the plasma boundary is determined by calculation
the values of the kinetic reflection coefficients, γ_1 and γ_2, so
t the cathode emission current and the inverse electron current
n the plasma change to $(1-\gamma_1)$ and $(1-\gamma_2)$ fold values respectively.
s leads to a noticeable decrease in the current at a given plasma
ential and to a change in the volt-ampere characteristics.

letermine the ionization rate of the atoms, accounting for the
-Maxwellian Character of the electron distribution function at
cathods the fully developed discharge mode was considered for
case in which the potential drop near the cathode is close to
resonance level excitation potential of the cesium atom. In this
e, the non-Maxwellian character of the distribution function af-
:s mainly the excitation rate of the resonance level of the atoms,
only weakly the transitions between the excited states.

:ulations of the plasma parameters were made allowing for and
.ecting the nonequilibrium ionization mechanism. It appears that
nonequilibrium ionization mechanism does'nt particularly affect
plasma parameters and the output voltage of the converter, since
ı developed discharge, the injected beam quickly relaxes as a re-
: of interelectron collisions, while the consideration of an
.tional ionization mechanism is compensated for by a slight change
:he electron temperature and the ionization rate under the action

of maxwellized electrons.

If the cathode emission rate is determined by the fractional coverage of the cathode with cesium, then in the calculation of the volt-ampere characteristics of the converter it is very important to take variation of the fractional coverage with operation mode into consideration. In most cases, the increased current passing through the converter in the arc mode will lead to decrease in the total flux of atoms and ions to the cathode.

The fundamental cause of this phenomenon is the increase of the electron pressure in the cathode boundary region and the corresponding decrease in the concentration of heavy particles at the cathode. If the work function is determined from data obtained at lower cesium vapor pressures, then it is necessary to also take into consideration the variation in the stream of atoms to the cathode during the transition from a Knudsen gas between the electrodes to a dense gas.

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ КАТОДА И ИЗМЕНЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОКРЫТИЯ КАТОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЭП В ДУГОВОМ РЕЖИМЕ

Ф.Г.Бакшт, И.Л.Коробова, Б.Я.Мойжес

Инъекция быстрых электронов с катода в плазму и их эмиссия из плазмы на катод приводит к тому, что функция распределения быстрых электронов по энергии в прикатодном слое низковольтной дуги в ТЭП может отличаться от равновесной. Неравновесность функции распределения влияет, во-первых, на величину тока, переносимого электронами на прикатодной границе плазмы, а во-вторых, на скорость ионизации атомов в прикатодном слое. По мере развития разряда меняется также поток J_c ионов и атомов це-

зия из плазмы на катод. Одной из основных причин этого является уменьшение суммарного давления ионов и атомов у катода вследствие увеличения давления электронов.

В работе рассматривается влияние обоих этих эффектов на расчетные вольтамперные характеристики преобразователя. Для расчета состояния плазмы и вольтамперных характеристик использовалась следующая система уравнений:

$$j_e = -u_e n\left[q\frac{d\varphi}{dx} + \left(\beta - \frac{3}{2}\right)k\frac{dT_e}{dx}\right] - q\mathcal{D}_e\frac{dn}{dx}, \qquad (1)$$

$$j_i = -u_i\left[qn\frac{d\varphi}{dx} - n\left(\beta_i - \frac{3}{2}\right)k\frac{dT}{dx} + R_{ie}\right] + q\mathcal{D}_i\frac{dn}{dx}, \qquad (2)$$

$$Q_e = \left(\beta\frac{kT_e}{q} + \varphi\right)j_e - \alpha\mathcal{D}_e nk\frac{dT_e}{dx}, \qquad (3)$$

$$\frac{dj_e}{dx} = -\frac{dj_i}{dx} = q\Gamma, \qquad (4)$$

$$\frac{dQ_e}{dx} = -\left(E_i - q\varphi\right)\cdot\Gamma - \Delta Q_e. \qquad (5)$$

Здесь j_e, j_i и Q_e – электронный, ионный токи и поток энергии электронов; n, φ, T_e и T – концентрация, потенциал, электронная и ионная температуры; α и β – численные безразмерные множители, зависящие от механизма рассеяния [1]; u_e и u_i – подвижности электронов и ионов; $\mathcal{D}_e = \frac{kT_e}{q}u_e$, $\mathcal{D}_i = \frac{kT}{q}u_i$ – их коэффициенты диффузии; R_{ie} – сила, действующая на ионы вследствие электрон-ионных столкновений; Γ – скорость ионизации-рекомбинации в плазме; E_i – энергия ионизации атома цезия; ΔQ_e – потери энергии электронной компоненты, не

связанные с ионизацией.

Использовались следующие граничные условия на прикатодной границе плазмы:

$$j_{ec} = j_{es}^{(c)} \cdot (1-r_1) - \frac{q}{4} n_c \bar{v}_e e^{-\frac{q\varphi_c}{\kappa T_{ec}}} \cdot (1-r_2), \qquad (6)$$

$$j_{ic} = q V_{ic} n_c, \qquad (7)$$

$$Q_{ec} = \frac{j_{es}^{(c)}}{q} \cdot 2\kappa T_c \cdot (1-r_1) - \frac{1}{4} n_c \bar{v}_e e^{-\frac{q\varphi_c}{\kappa T_{ec}}} \cdot 2\kappa T_{ec} \cdot (1-r_2) + j_{ec} \cdot \varphi_0. \qquad (8)$$

Здесь φ_c - прикатодный потенциальный барьер, (см.рис.I); n_c и T_{ec} - концентрация и температура электронов у катода; $j_{es}^{(c)} = j_{es}^{(0)} \cdot e^{-\frac{\Delta\chi_c}{\kappa T_c}}$ - ток эмиссии катода; $j_{es}^{(0)}$ - - эмиссия катода при нулевом поле на его поверхности, соответствующая заданной температуре катода T_c и потоку атомов цезия на катод, равному $J_c^{(0)} = p_{cs} / \sqrt{2\pi m_a \kappa T_c}$;

$\Delta\chi_c = \Delta\chi_1 + \Delta\chi_2$ - изменение работы выхода катода в разрядном режиме. $\Delta\chi_1 = -q\sqrt{qE_c}$ - изменение работы выхода катода вследствие эффекта Шоттки (E_c - - напряженность электрического поля на катоде). $\Delta\chi_2$ - - изменение работы выхода катода, связанное с изменением степени покрытия катода цезием [2] . $V_{ic} = 0{,}76 \cdot \sqrt{2\kappa T_{ec} / m_i}$ — дрейфовая скорость ионов на границе квазинейтральной плазмы с ленгмюровским слоем [3] .

Граничные условия (6) - (8) отличаются от соответствующих граничных условии в работе [1] учетом кинетических коэффициентов отражения r_1 и r_2 и видоизменением выражения

для j_{ic} ж.

При расчетах использовались значения γ_1 и γ_2 из работы [4] жж. Учет кинетических коэффициентов отражения существенно влияет на вид расчетной вольтамперной характеристики и приводит к заметному уменьшению тока при том же напряжении. Наиболее сильно учет коэффициентов отражения сказывается на нижнем участке вольтамперной характеристики, при сравнительно небольших значениях концентрации электронов у катода, когда релаксация функции распределения электронов к распределению Максвелла происходит относительно медленно. Это иллюстрируется рис.2, на котором приводятся нижние участки вольтамперных характеристик, рассчитанных с учетом и без учета коэффициентов отражения. Величины коэффициентов отражения в прикатодном слое ТЭП иллюстрируются рис.3. На рис.3а приводится расчетная вольтамперная характеристика, а на рис.3б значения коэффициентов отражения γ_1 и γ_2, отложенные в зависимости от напряжения φ_0 на зазоре преобразователя. Видно, что при небольших токах через преобразователь как прямой, так и обратный ток электронов на границе плазма-катод уменьшаются

ж При $q\varphi_a \lesssim kT_{ea}$ видоизменялась по сравнению с [1] также и система граничных условий у анода. Выражение для электронного тока на анод j_{ea} интерполировалось от $j_{ea} = \frac{1}{2} q n_a \bar{v}_e$ при $\varphi_a = 0$ до $j_{ea} = \frac{1}{4} q n_a \bar{v}_e e^{-\frac{q\varphi_a}{kT_{ea}}}$ при $e^{-\frac{q\varphi_a}{kT_{ea}}} \ll 1$. Ионный ток на анод определялся как $j_{ia} = -\frac{1}{2} q n_a \bar{v}_i$.

жж По этому поводу см.также работы [5-7].

примерно вдвое при учете коэффициентов отражения.

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии неравновесности распределения электронов на скорость ионизации атомов в прикатодном слое ТЭП. Расчету скорости неравновесной ионизации посвящены работы [6-12]. Для выяснения роли неравновесного механизма ионизации в разряде нами был рассмотрен случай развитого разрядного режима, когда прикатодное падение напряжения φ_c близко к потенциалу возбуждения резонансного уровня атома цезия U_1 = 1,4 в. При этом неравновесность функции распределения электронов у катода сказывается в основном на скорости возбуждения атомов на резонансный уровень и сравнительно слабо влияет на переходы между возбужденными состояниями. Дополнительное число ионов, генерируемых за счет неравновесной ионизации, определялось по формуле [7,10]

$$\Delta j_{ic} = \frac{6g_1}{g_0} \cdot \frac{L^2_{\varepsilon ec} N_{ac} \sigma_1(T_{ec})}{l_e} \cdot \left[j^{(c)}_{es} \left(\frac{kT_c}{qU_1}\right)^2 f(\tau) - j_{Tec} \left(\frac{kT_{ec}}{qU_1}\right)^2 f(1) \right] \quad (9)$$

Здесь g_0 = 2, g_1 = 6 - статистические веса основного и первого возбужденного состояний атома цезия, $L_{\varepsilon ec}$ - длина релаксации по энергии для быстрых электронов, l_e - длина свободного пробега, $\sigma_1(T_e)$ - сечение ионизации атома с первого возбужденного уровня, $j_{Tec} = \frac{q}{4} n_e \bar{v}_e e^{-q\varphi_c/kT_{ec}}$ - обратный ток электронов из плазмы на катод, $\tau = \frac{T_{ec}}{T_c}$, $f(\tau)$ - функция, описывающая увеличение скорости неравновесной ионизации при увеличении температуры T_{ec} электронов плазмы [7,10].

Для учета неравновесной ионизации ионный ток в плазме j_i и поток энергии электронов Q_e изменялись в расчете скачком на границе с катодом соответственно на величину

Δj_{ic} и $(U_i + \varphi_c)\cdot\Delta j_{ic}$, где $U_i = 3{,}89$ эВ – потенциал ионизации атома цезия. При расчетах по формуле (9) концентрация электронов n в приэлектродном слое считалась постоянной и равной ее значению на расстоянии от катода $\Delta x \approx \frac{L_{eec}}{2}$. Были произведены расчеты газоразрядного промежутка в ТЭП как с учетом, так и без учета неравновесной ионизации. Один из результатов расчета представлен на рис.4. Здесь приведены распределения по зазору концентрации $n(x)$, электронной температуры $T_e(x)$ и потенциала $\varphi(x)$ как с учетом неравновесной ионизации (сплошные кривые), так и без ее учета (пунктирные кривые). Из рис. 4 видно, что в развитом разрядном режиме учет неравновесного механизма ионизации не приводит к сколь-нибудь заметному изменению состояния плазмы.

Отметим, однако, что изменение концентрации электронов n в прикатодной области плазмы по-разному влияет на скорости равновесной и неравновесной ионизации: равновесная ионизация изменяется пропорционально n, а неравновесная ионизация – пропорционально n^{-1}, т.к. длина релаксации по энергии на межэлектронных столкновениях $L_{eec} \sim n^{-1/2}$. Это приводит к тому, что с уменьшением тока j через прибор или с уменьшением $p_{Cs}\cdot d$, когда концентрация электронов в плазме уменьшается, увеличивается роль неравновесной ионизации *. Что касается разви-

---

* Уменьшению тока через прибор сопутствует также увеличение кинетических коэффициентов отражения, что приводит к увеличению количества неравновесных быстрых электронов в прикатодном слое и, в свою очередь, увеличивает роль неравновесной ионизации.

той низковольтной дуги в ТЭП при $p_{cs}d \sim 1$ тор·мм , то в этих условиях концентрация электронов в плазме достаточно велика для быстрой релаксации катодного пучка, ионизация атомов цезия неравновесными электронами, как правило, малосущественна.

Если эмиссия катода определяется степенью покрытия катода цезием, то при расчете вольтамперных характеристик нужно учитывать изменение степени покрытия при изменении режима работы преобразователя. Укажем здесь на следующие два обстоятельства. Во-первых, измерение тока эмиссии катода $j_{es}^{(0)}$ и его работы выхода $\chi_c^{(0)}$ на эксперименте производится, как правило, при весьма малых зазорах d , в кнудсеновском режиме, когда длина свободного пробега электрона l_e , а вместе с тем и длина свободного пробега атома l_a превышает зазор, в то время как экспериментальные вольтамперные характеристики снимаются в условиях низковольтной дуги в плотной плазме, когда $l_a \ll d$ (см., например, [13]). Переход из кнудсеновского режима в дуговой при неизменном давлении цезия p_{cs} изменяет поток атомов цезия на электрод и его работу выхода в парах цезия. В плотном нейтральном газе поток атомов на катод равен $j_c^{(0)} = \frac{p_{cs}}{\sqrt{2\pi m_a \kappa T_c}}$. В кнудсеновском режиме поток атомов на катод можно определить из следующих соображений. Атомы цезия попадают в зазор с расстояния порядка l_a от границы зазора (см.рис.5). Если считать, что на этом расстоянии от границы зазора атомы характеризуются максвелловским распределением по скоростям и определить локальную температуру $T(x)$ этого распределения из

уравнения теплопроводности, то считая теплопроводность $\varkappa_a \sim T^{1/2}$, мы получим следующее выражение для плотности потока атомов в зазор и на каждый электрод

$$J_a' = \frac{1}{8}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{P_{cs}}{\kappa T(\vartheta)} \cdot \bar{v}_a(\vartheta)\cos\vartheta\, d\vartheta, \qquad (10)$$

где $\bar{v}_a(\vartheta) = \sqrt{8\kappa T(\vartheta)/(\pi m_a)}$, а $T^{3/2}(\vartheta) = \frac{T_c^{3/2} + T_a^{3/2}}{2} + \frac{T_c^{3/2} - T_a^{3/2}}{\pi}\cdot\vartheta$,

T_c и T_a – температуры катода и анода соответственно. Таким образом, при увеличении зазора и при переходе из кнудсеновского режима в диффузионный при неизменном давлении цезия поток атомов на катод меняется пропорционально величине $\frac{J_c^{(0)}}{J_a'}$. Это обстоятельство нужно учитывать при определении работы выхода катода $\chi_c^{(0)}$.

Кроме этого, работа выхода катода меняется при переходе из диффузионного режима в разрядный, т.к. при этом также происходит изменение потока тяжелых частиц на катод. Этот вопрос был рассмотрен в [2], где было получено следующее выражение для изменения потока тяжелых частиц на катод в разряде:

$$\Delta J_c = \frac{1}{4} n(T_c)\bar{v}_a + \frac{j_{is}^{(c)} e}{q} - \frac{q\varphi_{co}}{\kappa T_c} + n_c |V_{ic}| \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{L_D}{e_i}\right) -$$

$$- \frac{1}{4} n_c \bar{v}_a \left[\frac{m_a V_{ic}^2}{\kappa T_c} + \frac{T_{ec}}{T_c} + 1\right], \qquad (11)$$

где $n(T_c)$ – равновесная концентрация заряженных частиц в плазме у катода, соответствующая температуре катода T_c;

$j_{is}^{(c)}$ – ток эмиссии ионов с катода в плазму;

φ_{co} - равновесный прикатодный потенциальный барьер в диффузионном режиме; l_D - протяженность ленгмюровского слоя пространственного заряда у катода низковольтн й дуги, l_i - длина свободного пробега иона. Основными членами в (II) являются $\frac{1}{2} n_c |V_{ic}|$ и $-\frac{1}{4} n_c \bar{v}_a \left[\frac{m_a V_{ic}^2}{kT_c} + \frac{T_{ec}}{T_c} + 1 \right]$. Эти слагаемые учитывают увеличение потока ионов из плазмы на катод и уменьшение потока атомов на катод, связанное с уменьшением концентрации атомов на границе плазмы. Последнее обстоятельство оказывается наиболее существенным и, как правило, приводит к уменьшению потока тяжелых частиц на катод и к уменьшению степени покрытия.

Расчеты, выполненные по формуле (II) показывают, что изменение работы выхода, связанное с изменением степени покрытия, $\Delta\chi_2$ может быть весьма существенным. Для иллюстрации этого обстоятельства мы приводим на рис.3б расчетную зависимость $\Delta\chi_2$ от напряжения φ_0 на зазоре преобразователя. Здесь же для сравнения приведено изменение работы выхода катода $\Delta\chi_1$, связанное с эффектом Шоттки (напряженность поля E_c на катоде вычислялась по формулам работы [3]). Соответствующая расчетная вольтамперная характеристика изображена на рис.3.а, где приведены также отдельные составляющие тока на прикатодной границе плазмы. На рис.3а приведена также экспериментальная вольтамперная характеристика, для которой производился расчет. Экспериментальная характеристика взята из работы [13]. Ток эмиссии катода $j_{es}^{(*)} = 4{,}7$ а/см^2 был определен по данным [13] с учетом изменения потока ато-

мов на катод при переходе от кнудсеновского режима к диффузионному. * Здесь же приведены расчетная и экспериментальная вольтамперные характеристики (соответственно кривые 6 и 7), соответствующие увеличенному вдвое межэлектродному расстоянию. Видно, что расчетные и экспериментальные кривые достаточно близки друг к другу.

Таким образом, для правильного расчета состояния плазмы и вольтамперных характеристик необходимо корректно рассмотреть явления на прикатодной границе плазмы. Только при этом условии может быть достигнута достаточная точность расчета.

Литература

1. F.G. Baksht, G.A. Djuzhev, V.B. Kaplan, I.L. Korobova, A.M. Martzinovskiy, B.Ya. Moizhes, G.A. Shahnasarova, V.G. Yuriev. Proc. II-nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. p. 1147. Stresa 1968.

2. Ф.Г.Бакшт, И.Л.Коробова, Б.Я.Мойжес. ЖТФ XLI (1971) 387.

3. Ф.Г.Бакшт, Б.Я.Мойжес, В.А.Немцинский. ЖТФ XXXIX (1967) 729.

4. Ф.Г.Бакшт, В.Г.Иванов. ЖТФ XL (1970) 218.

5. Ф.Г.Бакшт, Б.Я.Мойжес, В.А.Немчинский. ЖТФ XXXVII (1967) 729.

---

* Более точный учет реальной геометрии прибора при расчетах по формуле (10) изменил значение $\delta_{es}^{(0)}$, однако не повлиял сколь-нибудь существенно на вид расчетной вольтамперной характеристики.

6. Ф.Г.Бакшт, Ю Л.Иштханов. ЖТФ XXXУП (I967) I298.

7. F.G. Baksht, B.Ya. Moizhes, V.A. Nemchinskiy, Proc. II-nd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. p. 1161. Stresa 1968.

8. И.П.Стаханов. ЖТФ XXXУП (I967) I277, I286.

9. И.П.Стаханов. ЖТФ XXXIX (I969) I486.

I0. Ф.Г.Бакшт, И Л.Коробова, Б.Я.Мойжес ЖТФ XL (1970) 843

II. И.П.Стаханов, В.Е.Черновец. ЖТФ XL (I970) 295.

I2. И.П.Стаханов, В.Е.Черновец. ЖТФ XLI (I97I) I400.

13. F. Rufeh, D.Lieb. Topical Report „The Output Characteristics of a Vapor-Deposited Tungsten Emitter and a Molybdenum Collector" Thermo Electron Corp. Massachusetts. June 1969.

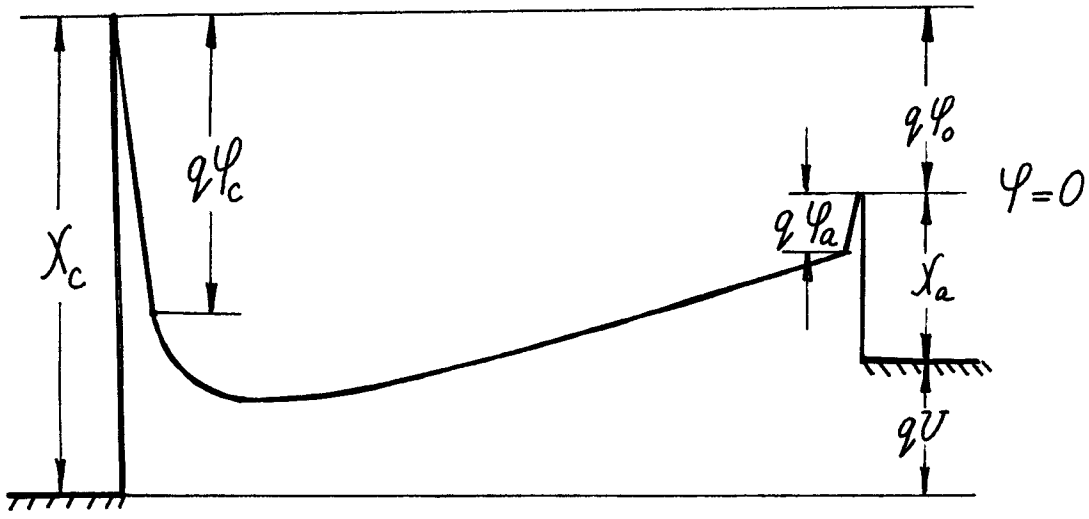


Рис.I

Распределение потенциала в зазоре ТЭП в дуговом режиме

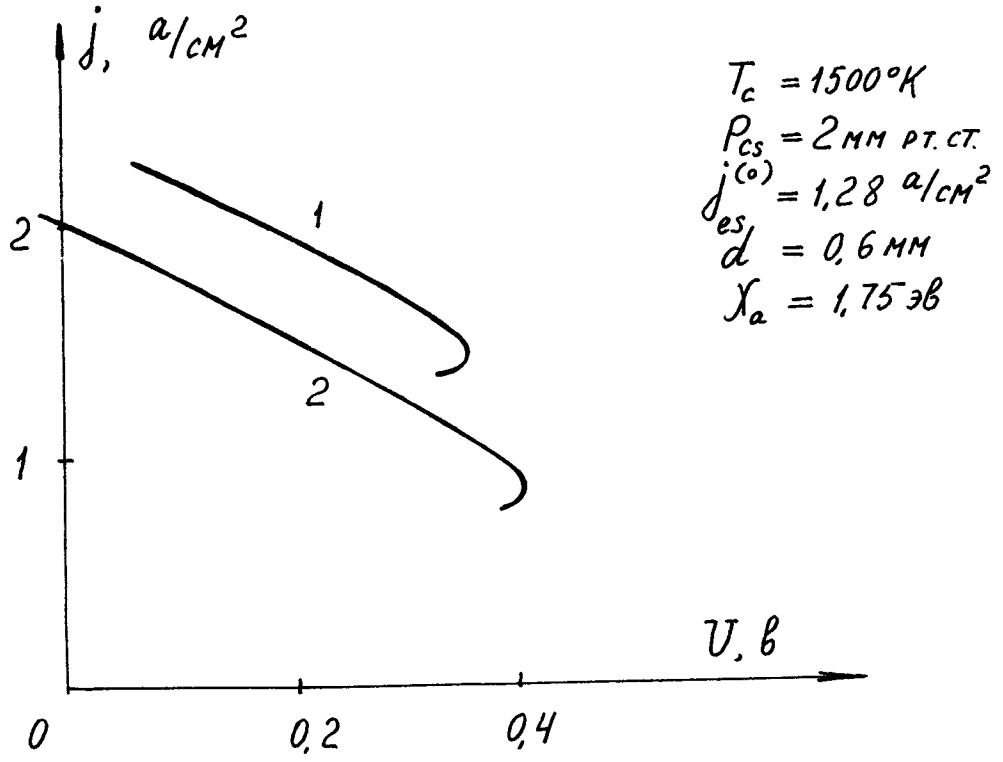
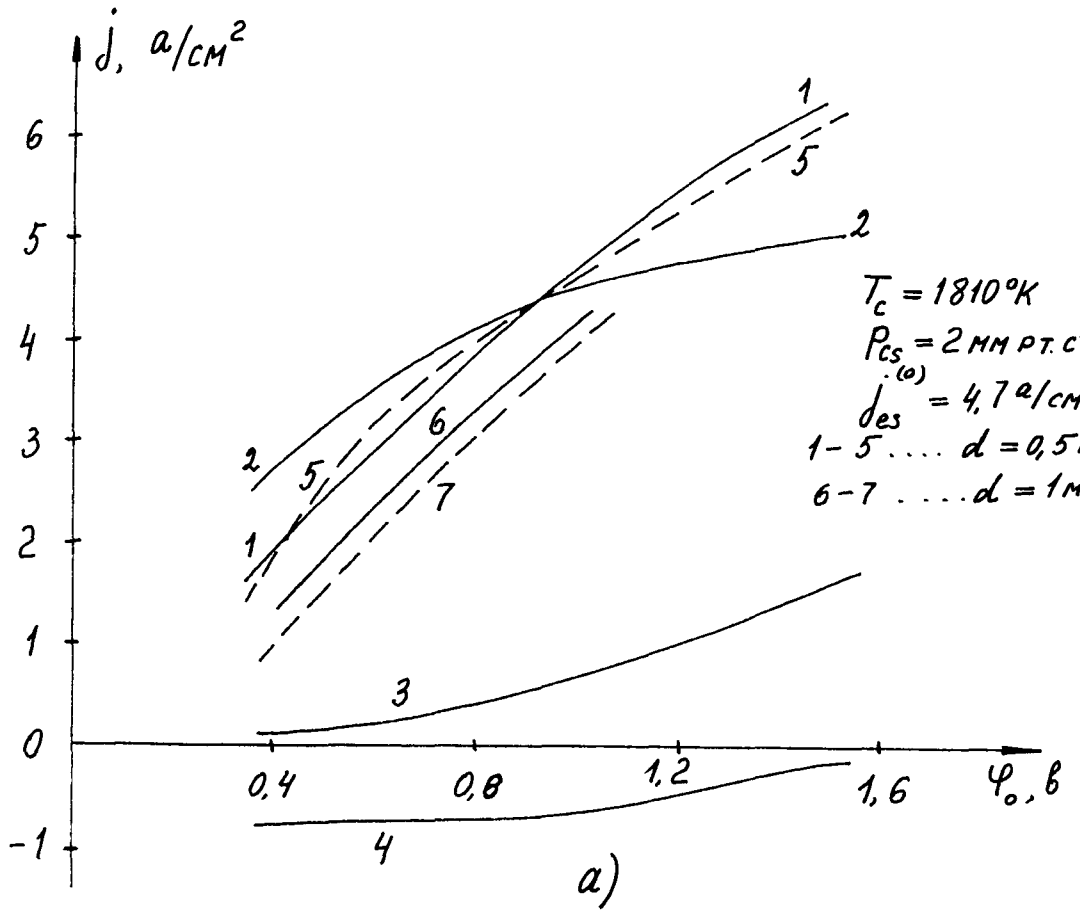


Рис.2

I) Расчёт без учёта коэффициентов отражения

2) Расчёт с учётом коэффициентов отражения



а)

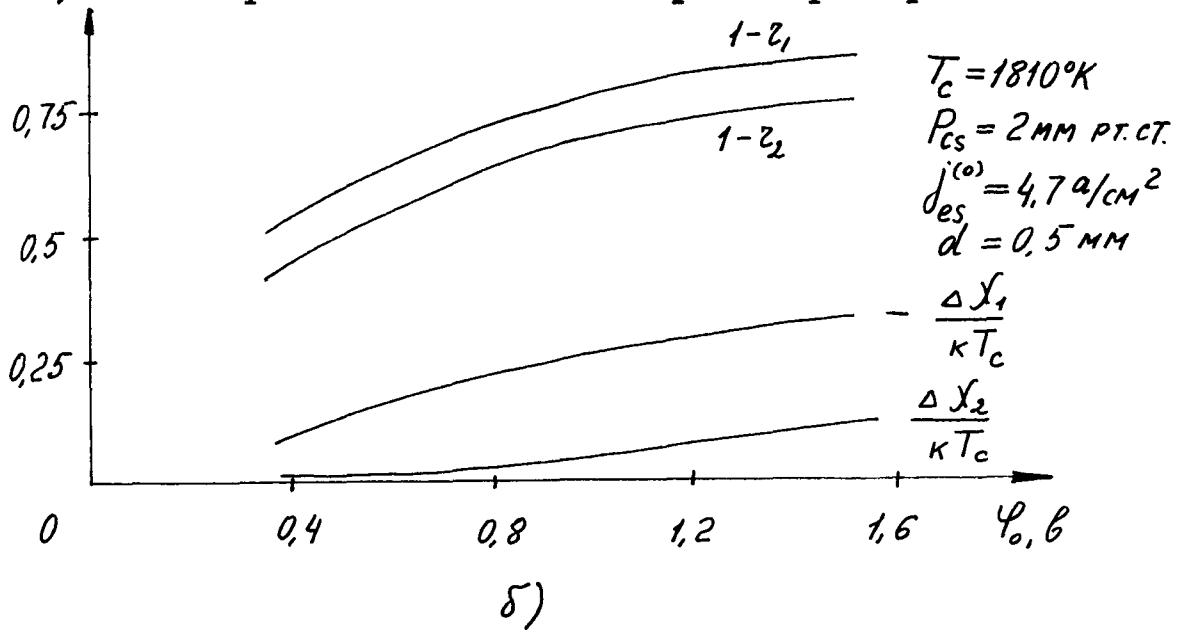
I,6 – расчётные вольтамперные характеристики

2 – ток эмиссии катода $j_{es}^{(o)} e^{-\frac{\Delta\chi_c}{\kappa T_c}(1-r_1)}$

3 – ионный ток из плазмы на катод $j_{ic} = q V_{ic} n_c - \frac{q\varphi_c}{\kappa T_{ec}}(1-r_2)$

4 – электронный ток из плазмы на катод $-\frac{q}{4} n_e \bar{v}_e e$

5,7 – экспериментальные вольтамперные характеристики



б)

Рис. 3

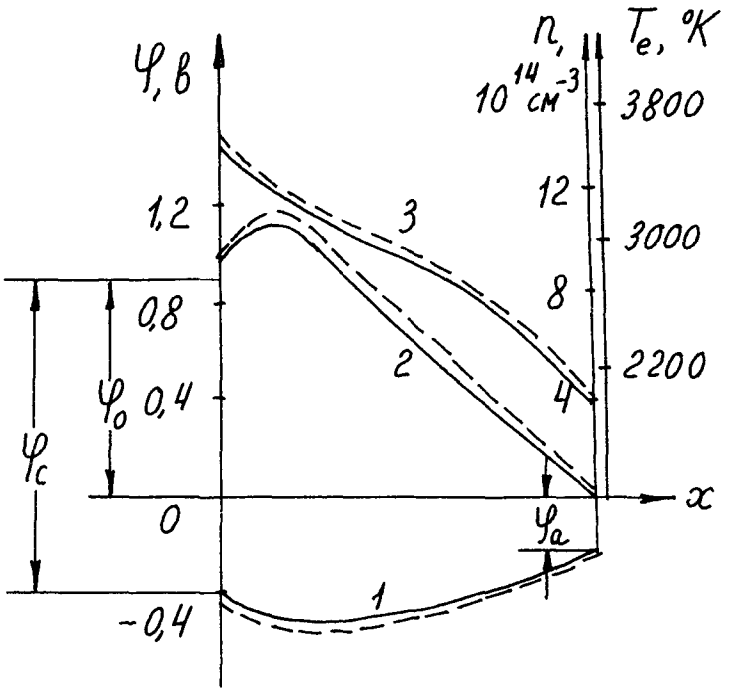


Рис.4

I) $\varphi(x)$, 2) $n(x)$, 3) $T_e(x)$. Сплошные кривые – результаты расчёта с учётом неравновесной ионизации. Пунктирные кривые – результаты расчёта без учёта неравновесной ионизации. $T_e = 1830°K$, $p_{Cs} = 2$ мм рт. ст. $j_{es}^{(o)} = 25$ а/см², $d = 0{,}3$ мм, $j = 32{,}8$ а/см².

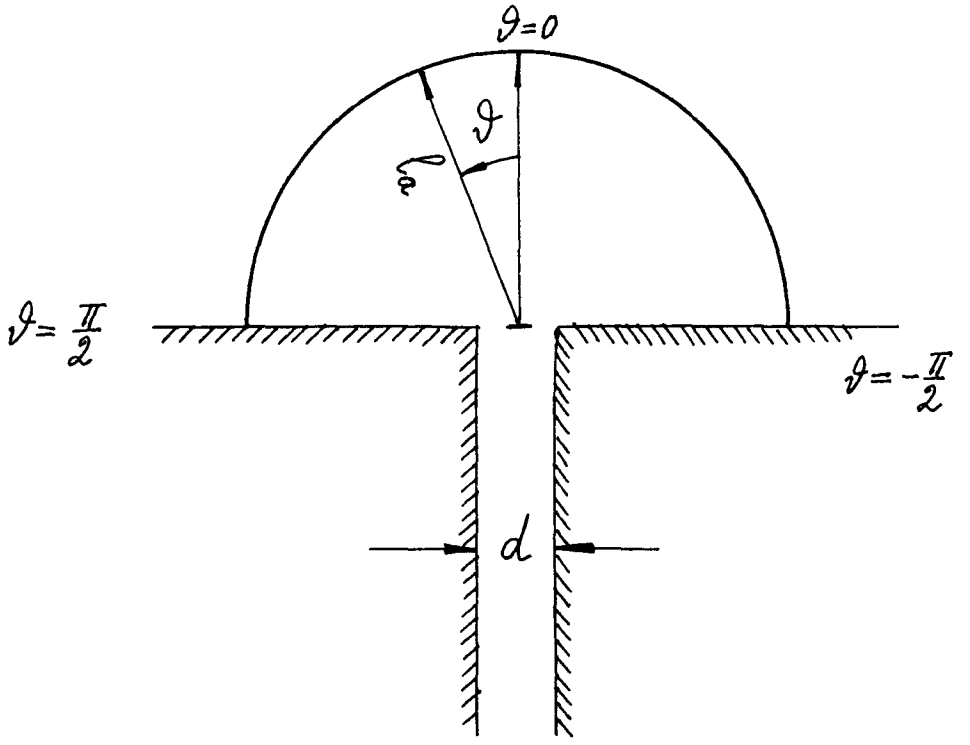


Рис.5

Подписи к рисункам
к докладу
Ф.Г.Бакшта, И.Л.Коробовой, Б.Я.Мойжеса
"ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ КАТОДА И ИЗМЕНЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОКРЫТИЯ КАТОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЭП В ДУГОВОМ РЕЖИМЕ"

Рис.I Распределение потенциала в зазоре ТЭП в дуговом режиме

Рис.2 I) Расчёт без учёта коэффициентов отражения
2) Расчёт с учётом коэффициентов отражения

Рис.3а I,6 - расчётные вольтамперные характеристики
2 - ток эмиссии катода $j_{es}^{(o)} e^{-\frac{\Delta\chi_c}{\kappa T_c}}(1-r_1)$
3 - ионный ток из плазмы на катод $j_{ic} = q V_{ic} n_c$
4 - электронный ток из плазмы на катод $-\frac{q}{4} n_c \bar{v}_e e^{-\frac{q\varphi_c}{\kappa T_{ec}}}(1-r_2)$
5,7 - экспериментальные вольтамперные характеристики

Рис.4 I) $\varphi(x)$, 2) $n(x)$ 3) $T_e(x)$.
Сплошные кривые - результаты расчёта с учётом неравновесной ионизации. Пунктирные кривые - результаты расчёта без учёта неравновесной ионизации. $T_c = 1830°K$, $p_{Hg} = 2$ мм рт. ст., $j_{es}^{(o)} = 25\ a/см^2$, $d = 0{,}3$ мм, $j = 32{,}8\ a/см^2$.

BLANK

NONEQUILIBRIUM RELAXATION PHENOMENA IN THE NEAR-EMITTER REGION OF THE THERMIONIC CONVERTER

D. T. Shaw
State University of New York at Buffalo
Buffalo, N.Y. 14214
U.S.A.

ABSTRACT

The electron energy distribution function in the near-emitter region of an ignited thermionic converter is investigated both theoretically and experimentally. The spatially dependent Boltzmann equation with the electric field and collision terms is solved numerically for a steady-state cesium plasma. The collision terms include the elastic, inelastic, and electron-electron Coulomb collisions. The Fokker-Planck approximation of Coulomb collision is used. Experimental measurements have been carried out in a cesium discharge tube based on second harmonic method. Good agreement is found between the theory and the experiment.

INTRODUCTION

Future progress in the effort to improve the performance of the cesium-filled thermionic converter would seem to depend strongly on obtaining ways to increase the ion-generation efficiency. [1,2] It is well known that the near-emitter region is very important in this respect because most ionization collisions occur in this region. Since large gradients of electron temperature, density, and potential exist in this region, both free electron and bound electronic states may deviate significantly from the familiar Maxwellian and Saha-Boltzmann distribution function. In order to obtain a complete understanding of the nonequilibrium ionization processes, Boltzmann equation and the rate equations must be solved in a self-consistent manner to determine the simultaneous relaxation of free electrons and bound electronic states.

The solution of the Boltzmann equation with proper collision terms under the influence of a large electric field is difficult due to the existence of singularities in energy space [3-5]. In reference [5] it was found that two branches of solutions exist: one diverges and the other converges exponentially. To overcome this problem a special numerical filtering technique was used. The technique is effective only for small electric fields (< 6v/cm). Shaw and Margolis [6] developed an iterative scheme which is unconditionally convergent. This scheme was later extended to investigate the spatially dependent relaxation problem [7] .

The rate equations have been extensively studied. Using a Maxwellian distribution, Bates, Kingston, and McWhirter [8] have investigated hydrogen, which was later extended to cesium by Norcross and Stone [9] . The effect

f non-Maxwellian distribution function on the rate equations and the onization rate has been considered by a number of authors. Shaw and u [10] calculated the increase in the effective recombination coefficient ue to the distortion of the electron energy distribution function by arge electric fields. Baksht et al [11] investigated the problem using iffusion-type equation to describe the electron energy relaxation. Stakhanov [12] solved analytically the simplified Boltzmann equation by Wiener-Hopf ethod. Sonin [13] solved numerically the Boltzmann equation and the rate quations. In his work, however, electron-electron Coulomb interactions ere neglected, which play an important role in the electron relaxation.

The relaxation processes in the near-emitter region can be described in three-stages [14] : (1) Electron randomization, (2) electron Maxwellization, and (3) relaxation toward Saha-Boltzmann equilibrium. (Fig.1) The free-electron relaxation processes in stage (1) and (2) were discussed previously [14]. The bound-electron relaxation toward a Boltzmann-Saha equilibrium was analyzed by the author in reference [15] and [16]. The present paper concerns primarily the coupling between relaxation processes of the free-electron and bound electronic states in stage (2).

Theoretical Considerations

Considering the basic problem of electrons which drift and diffuse through a partially ionized gas, we start with the spatially dependent Boltzmann equation with the collision terms representing the elastic, electron-electron, and inelastic collision. Starting from the point where the distribution is nearly isotropic, we express the electron energy distribution function as

$$f(x,v) = f_0(x,v) + f_1(x,v)\cos\psi$$

When this is substituted into the Boltzmann equation with elastic, inelasti and electron-electron Coulomb interactions, it can be shown that the follow ing equation can be obtained for f_o [10]

$$\frac{v^2}{3}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\lambda_{el}}{v}\left(v\frac{\partial f_o}{\partial x}+\frac{eE}{m}\frac{\partial f_o}{\partial v}\right)\right]$$

$$+\frac{1}{v^2}\left(\frac{eE}{m}\right)\frac{\partial}{\partial v}\left\{v\,\lambda_{el}\left(v\frac{\partial f_o}{\partial x}+\frac{eE}{m}\frac{\partial f_o}{\partial v}\right)\right\}$$

$$+\frac{m}{m_g}\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[\frac{v^4}{\lambda_i}f_o\right]-\frac{v}{\lambda_{IN}}f_o \qquad (1)$$

$$+\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[\nu_{ee}v^2\left(A_1\frac{\partial f_o}{\partial v}+A_2 v f_o\right)\right]=0$$

where e, n, v, and x are the charge, mass, velocity, and position of an electron, respectively. m_g is the mass of neutral atoms, E is the electric field. λ_{IN} is the inelastic mean-free-path. λ_{cs} is the elastic mean-free-paths of cesium. ν_{ee} is the electron-electron collision frequency defined by

$$\nu_{ee}=\frac{4\pi n_e e^4}{m^2 v^3}\ln\left[\frac{(kT_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}}\right]$$

A_1 and A_2 are coefficients for electron-electron collisions defined by

$$A_1(f_o)=\frac{4\pi}{3n_e}\left[\int_0^v v_1^4 f_o(v_1)\,dv_1+v^3\int_v^\infty v_1 f_o(v_1)\,dv_1\right]$$

$$A_2(f_0) = \frac{4\pi}{n_e}\int_0^v v_1^2 f_0(v_1)\,dv_1$$

e distribution function f_0 is defined in such a way that

$$4\pi\int_0^\infty v^2 f_0(x,v)\,dv$$

ves the electron density $n_e(x)$ at position x.

A small, but important fraction of the electrons described in Equation) will cause transitions between bound electronic states. Such electron-pact transitions provide a strong coupling between the electron distribu-ons over the excited states and the continuum. To determine the effect the free electron relaxation on the population of the excited states, use the rate equations, which, according to Bates, Kingston, and McWhirter 8] , can be written in the form

$$\frac{dN(p)}{dt} = -N(p)\,n_e K(p,c) - N(p)\,n_e \sum_{q\neq p} K(p,q)$$

$$-N(p)\sum_{q<p} A(p,q) + n_e \sum_{q\neq p} N(q)\,K(p,q) \qquad (2)$$

$$+\sum_{q>p} N(q)\,A(q,p) + n_e^2\left[n_e K(c,p) + \beta(p)\right]$$

ıere N(p) is the density of atoms in level p; A(p,q) is the radiative decay ıte from p to q; K(p,c) is the electron impact ionization rate from level p; ;c,p) is the three-body recombination rate to level p; (p) is the radiative ecombination rate. K(p,q) is the impact excitation (de-excitation) rate from to q and can be calculated by

$$K(p,q) = \int_{v_{pq}}^\infty Q(p,q)\,v\,f_0(v)\,dv \qquad (3)$$

where Q(p,q) is the cross-section corresponding to a collisional transition from p to q. $v_{pq} = [2(E_p - E_q)/m]^{\frac{1}{2}}$. E_p is the energy of level p. When q is in the continuum, Equation (3) can also be used to calculate the impact ionization rate K(p,c). The semiclassical Gryzinski cross-sections were used for the calculation of all electron impact ionization and excitation collisions. The radiative recombination rates $\beta(p)$ were taken from reference [17] where an adjusted quantum defect method was used. The radiative decay rates A(p,q) were determined from the calculation of reference 18. All resonance radiations are assumed to be completely trapped. The cesium atomic model in the present paper is a 5-level model (6S, 6P, 5D, 7S lumped). In this model, all excited states higher than 7S are combined into a single level. Various values of the binding energy ε_L and the statistical factor g_L have been tried and the results are compared with the 26-level calculation of Norcross and Stone [9]. For the plasma conditions studied in this paper, we assume $\varepsilon_L = 0.6$ ev and $g_L = 100$. The inelastic mean free path λ_{IN} is determined by $\lambda_{IN} = [\sum\sum Q(p,q)\ N(p)]^{-1}$. For simplicity, the superelastic collisions are neglected. Thus the depression of the population of the high-energy electrons is somewhat overestimated. The electron-cesium elastic collisions are based on the experimental data of Nighan [19].

The numerical procedure used in the present paper has been described elsewhere and will not be repeated here. [6, 14] After the distribution is obtained from Equation (1), it is used in Equation (3) from which new values of the transition rates K(p,q) are evaluated. Then, from Equation (2), we can write five rate equations for the states 6P, 5D, 7S, lumped, and continuum. They have the form given by

$$AN + F\ N(1) = B \qquad (4)$$

r 5-levels used in the present atomic model, A is a 4 x 4 matrix describ-
g 3- body and radiative recombinations. F is a column matrix describing
pact excitation from the ground state, and N is a matrix of the population
all levels except the first ground state ($2 \leq p \leq 5$). From Equation (4),
obtain

$$N = A^{-1}B - A^{-1}N(1) \tag{5}$$

$$N(p) = R_o(p) - R_1(p)N(1) \quad (2 \leq p \leq 5)$$

here R_o and R_1 are independent of N(1).

With the boundary distribution given in reference [20] the spatial
elaxation of electrons in an ignited thermionic converter has been determin-
d. As a numerical example, we consider here the relaxation of electrons
treaming under the influence of the electric field (50 v/cm) in the
heath into the plasma where the electric field is assumed to be constant
2 v/cm). It should be mentioned that the distribution plotted in Fig. 2
s such that $4\pi \int_0^\infty f(v) v^2 dv$ gives the local electron density $n_e(x)$. In
ig. 2 the spatially dependent electron energy distribution functions at
he boundary (curve 1) and at nine other positions are shown. The distance
etween each two consecutive positions is about 1.4 times the electron
ean-free-path.

As shown in Fig. 2, the boundary-electron-energy distribution function
an be divided into two regions and electrons in each region can be described
y a Maxwellian-type distribution function.. Thus, as shown in Fig. 2, the
istribution of the low-energy electrons (< 1.4 eV) can be closely approximated

by a Maxwellian function with an effective electron temperature T^*=4810°K; while the high-energy electrons (> 1.4 eV) can be described by a Maxwellian function with a much lower effective temperature--for the case in Fig. 2, this temperature is about 1200°K. The effective temperature associated with the low energy electrons is closely related to the magnitude of the electric filed under which the thermionic electrons are streaming into the plasma. The larger the electric field, the higher the effective temperature. The two effective temperatures eventually merge into one as the distribution becomes Maxwellian as shown in Fig. 3. The relaxation of excited states is shown in Fig. 4. For comparison, the Boltzmann populations based on the calculated effective temperature (Curve I in Fig. 3) and the temperature after the distribution is completely Maxwellized (1800°K) are also included in Fig. 4. The strong coupling between the free electron and the bound electrons is clearly shown. At the position roughly 4 or 5 mean-free-paths away, the free-electron distribution approaches that of the Boltzmann-equilibrium value.

In Fig. 5, the spatial variations of the ionization rate are determined based on the values of the three types of the bound-electron populations shown in Fig. 4. An examination of this figure shows the calculated ionization rate lies between those determined from the local effective temperature and from the temperature measured at some distance away from the emitter.

In Fig. 6 the spatial variation of Ψ_e is plotted. Ψ_e is defined by

$$\frac{S}{\alpha} = \frac{n_e}{N(1)} = \Psi_e \left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\epsilon_i/kT} \qquad (6)$$

e ϵ_i is the ionization potential S and α are the ionization and recombina-
coefficient, respectively.

$$S = \sum_{p=2}^{5} R_1(p) K(p,c)$$

$$\alpha = \sum_{p=2}^{5} \beta(p) + n_e \sum_{p=2}^{5} K(c,p) - \frac{1}{n_e} \sum_{p=2}^{5} R_0(p) K(p,c)$$

n Ψ_e=1, the plasma is in local thermodynamic equilibrium and if T_e is the
e Maxwellian temperature; and Eq. (6) is identical to the Saha equation.
low electron temperatures and densities, the depletion of the population
excited state causes the value of n_e below the Saha's value even though
free electron distribution may remain to be Maxwellian. For such cases,
< 1. Thus, for given values of N(1) and T_e, Eq.(6) can be rewritten as
n_e/n_{es} where n_{es} is the Saha electron density determined from Eq. (6)
n Ψ_e= 1. From Fig. 6, we see that the electron density departs signifi-
tly from the Saha-equilibrium value near the emitter. Even after the
ctrons are completely Maxwellized, the population of the excited states
described by Boltzmann distribution (Fig.4), but the electron density
still much smaller than the Saha value (Ψ_e< 1). The relaxation of n_e
ard n_{es} is discussed in reference [15].

Experimental Verification of the Theory

Reichelt 21 has determined spectroscopically the electron temperature and
sity profiles. In his experiment the elctron density was determined by the
e broadening measurements; while the temperature was determined from measuring
relative intensity of the radiative recombination specturm. Measurements

were in the range from 5000°A to 4000°A which roughly corresponds to the electron energy range from 0 to 0.7 ev. His measurements showed a steady decrease of the electron temperature determined in this low-energy region. This is in agreement with the present theory which predicts a decrease of the effective temperature based on the distribution of low-energy electrons.

The existence of a group of high-energy electrons with a much lower Maxwellian temperature near the emitter was shown by Baksht, Druzhev et al [22] using electric probe techniques. In their measurements in a cesium plasma diode the semi-logarithmic plot of probe-current vs. applied voltage shows a bend near the cathode, indicating a nonMaxwellian energy distribution. As the distance from the cathode increases, the bending point on the current-voltage characteristics gradually disappears. From the slopes of the current-voltage characteristics, two temperature curves can be determined as shown in Fig. 3. The high temperature curve corresponds to the low-energy group of electrons while the low-temperature curve corresponds to the high-energy group of electrons. The comparison of the experimental curves (dashed lines) and the theoretical calculations (solid lines) can be considered only as qualitative since no information is available on the boundary plasma conditions such as the electric field, electron density and temperature in the sheath of the experimental diode.

In order to verify the theoretical electron energy distribution function experimental measurements have been carried out using a discharge tube [23] . The pyrex tube is 2 inches o.d. and 8 inches between two ends which are cylinders of slightly large diameter. Details of the tube construction and processing can be found in reference [23] . Two probes, 40 mil.

diameter, are inserted into the middle section of the tube at a distance 3 inches apart. The electron energy distribution function is determined om the Druyvesteyn formula

$$f(eV) = \frac{2}{eA}\left(\frac{2mV}{e}\right)^{1/2} \frac{d^2 i_e}{dV^2}$$

ere i_e is the electron current to the probe, V is the probe potential with spect to space potential, e and m are the charge, mass of the electron, respctively. A is the probe area, and f(eV) is the electron energy distribution nction. As shown schematically in Fig 7, a small sinusoidal signal (equency = 520 Hz and amplitude = 40 mV) is superimposed on the probe current. measuing the amplitude of the second harmonic signal with a wave analyzer, I/dV^2 is determined [24]. In Fig.8, typical experimental data ate compared th the calculated distribution. The Maxwellian distribution based on the lculated effective temperature is also shown. As predicted in the theory, ie Maxwellian tail at high electron energies is significantly depressed. iis is caused by the inefficient electron-electron Coulomb interactions and ieleastic collisions. The dip near the electron energy of 0.45 ev corresponds o the point where the cross-section of the electron-neutral elastic collisions as a minimum. In this case, the elctric field acceleration becomes more fficient because of the small electron-impact collision frequency.

Acknowledgements

This research was supported in part by the National Science Foundation.

References

[1] Rasor, N.S. IEEE Therm. Conversion Specialist Conf. Monterey,Calif(1969)542.

[2] Rasor, N.S. IEEE Therm. Conversion Specialist Conf. San Diego,Calif(1971)272

[3] Shaw,D.T. J.Appl.Phys. 40,6(1969)2412.

[4] Gryaznor,O.S.,and Moizhes, B.Ya. Zh.Tekh.Fiz,41(1971)1410.

[5] Shaw, J.F.,Mitchner,M.,and Kruger,C.H. Phys.Fluids, 13(1971)339.

[6] Shaw, D.T.,and Margolis, S.G. J.Appl.Phys, 40,11(1969)4377.

[7] Wu, F.T.,and Shaw,D.T. J. Energy Conv, 11,(1971)127.

[8] Bates, D.R.,Kingston, A.E.,and McWhirter,R.W.P. Proc.Royal Soc. A267(1962) 297,and A270(1962)155.

[9] Norcross, D.W.,and Stone, P.M. J.Quant.Spectro.Rad.Transfer,8,(1968)665.

[10] Shaw, D.T.,and Wu, F.T. J. Energy Conv. 11(1971)113.

[11] Baksht, F.G.,Moizhes, B.Ya.and Nemchinskii, V.A. Zh.Tekh.Fiz.38,(1968)1731. S Phys-Tech.Phys. 13,10(1969)1401.

[12] Stakhanov, I.P.,and Cherkovets, V.E. Zh.Tekh.Fiz.41(1971)1400. Soviet Phys-T Phys.16(1972)1102.

[13] Sonin, E.B. Zh.Tekh.Fiz.38(1968)319.

[14] Shaw, D.T.,and Wu,F.T. IEEE Therm. Conversion Specialist Conf. Miami,Florida(

[15] Shaw, D.T.,and Wu, F.T. J.Appl.Phys.42(1971)2294.

[16] Shaw,D.T. J. Energy Conv. 11(1971)119.

[17] Norcross,D.W.,and Stone, P.M. J. Quant.Spect.Rad.Transfer,6(1966)277.

[18] Norcross, D.W.,and Stone, P.M. J.Quant.Spect.Rad.Transfer,8(1968)665.

[19] Nighan, W.L. Phys.Fluids,10(1967)1085.

[20] Shaw, D.T. J.Appl.Phys.42(1971)3006.

[21] Reichelt, W.R., Appl.Phys.Letters,14(1969)382.

[22] Baksht, F.G., Dyuzhev, G.A. et al. Sov.Phys-Tech.Phys.13(1969)893.

[23] Chen, C.J.,Shaw, D.T.,et al. Submitted for publication. J. Appl. Phys.

[24] Vorobeva, N.A. et al. Sov.Phys-Tech Phys.8(1963)423.

Figure Captions

g. 1 Schematic diagram of the relaxation regions near the emitter I--Ramdomization region. II--Maxwellization region. III--Relaxation toward a Saha-Boltzmann equilibrium.

g. 2 Spatially dependent electron energy distribution functions. Position 1 corresponds to the boundary distribution distance between each two consecutive curves is 1.4 λ_{cs}. Cesium pressure = 1 torr. Boundary electron density = $10^{11}cm^{-3}$.

g. 3 Eletron temperature profiles. 1 = 1.4 λ_{cs}. Solid lines--present theory. Dashed lines--experimental values taken from reference

g. 4 Populations of each individual state p = 1 torr. (a) Calculated values,(b) Boltzmann factor with effective temperature,(c) Boltzmann factor with frozen temperature (T_e = 1800°K)

g. 5 Rates of ionizations, p = 1 torr. (a) calculated, (b) Boltzmann factor for excited states with effective temperature, (c) Boltzmann factor for excited states with frozen temperature.

g. 6 Calculated spatial profile of ψ_e (T_e)

g. 7 Block diagram of the experimental set-up.

g. 8 Comparison of the theoretical and experimental results.

D I S C U S S I O N

J. BOHDANSKY: How do collective phenomena enter into your luation?

D.T. SHAW: Collective phenomena were considered in the electronctron Coulomb interaction term, based on the Fokker-Planck approxtion.

Figure 1

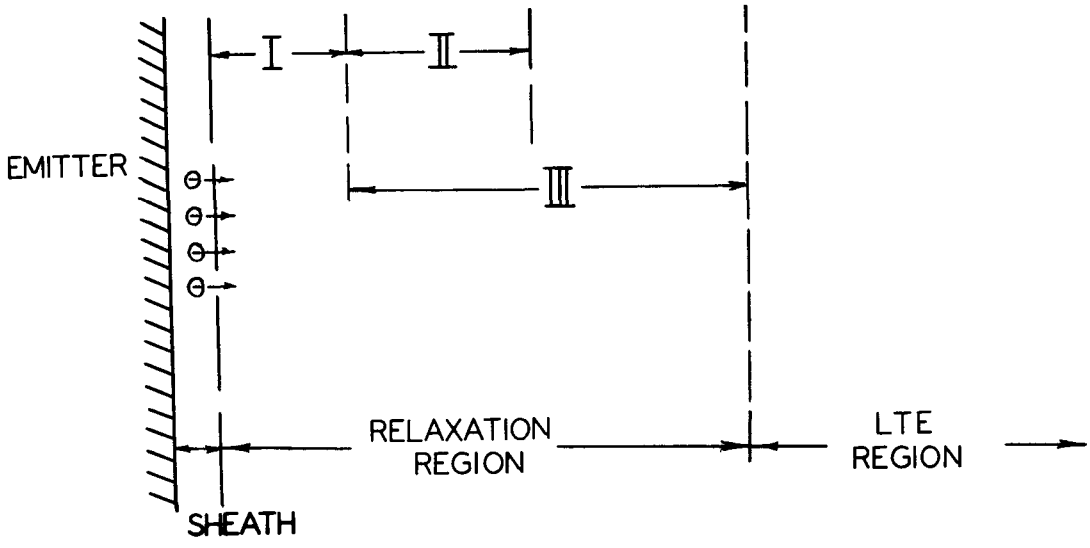


Figure 2

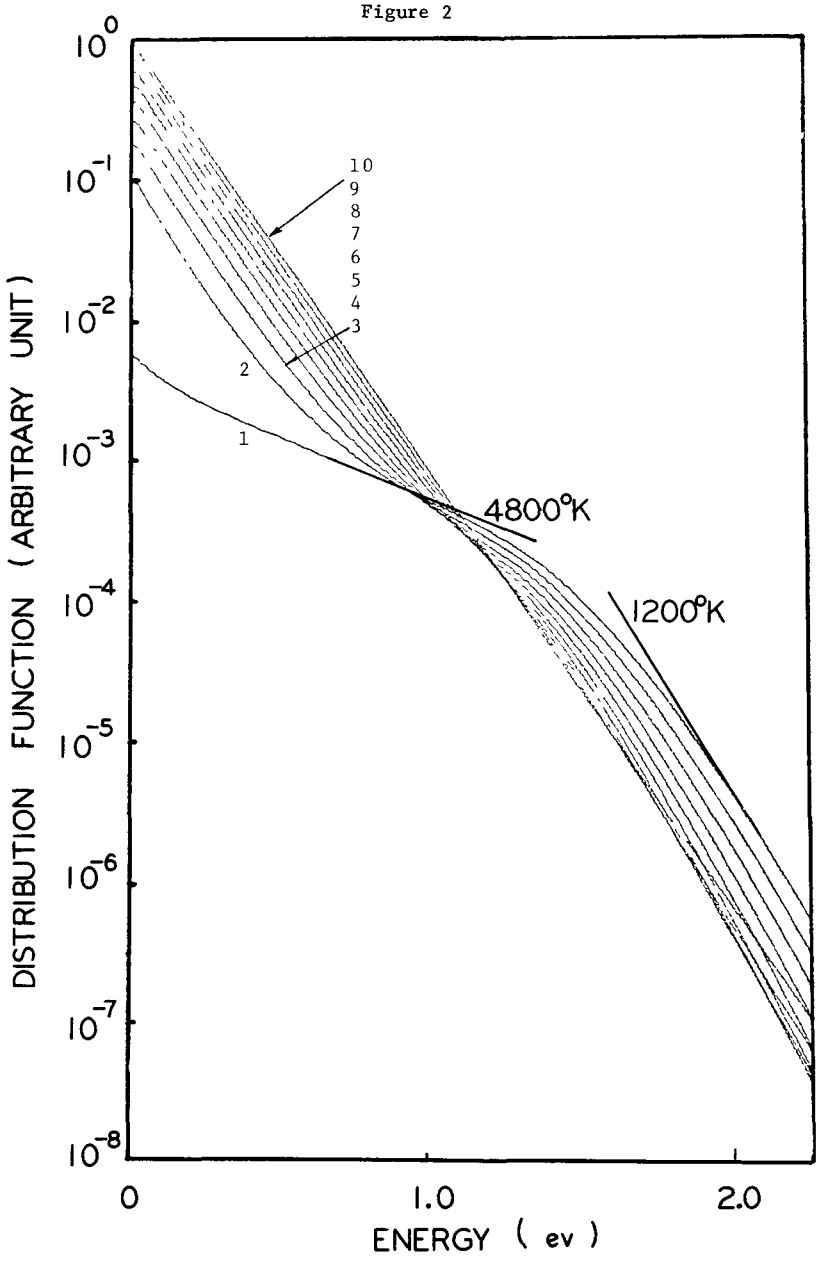


Figure 3

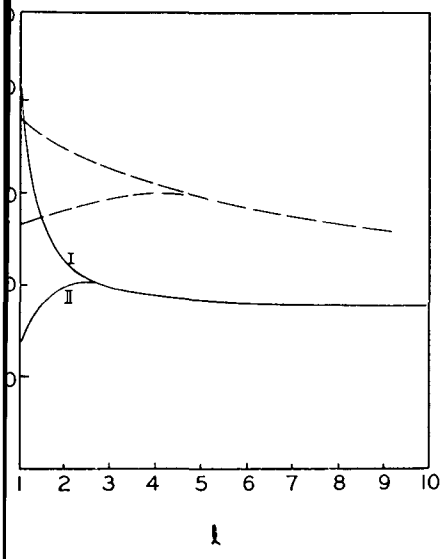


Figure 4

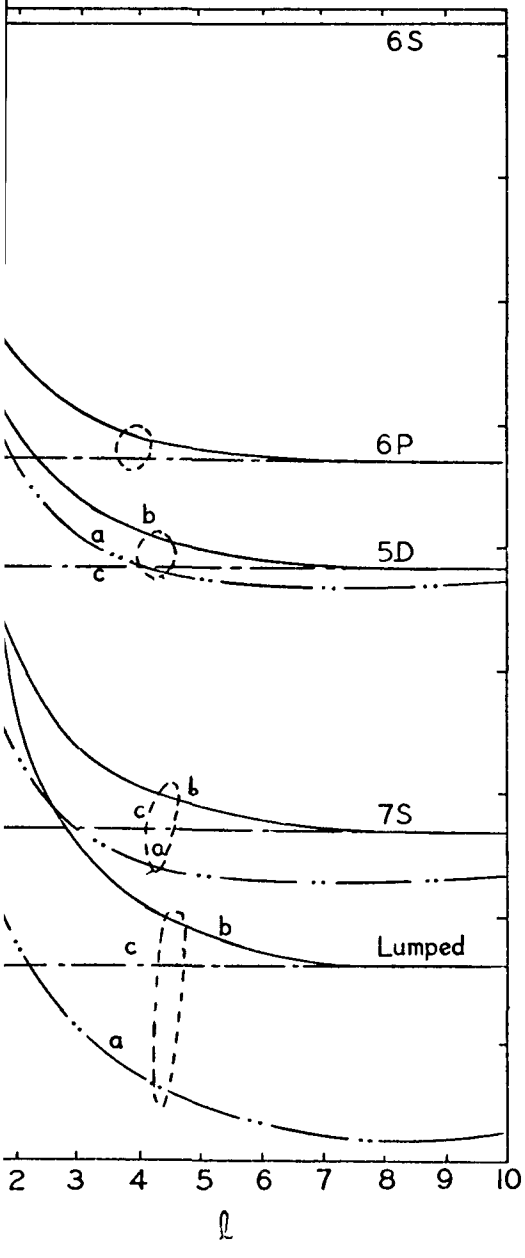


Figure 5

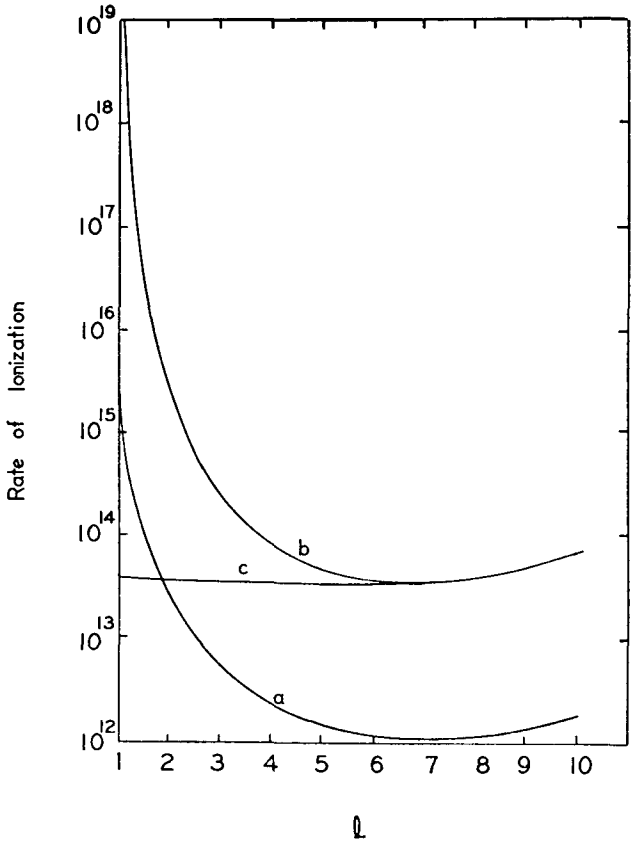


Figure 6

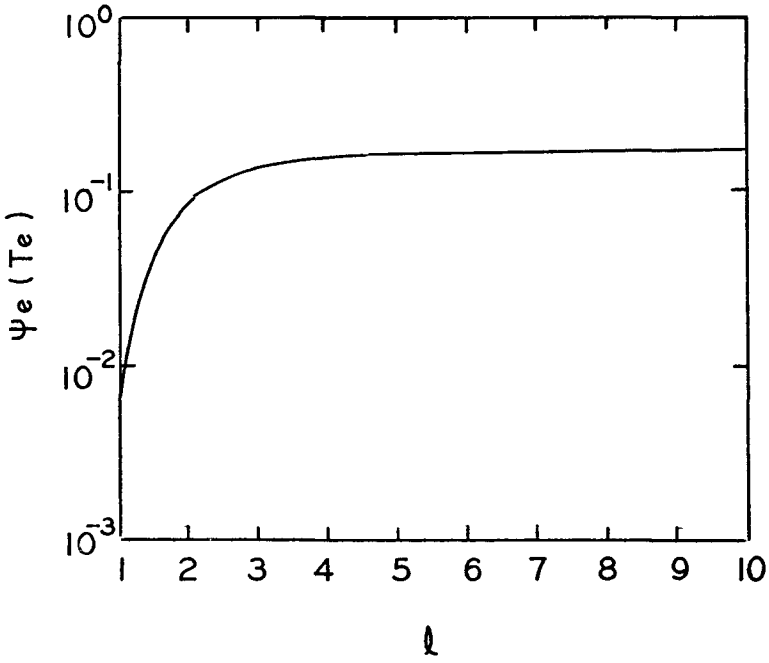


Figure 7

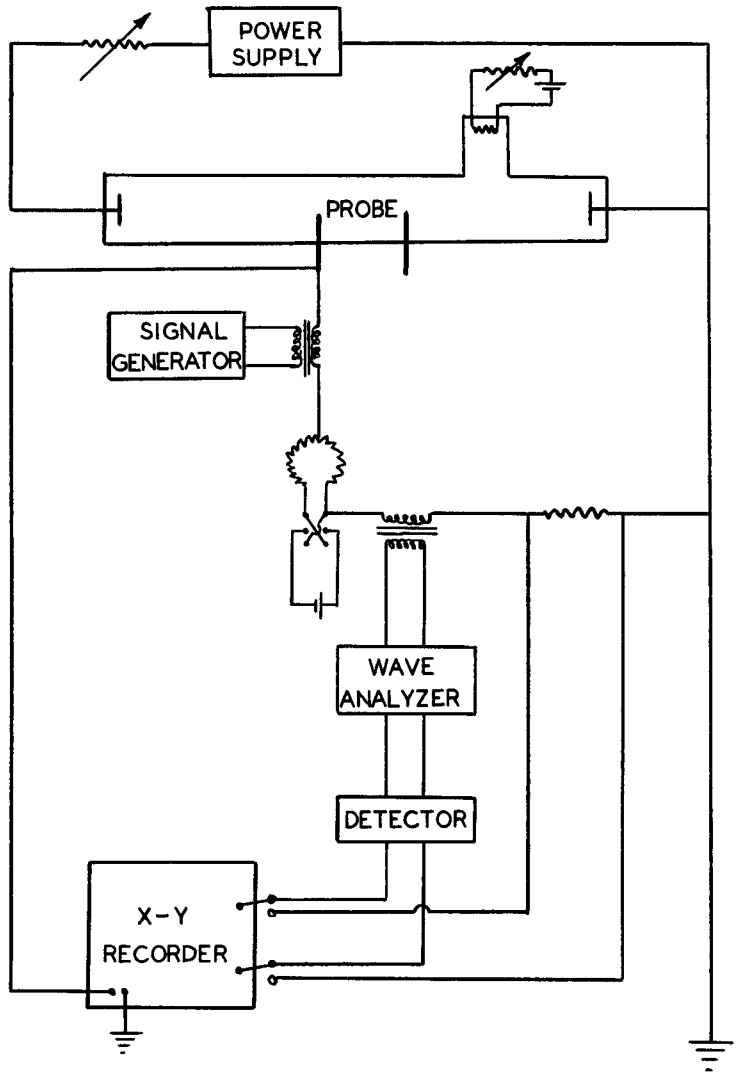
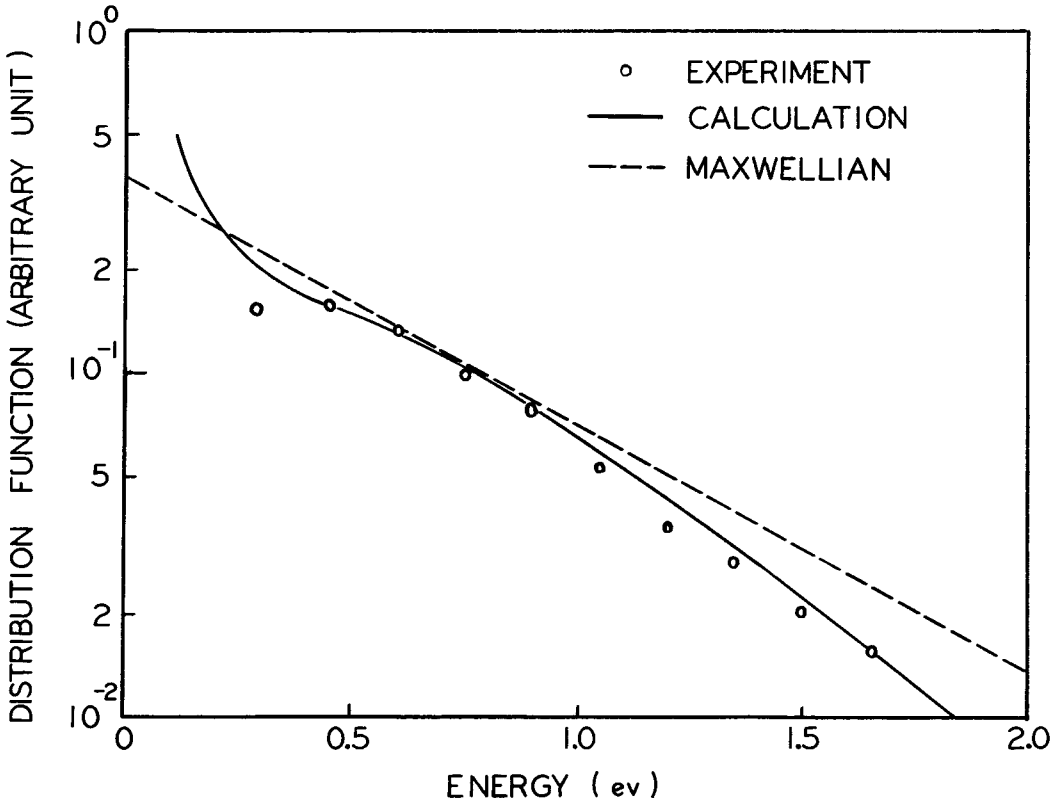


Figure 8



MODEL IMPROVEMENTS FOR THERMIONIC DIODE PLASMAS

H.A. CLAASSEN and C.S. HELRICH

Kernforschungsanlage Jülich e.V.
Institute for Technical Physics

Abstract

In order to make definite recommendations for model improvements for short spaced diodes operating in the arc mode, we have analyzed the phenomena affecting the deviations from translational and internal plasma equilibrium of such diodes. In particular, we studied: the test particle problem for momentum and energy exchange from electron beams entering the plasma body, collision dominance of the heavy plasma species, influence of unbalanced inelastic collisions on the high energy tail of the electron distribution function, importance of radiation escape and excitation diffusion on the particle balance equations for the lower states of the cesium atom.

Work conducted within the activities of the Sonderforschungsbereich Plasmaphysik KFA Jülich - Ruhr-Universität Bochum

MODEL IMPROVEMENTS FOR THERMIONIC DIODE PLASMAS

I. Introduction

Recent years have seen an increased interest in the analysis of the physical processes occuring in the interelectrode space of cesium plasma diodes operating in the arc mode. The background for this interest is the desire to understand thoroughly the functioning of such diodes and thereby to improve the construction and efficiency of these devices. The theoretical analysis - on which our interest will be focused here - is, of course, always based on simplified models. Characteristic approximations of these models are:

1) Assumption of quasi-equilibrium for translational degrees of freedom.
2) Assumption of quasi-equilibrium for either all or only for upper excitation levels of the cesium atom.
3) Matching assumptions for the sheaths in front of the electrodes.

In this paper we will concentrate on assumptions 1) and 2)*). The problems of point 3) are considered by another group (see reference [9]).

Based on a critical analysis of the physical processes affecting the assumptions 1) and 2), we have tried to find improvements for these assumptions. To this end, we have studied in detail:

α) Randomization and β) Maxwellization of monoenergetic electron beams penetrating a cesium plasma (test particle problem)
γ) Maxwellization of cesium ions and atoms
δ) Deviation of the electron distribution function (above the

*) The assumptions of quasi-equilibrium are normally used for the main plasma body (see for instance references [1-4]). Recently a number of papers appeared, which also treat the nonequilibrium situation caused by the relaxation of electrons leaving the emitter sheath [5-8]).

first resonance excitation energy of the cesium atom) from Maxwellian

ε) Radiation escape

ζ) Effect of diffusion of excited states on the internal state population of the cesium atom.

In these studies the results have been presented in such a way that weak and strong nonequilibrium situations can be delimited within pressure - electron temperature diagrams. The choices of parameters - interelectrode spacing, d, translational temperature of the heavy particles, T_σ ,and electron density, $n_- = \bar{N}_-$ times Saha density - have been dictated by the desire to include technologically interesting and physically realistic situations, in which nonequilibrium phenomena are pronounced.

For all phenomena α) - ζ) a discussion of the implications of our results as regards model improvements is reserved for section IV (Summary), where we present certain definite recommendations.

II. Deviation from Translational Equilibrium

We have employed test particle beams in the study of relaxation phenomena, since, particularly in the case of electrons entering the plasma from the emitter, we are interested in the energy dependence of the relaxation lengths.

The relaxation to equilibrium of a beam of test particles entering a plasma occurs in two steps: a randomization resulting from a momentum exchange, and a Maxwellization resulting from an energy exchange with the background plasma.To determine the characteristic lengths associated with these processes, we employed a Boltzmann collision term. We took into account elastic collisions with the electrons (index -) and ions (index +) of the plasma and both elastic and inelastic collisions with the neutrals (index i = o,1,2... for ground and excited states). All these collision partners were assumed to have Maxwellian distributions at corresponding characteristic temperatures.

α) The relaxation length for randomization of a monoenergetic beam of test particles of species α by a background of species β, $\lambda^{p}_{\alpha\beta}$, is defined by

$$\int m_\alpha \vec{v}_\alpha \frac{\partial_s f_\alpha}{\partial t} d^3 v_\alpha = - \frac{n_\alpha |\vec{V}_\alpha|}{\lambda^{p}_{\alpha\beta}} m_\alpha \vec{V}_\alpha \qquad (1)$$

with $f_\alpha = n_\alpha \delta(\vec{v}_\alpha - \vec{V}_\alpha)$. In our case, where the background is multispecies, the effective relaxation length is $1/\lambda^{p}_{\alpha} = \sum_\beta 1/\lambda^{p}_{\alpha\beta}$. The evaluation has shown that the contribution of inelastic collisions to the randomization length is negligibly small.

Characteristic results of calculations based on equation (1) are given in Figure 1.

β) The relaxation length for Maxwellization depends in principle on the ratio of the relaxation time for energy exchange to the relaxation time for momentum exchange. For electron beams, however, this ratio is normally much larger than one. Consequently, in this case, the relaxation length for Maxwellization is the diffusion length, $l_{-\mathrm{diff}}$, defined by

$$l_{-\mathrm{diff}} = \sqrt{\frac{2}{3} \lambda^{p}_{-} \lambda^{E}_{--}} \quad ; \quad \frac{1}{\lambda^{p}_{-}} = \sum_{\beta \neq -} \frac{1}{\lambda^{p}_{-\beta}} \quad ; \quad \frac{1}{\lambda^{E}_{-}} = \sum_{\beta} \frac{1}{\lambda^{E}_{-\beta}} \qquad (2)$$

where

$$\left| \int \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \frac{\partial_s f_\alpha}{\partial t} d^3 v_\alpha \right| = \frac{n_\alpha |\vec{V}_\alpha|}{\lambda^{E}_{\alpha\beta}} \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2 \qquad (3)$$

λ^{E}_{-} is dominated by interelectron collisions and electron resonance excitation-deexcitation of the cesium atom.

Characteristic results of calculations based on equation (2)

are given in Figure 2a.

) For the Maxwellization of the heavy particles, only the thermal energy regime is relevant. Therefore, instead of considering the energy spectrum of the relaxation lengths we restrict ourselves to the average relaxation lengths (mean free paths) $\langle \lambda_\sigma^p \rangle$ and $\langle \lambda_\sigma^E \rangle$, where the brackets $\langle\ \rangle$ indicate an average over the distribution function of the species in question. Furthermore, we note that $\langle \lambda_\sigma^p \rangle \cong \langle \lambda_\sigma^E \rangle$. Since the results for the ions are always less restrictive than those for the neutrals, we consider only the latter. In Figure 2b we have given typical results of our calculations.

) If inelastic collisions and radiative processes do not balance, the electrons will not, in fact, relax to a Maxwellian. The tail of the distribution function (above the first resonance excitation energy of the cesium atom) may deviate considerably from a Maxwellian. We have calculated these deviations including electron-electron collisions, inelastic electron-atom collisions involving transitions between the ground state and the first resonance level, diffusion of the resonance state and resonance radiation losses [10] . As a measure of the deviation from Maxwellian, we use the quantity

$$\gamma(2\bar{\eta}) = \frac{f_-(2\bar{\eta})}{f_-^M(2\bar{\eta})} \qquad (4)$$

where f_-^M designates a Maxwellian distribution and $\bar{\eta}$ the resonance excitation energy normalized to kT_- . We have evaluated γ at the energy $2\bar{\eta}$, since calculations have shown that the deviation is practically constant over the entire range $\eta \geq 2\bar{\eta}$.

Figure 3 contains the results of the calculations. The data and presentation are the same as in Figures 1-2 except that we have chosen $\bar{N}_-$=o,1 here, corresponding to a pronounced

internal nonequilibrium situation.

III. Deviation from Internal Equilibrium

ε) The rate of loss from the plasma volume of radiation corresponding to the transition i→j is determined by the transmissivity,

$$T_{i\to j}(l) = \int_{-\infty}^{+\infty} b_{\nu-\nu_c} \exp(-b_{\nu-\nu_c} \kappa l)\, d\nu \qquad (5)$$

where $b_{\nu-\nu_c}$ and κ are respectively the line profile and the absorption coefficient in the line center. We calculated transmissivities considering separately Doppler and collisional broadening. Knowledge of the transmissivity enables us to estimate the validity of either the near equilibrium assumption or the model of Norcross and Stone [11]. In equilibrium, the transmissivity should be zero for transitions between all levels. In the Norcross and Stone model, the transmissivity should be one for all nonresonance transitions. Keeping in mind that for the lower energy levels the radiation deexcitation rates approach the order of magnitude of the collisional deexcitation rates, we may judge the applicability of either of these models on a knowledge of the transmissivity of radiation from transitions between the lower cesium levels. Low values of $T_{i\to j}$ ($T_{i\to j} < 0{,}1$) indicate a situation, which is close to radiation equilibrium, while higher values ($T_{i\to j} > 0{,}9$) indicate nearly total radiation emission and subsequently nonequilibrium.

To indicate the conditions imposed by these last requirements we show, as an example, in Figure 4 the limiting curves $T_{i\to j} = 0{,}1$ and $T_{i\to j} = 0{,}9$ for two level transitions of the principal series.

ζ) The characteristic length for diffusion of the excited state is $l_{idiff} = \sqrt{D_i \tau_i}$, where D_i and τ_i are the diffusion coefficient and lifetime of the state. Since both the equilibrium assumption and the model of norcross and Stone neglect the influence of diffusion, we need not distinguish between these concepts in the following discussion.

If l_{idiff} is of the order of magnitude of the characteristic inhomogeneity length L for the distribution function for atoms in the state i, then an effect of diffusion on the occupation numbers is to be expected. Explicitely, we will take $l_{idiff} = o,1\ L = o,o1\ d$ to be the limit for the influence of diffusion. This limitation is represented by the curves in Figure 5.

IV. Summary

From results presented in Figures 1 - 5, we conclude that for short spaced diodes the present state of the theoretical analysis based on models 1) and 2) can be improved by the following changes:

a) From Figures 1 and 2, we see that the electrons emitted from the cathode should be subdivided into two groups. One - high energy - group should be described as only weakly affected within the plasma body. The other group would be considered as randomized, and perhaps Maxwellized.

b) From Figure 2, we see that in a realistic range of diode parameters the neutral gas component may be poorly described by transport equations involving Chapman-Enskog or Grad approximations. Corrections due to direct interactions with the walls should be applied (i.e. a two temperature gas).

c) The results presented in Figure 3 indicate that the escape of even a small amount of resonance radiation has a markable effect on the high energy tail of the electron distribution. This produces an important change in the rate of ionization by electron collision and in the internal state population of the cesium atom. We, therefore, consider it necessary to include this effect in the calculation of the electron density and the occupation numbers of the internal states.

d) From Figures 4 and 5, we see that the occupation numbers for low energy internal states are also affected by diffusion of excited states and radiation escape. Neither a "close to equilibrium" model nor the model

of Norcross and Stone seem to describe the true situation satisfactorily. We, therefore, deem it necessary to include a partial reabsorption of nonresonant as well as a partial transmissivity of resonant radiation and the transport of excited states in the analysis.

Because of the overall complexity of the situation, it seems unreasonable to incorporate all of these recommendations in a single all-encompassing model. However, the relative importance of the necessary changes depends on total pressure and electron temperature so that it may not be necessary to incorporate all of these changes when studying a particular situation.

Acknowledgement

The authors gratefully acknowledge many helpful discussions with Prof. G. Ecker of the Ruhr-University Bochum.

References

[1] D.R. Wilkins, J. Appl. Phys. 39 (5), 2452 (1968)

[2] B.Ya. Moizhes, F.G. Baksht, Sov. Phys. Techn. Phys. 13 (4), 53o (1968)

[3] F.K. Kosyrev, A.F. Nastoyashchii, Sov. Phys. Techn. Phys. 13 (5), 7o6 (1968)

[4] R.J. Anderson, W.L. Nighan, J. Appl. Phys. 41 (9), 375o (197o)

[5] A.F. Nastoyashchii, Sov. Phys. Techn. Phys. 13 (5), 679 (1968)

[6] D.T. Shaw, F.T. Wu, 197o Thermionic Conversion Specialist Conference Miami Florida, p. 327

[7] F.G. Baksht, Sov. Phys. Techn. Phys. 15 (7), 12o5 (1971)

[8] I.P. Stakanov, V.E. Cherkovets, Sov. Phys. Techn. Phys. 16 (7), 11o2 (1972)

[9] U. Daybelge, paper in these proceedings

[10] H.A. Claaßen, 1971 Thermionic Conversion Specialist Conference, San Diego, Calif., p. 300

[11] D.W. Norcross, P.M. Stone, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 8, 655 (1968)

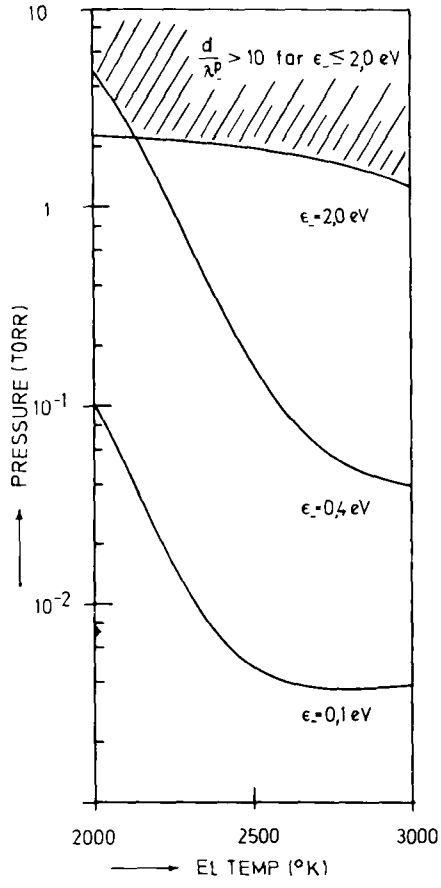


Fig.1 $P(T_-)$ for $d/\lambda^p_- = 1o$

test electron energies: ϵ_-

o,1 eV (within the thermal energy range); o,4 eV (Ramsauer minimum of electron-cesium-atom collision cross section); 2,o eV (energy range for excitation of the cesium atom from its ground state)

λ^p_- = electron momentum relaxation length

Shaded area indicates region of sufficient electron randomization for $\epsilon_- \leq 2{,}o$ eV

$d = o{,}25$ mm ; $T_\sigma = 1ooo^oK$; $\overline{N}_- = 1{,}o$ (Saha equilibrium)

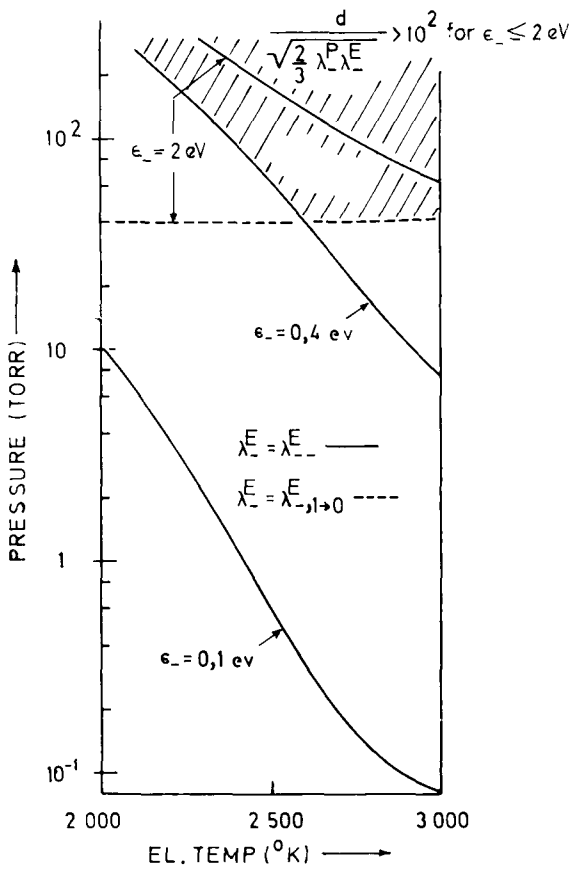


Fig.2a

$P(T_-)$ for $d/\sqrt{\frac{2}{3}\lambda_{-\sigma}^{p}\lambda_{-}^{E}} = 1o^2$

$\sqrt{\frac{2}{3}\lambda_{-\sigma}^{p}\lambda_{-}^{E}}$ = electron Maxwellization length in the diffusion approximation

$\lambda_{-\sigma}^{p}$ = momentum relaxation length for elastic electron- heavy particle collisions

λ_{-}^{E} = electron energy relaxation length due to interelectron collisions (solid lines) and resonance excitation of the cesium atom (dashed line)

Shaded area indicates region of sufficient electron Maxwellization for $\epsilon_- \leq 2,o$ eV

$d = o,25$ mm ; $T_\sigma = 1ooo^{o}K$; $\overline{N}_- = 1,o$

The value $1o^2$ rather than 1o, for the ratios $d/\sqrt{\frac{2}{3}\lambda_{-\sigma}^{p}\lambda_{-}^{E}}$ and d/λ_o is used, since for Maxwellization we must require sufficient energy exchange between test and plasma particles over the plasma inhomogeneity length, which is assumed to be o,1 d .

Fig.2b

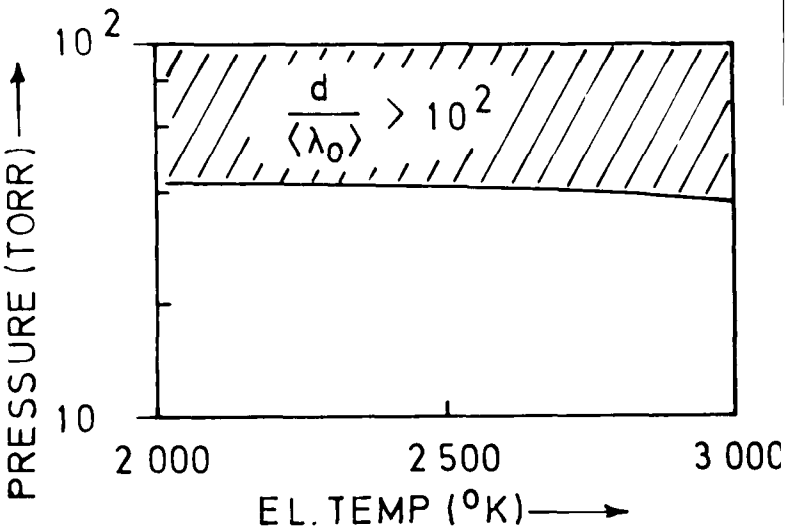
$P(T_-)$ for $d/\langle\lambda_o\rangle = 1o^2$

$\langle\lambda_o\rangle$ = averaged relaxation length (mean free path) of cesium atoms

$d = o,25$ mm

$T_\sigma = 1ooo^{o}K$

$\overline{N}_- = 1,o$



Shaded area indicates region of sufficient Maxwellization of the cesium atom

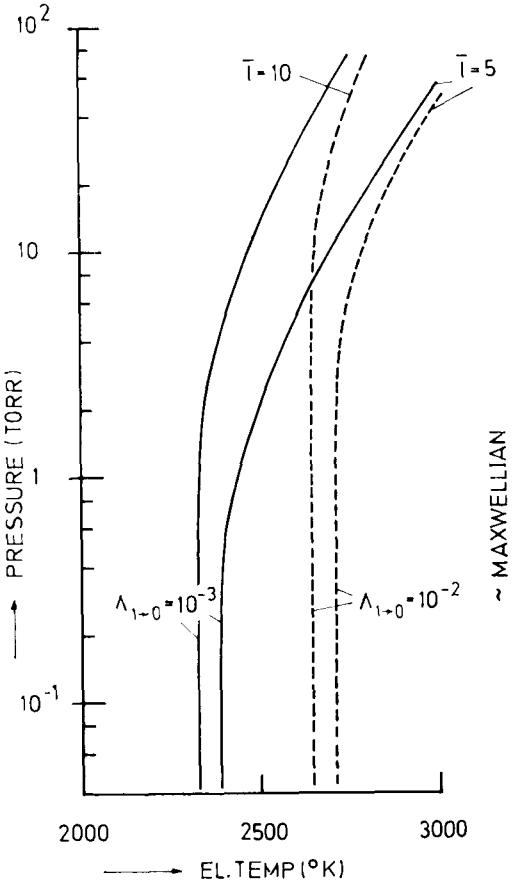


Fig.4 ⟶

P(T_-) for $T_{i\to j}$ = o,1 ; o,9

from two members of the principal line series $nP_{1/2} \to 6S_{1/2}$ (n = 7, 8)

$T_{i\to j}$ = transmission factor for line radiation (shaded area)

< o,1 near radiation equilibrium

> o,9 radiation nonequilibrium

horizontal lines = transmission due to Doppler-broadening

diagonal lines = transmission due to combined resonance-Stark-broad.

d = o,25 mm ; T_σ = 1ooo°K ; $\bar{N}_-$ = o,1

⟵ Fig.3

P(T_-) for $\mathcal{J}(2\bar{\eta})$ = o,9

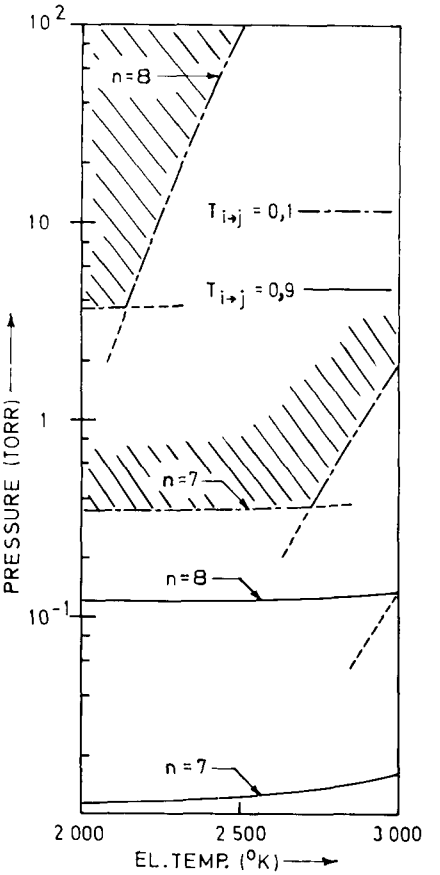
$\mathcal{J}$ = normalized electron distribution function

$kT_-\bar{l}$ = resonance excitation energy of the cesium atom

$\Lambda_{1\to o}$ = escape factor for resonance radiation

$\bar{l}$ = ratio between inhomogeneity length and mean free path of the cesium resonance state

d = o,25 mm ; T_σ = 1ooo°K ; $\bar{N}_-$ = o,1



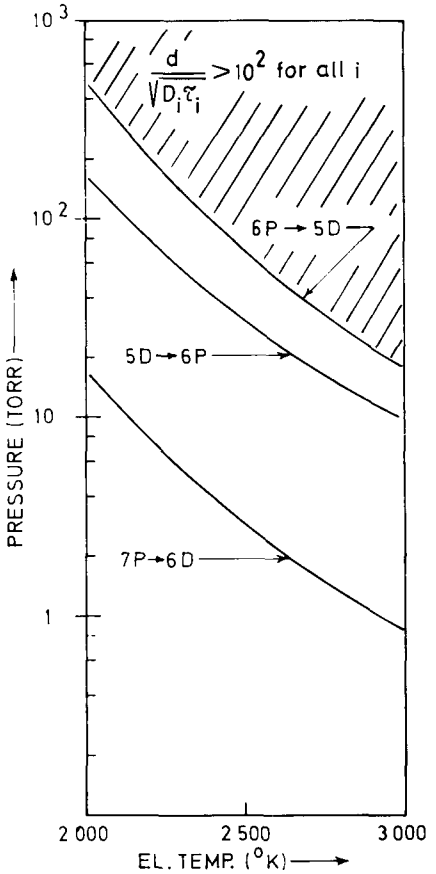


Fig.5

$P(T_-)$ for $d/\sqrt{D_i\tau_i} = 10^2$

for internal states i = 6P; 5D; 7P

$\sqrt{D_i\tau_i}$ = diffusion length of the excited state i

D_i = diffusion coefficient

τ_i = relaxation time related to the fastest inelastic process (electron excitation-deexcitation) changing state i

Shaded area indicates region of negligable diffusion for all excited states

d = 0,25 mm ; T_e = 1000°K ; $\overline{N}_-$ = 0,1

D I S C U S S I O N

N.S. RASOR: Could you say, in summary, whether the resonance radiation and the excited atoms are each, or both, strongly trapp in the plasma or largely lost under typical, practical operating conditions?

H.A. CLAASSEN: Calculations show that the resonance radiatio is strongly reabsorbed under operating conditions typical for ign cesium atoms. They also show that, for short-spaced diodes at lea the transport of cesium atoms in low excitation states should be incorporated in the particle balance equations. This, of course, includes the possibility of an effective loss of excited cesium a from the plasma volume.

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF Cs-VAPORS

F. W. REITER

bstract

y means of the statistical theory the thermodynamic functions - ibbs function, enthalpy, entropy and molar heat at constant ressure - and the composition of Cs-vapors are calculated in he temperature range 298,15 - 1oooo K and the pressure range 10^{-5} - 1o atm. With this is presumed that the vapors are com- osed of diatomic molecules, atoms, simply charged ions and lectrons and that they are in thermodynamic equilibrium.

o calculate the contribution of the molecules to the thermo- ynamic functions, in the state sum of the molecules the elec- ronic ground state and the 4 lowest excited states are consi- ered, which by decay lead to one atom in the ground state and he atom in the first excited state. The state sum of vibration nd rotation is not formed as usually by means of the anharmo- ic oscillator - non rigid rotator model and summation from 0 o ∞ but by summing up term by term up to characteristic quan- um numbers of vibration and rotation. These quantum numbers re determined by graphic and calculating methods.

s at higher temperatures ionization is almost completely, in he partition function of the atoms summation has to be done er all excited electronic states up to a characteristic prin- pal quantum number which marks the highest excited state be- ore the ionization limit. This quantum number is calculated om ion density by an iterative method. As the ion density epends on temperature and pressure, also the characteristic incipal quantum number and the thermodynamic functions are epending on temperature and pressure. The molar heat at con- ant pressure of Cs-vapors therefore has at higher temperatu- s a maximum which is shifted with decreasing pressure to wer temperatures and whose value increases.

e composition of the Cs-plasma is calculated from the Gibbs nctions of the components with simultaneous consideration of ssociation and ionization.

e thermodynamic functions of Cs-vapors, which can be calculated om the composition of the plasma and the partition functions of e components, are discussed and compared with results found by proximative methods.

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF Cs-VAPORS

F. W. REITER

EURATOM - Joint Research Center
ISPRA Establishment
Technology Division

Thermodynamic functions can be calculated from partition functions by means of statistical thermodynamics. The normally used methods for the calculation of partition functions are approximative methods, whose inaccuracy increases rapidly with increasing temperature. Only with computers now available it was possible, to calculate the partition functions exactly by summation over all possible energy states.

For the calculation of thermodynamic functions of gas mixtures the partition functions of the components and the composition of the mixture is necessary. As the composition of the mixture can be calculated also from the Gibbs functions of the components, the partition function of the components are the only essential functions necessary for the determination of the composition and thermodynamic functions of a Cs-plasma.

./.

For the calculations it is supposed, that in the temperature region 298,15°K - 10000°K the Cs-plasma consists only of diatomic molecules, atoms, simply charged ions and electrons and is thermodynamically in equilibrium.

In the following the methods of calculation of the partition functions of the components are described briefly.

The partition function of diatomic molecules consists of energy states of translation, electronic excitation, vibration and rotation.

$$Z_1 = Z_{Tr} \cdot \sum_{t=0}^{4} \sum_{v=0}^{v_D(t)} \sum_{J=0}^{J_D(t,v)} e_t \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) f_v \exp\left(-\frac{F_{t,v}}{kT}\right) \frac{\Lambda_t}{S} g_J \exp\left(-\frac{G_{t,v,J}}{kT}\right)$$

where

$$Z_{Tr} = \frac{(2\pi m_1 kT)^{3/2}}{h^3} V$$

E_t = energy of the electronic state t

e_t = statistical weight of state t

$F_{t,v}$ = energy of vibrational state v (t)

f_v = 1

$G_{t,v,J}$ = energy of rotational state J (t,v)

Λ_t = degeneration factor

./.

S = symmetry factor

g_J = $2J + 1$

$v_D(t)$ = characteristic quantum number of vibration

$J_D(t,v)$ = characteristic quantum number of rotation

m_1 = mass of a Cs_2-molecule

T = absolute temperature

V = molar volume

k = Boltzmann's constant

h = Planck's constant

In table 1 the molecular constants are given, which are necessary for the calculation of the energies of electronic excitation, vibration and rotation of a Cs_2-molecule.

Table 1 - Molecular constants of Cs_2

excitation state (t)	E (cm^{-1})	ω_e (cm^{-1})	$\omega_e x_e$ (cm^{-1})	B_e (cm^{-1})	$10^3 \cdot \alpha_e$ (cm^{-1})	D_o	e_t	Λ_t	v_D	$J_D(v=0$
$X^1\Sigma_g^+$ (0)	0	41,99	0,080	0,0128	0,0352	3630	1	1	142	825
$a^3\pi_u$ (1)	8800	36,7	0,05	0,0113	0,023	6300	3	2	299	1034
$A^1\Sigma_u^+$ (2)	10300	31,1	0,04	0,0093	0,018	4790	1	1	266	1046
$b^3\Sigma_g^+$ (3)	12300	32,2	0,08	0,0099	0,034	2800	3	1	157	752
$B^1\pi_u$ (4)	13044	34,23	0,078	0,0106	0,034	2040	1	2	89	726

where

ω_e = vibrational frequency

$\omega_e x_e$ = vibrational constant

B_e = rotational constant

α_e = rotational constant

D_o = energy of dissociation

In the internal partition function the ground state and the 4 lowest lying excited electronic state of the Cs_2-molecule have been taken in account. Higher excited states give under 6000°K no considerable contribution to the internal partition function. The constants of the singlet states in table 1 are taken from spectroscopical measurements or are calculated by spectroscopical rules. The constants of the triplet states are calculated, as jumps from these states to the ground state are forbidden in emission and absorption spectra. In the internal partition function these states must be considered, as they can be excited by intermolecular collisions.

The partition function of vibration is not calculated by means of the anharmonic oscillator approximation and summation from 0 to ∞ as usually. The summation goes only up

./.

to a characteristic quantum number marking the highest stable vibration state before the dissociation limit. This quantum number is determined by a graphic method (1) from experimental dissociation energy and lowest vibration levels. In addition this method gives the energies of the higher vibration states up to the limit v_D, which normally are unknown.

The summation of the rotation states G_J is also running up to a characteristic limit, the rotational quantum number J_D. J_D marks the last stable rotational state before the dissociation limit by rotation and depends on the electronic state t and vibration state v. J_D and G_J are also found by a graphic method (1). In table 1 the characteristic quantum numbers v_D and J_D are given.

The molar heat at constant pressure of Cs_2 (Fig. 1) calculated from the so determined partition function has two marked maxima at 600°K and 3400°K. This temperature dependance of molar heat of Cs_2 can be explained by the fact, that the dissociation energy of the ground state(D_o=3630cm^{-1}) is considerably lower as the energy of the lowest lying excited electronic state (E_1 = 8800 cm^{-1}). The dashed

./.

curve in Fig. 1, calculated by Stull for the anharmonic oscillator - non rigid rotator approximation without consideration of the triplet states, gives however a monotonous increase of molar heat with increasing temperature.

The partition function of Cs-atoms Z_2 consists only of a translational contribution and of excited electronic states:

$$Z_2 = \frac{(2\pi m_2 kT)^{3/2}}{h^3} V \left[\sum_{n=6}^{n_g} 2n^2 \cdot \exp\left(-\frac{R_y}{kT}\left\{\frac{1}{1{,}869^2} - \frac{1}{(n-\mu)^2}\right\}\right) + \sum_i g_i \exp\left(-\frac{A_i}{kT}\right)\right]$$

where

m_2 = mass of a Cs-atom

R_y = Rydberg's constant

μ = Rydberg correction

n_g = characteristic principal quantum number

A_i = electronic states of Cs with $n < 6$

g_i = statistical weight of the state A_i

The internal partition function of the Cs-atom consists of all excited states up to the principal quantum number n_g. For this quantum number Bohr's radius of the quantum orbit n_g is equal to the medium distance of a Cs-ion and

an electron. As the ion density shall be determined from the partition functions, n_g must be calculated by an iterative method. At this the Saha-equation is used as the first approximation. The quantum number n_g decreases with increasing temperature and increasing pressure, as ion density increases. With this also the thermodynamic functions are dependent on pressure, as the partition function are summed up to different quantum numbers n_g.

In Fig. 2 the molar heat at constant pressure of Cs at 1 atm is shown. The curve has a maximum at T = 6000°K. Here is C_{po} = 21,4 cal/Mol ·°K and n_g = 11. At 0.01 atm the maximum is at 4600°K with C_{po} = 42,8 cal/Mol ·°K and n_g = 27. Further on calculated values of Stull (2) are shown in Fig. 2. But in the work of Stull only spectroscopally observed electronic states of Cs are considered.

The partition functions of the remaining particles - simply charged ions and electrons - consists only of translational energy in the temperature region investigated here.

Now the unknown equilibrium of dissociation and ionization can be calculated by means of the Gibbs functions of the components from a system of two quadratic equations. From

./.

this the molar fractions of the components of a Cs-plasma are calculated. Finally the thermodynamic functions of the Cs-plasma are determined from the molar fractions and thermodynamic functions of the components.

Molar heats at constant pressure of a Cs-plasma at 0.01 atm and 1 atm are given in Fig. 3. Similarly to the molar heat of the Cs-atoms the maximum of the molar heat of the Cs-plasma is shifted to higher temperatures and becomes smaller, when the pressure increases. At higher temperatures, where the plasma consists mainly of simply charged ions and electrons, the molar heat approaches the classical value $\frac{5}{2}$ R, as at these temperatures no inner states of the Cs-ions are excited. Excitation of electronic states of Cs-ions becomes important above 15000°K, in this region molar heat is again increasing. The small decrease of molar heat at low temperatures is influenced by Cs_2-molecules.

The composition of a Cs-plasma at p = 1 atm is given in Fig. 4. The molar fraction of Cs_2-molecules is at 1000°K nearly 5.3% and decreases rapidly with increasing temperature. The molar fraction of Cs^+-ions starts to become non negligible at 2500°K and approaches 44% at 10000°K, that means nearly complete ionization. At lower pressures ioni-

./.

zation becomes important at lower temperatures. At p = 0.01 atm and small ionization the molar fraction of Cs^+-ions becomes larger by a factor 10 as at 1 atm, a result, which is already given by the simple Saha-equation.

REFERENCES

(1) G. Baumann, Z.f. phys. Chemie N.F. 14 (1958) 113

(2) D. R. Stull, JANAF Thermochemical Tables, 3rd add, Dow Chemical Comp., Midland, Mich. USA

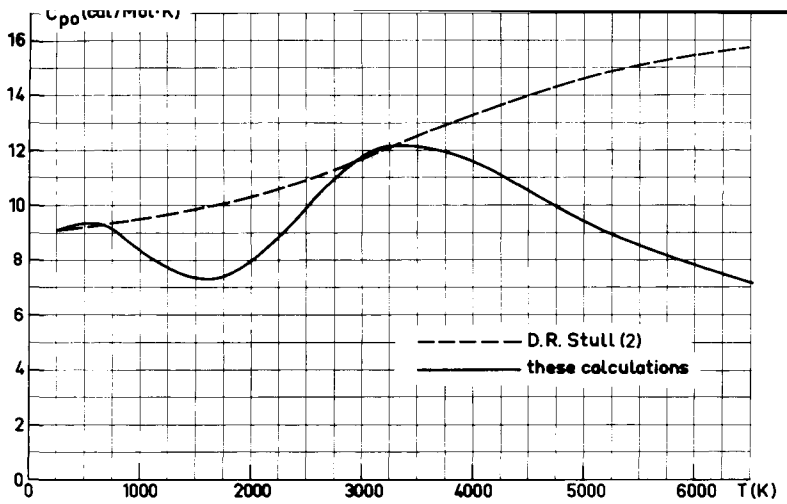


Fig.1 Molar Heat at Constant Pressure of Cs_2- Molecules

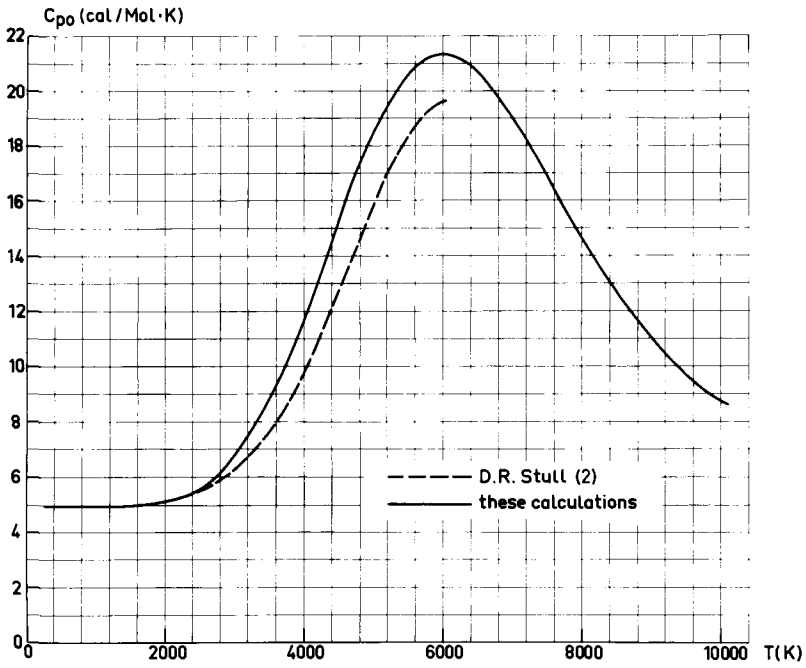


Fig. 2 Molar Heat at Constant Pressure of Cs-Atoms at 1 atm

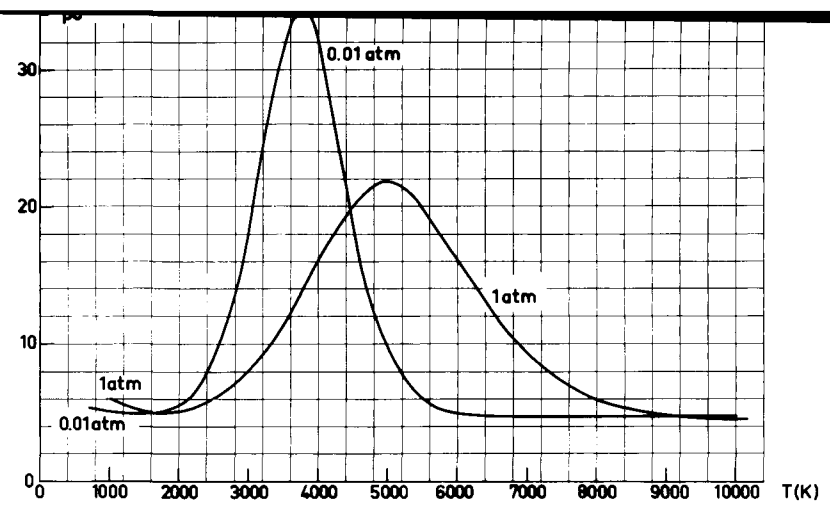


Fig. 3 Equilibrium Molar Heat at Constant Pressure of Cs- Plasma

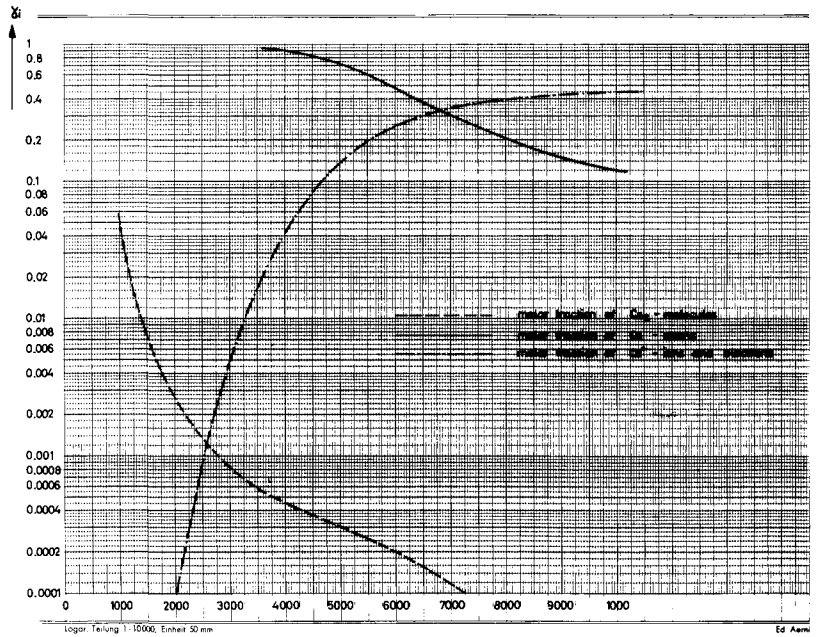


Fig. 4 Molar fraction of components of Cs - plasma at 1 atm ⟶ T(k)

BLANK

Г.А.Дюжев, В.Г.Юрьев.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ.
(обзор)

Термоэмиссионный преобразователь тепловой энергии в электрическую (ТЭП) является весьма своеобразным газоразрядным прибором. о специфика связана с высокой температурой катода, малым межэлектродным расстоянием и присутствием паров цезия, который обладает зким потенциалом ионизации и большой энергией адсорбции на поверхности металлов.

Различают несколько режимов работы ТЭП. Если объемная иониза- я отсутствует, то поверхностная термическая ионизация цезия на тоде является единственным источником ионов для создания плазмы нейтрализации электронного пространственного заряда в межэлектродном зазоре ТЭП. Этот режим работы ТЭП в зависимости от соотношения длины свободного пробега электронов ℓ_e и межэлектродного сстояния d назвают либо кнудсеновским ($\ell_e >> d$), либо ффузионным ($\ell_e << d$). В общепринятой классификации видов зового разряда [1] эти режимы работы ТЭП не имеют аналогов. говой режим работы ТЭП, когда ионы, необходимые для нейтрализа- и пространственного заряда, рождаются в объеме плазмы, можно нести к виду низковольтных дуг с катодом, обеспечивающим необходимую термоэлектронную эмиссию электронов [2]. Однако цезий здесь вносит свою специфику из-за низкого потенциала ионизации.

Дуговой режим ТЭП более правильно называть сверхнизковольтной дугой, поскольку разряд горит при напряжениях значительно мень первого потенциала возбуждения атома цезия (~ I.4 эв).

Методы диагностики плазмы ТЭП разработаны вполне удовлетвор тельно, хотя и не все классические методы диагностики положител газоразрядного столба применимы в условиях преобразователя. Большие концентрации носителей заряда в плазме ТЭП (~ 10^{13} ÷ 10^{1} и высокие требования к пространственному разрешению при определ нии параметров плазмы (0.I ÷ 0.I5 мм) делают малопригодным м роволновый метод диагностики плазмы. Низкий потенциал ионизации и большая плотность уровней в спектре атома цезия накладывают о раничения на применения лазерной диагностики плазмы. Взаимодейс вие лазерного излучения с плазмой может привести к существенным изменениям в механизме ионизации и ошибкам в определении параме ров плазмы. Большие технические трудности стоят на пути примене ния к исследованию плазмы ТЭП корпускулярной диагностики плазмы

Поэтому основными методами диагностики плазмы ТЭП являются зондовая и оптические методики.

§ I. Зондовый метод.

В этом методе диагностики в некоторую точку плазмы вводится зонд, т.е. небольшой металлический электрод. Изменяя с помощью внешнего источника потенциал зонда относительно какого-либо дру гого электрода снимается вольтамперная характеристика зонда. Ср нивая экспериментальную зондовую характеристику с теоретической можно определить такие параметры плазмы, как концентрация n , электростатический потенциал φ , температуру электронов T_e

ункцию распределения электронов по энергиям. Общей формулы для ольтамперной характеристики зонда, учитывающей все геометричес- ие и физические параметры задачи, не существует. Да она и вряд и нужна, поскольку в виду неизбежной сложности такой формулы ряд ли ею удобно было бы пользоваться при обработке эксперимен- альных данных. Однако, в настоящее время имеются простые форму- ы и графики, хотя и справедливые для ограниченной области пара- етров, но удобные для определения характеристик плазмы из экспе- иментальных данных [3,4]. С точки зрения диагностики плазмы ЭП, представляет интерес случай, когда радиус зонда значительно ольше дебаевского радиуса ($a/\lambda_D \gg 1$); при этом отношение радиу- а зонда к длине свободного пробега заряженных частиц a/ℓ может зменяться от Ленгмюровского случая ($a/\ell \ll 1$) до случая плотной лазмы ($a/\ell \gg 1$), когда отношение температуры электронов к тем- ературе ионов меняется от 1 до 3–÷ 5 [5]. При зондовых ис- ледованиях в ТЭП во многих случаях желательно, хотя бы прибли- енно, учесть близость электродов.

На рис.1 схематически изображена зондовая характеристика. Об- абатывая различные участки можно определить интересующие пара- етры плазмы. Концентрацию плазмы находят из электронного j_e^s ли ионного j_i^s тока насыщения. В случае цилиндрического зонда, сли радиус зонда a много больше длины свободного пробега элек- ронов ℓ_e и ионов ℓ_i, концентрация определяется по формуле [6].

$$n = \frac{j_{e,i}^s \left[1 + \frac{3\gamma_{e,i} \ln \frac{R_0}{a}}{1 + T_{i,e}/T_{e,i}} \cdot \frac{a}{\ell_{e,i}}\right]}{\gamma_{e,i}\, q\, \bar{v}_{e,i}} \qquad (1)$$

где $\bar{v}_e$, $\bar{v}_i$, T_e и T_i – тепловые скорости и температур электронов и ионов, $\gamma \sim \frac{1}{4}$, $\gamma_i \sim 0.7$, $R_0 = \frac{2d}{\pi} \sin \frac{\pi x}{d}$ – фактор, учитывающий геометрию плазмы в ТЭП, где x – расстояние зонда от одного из электродов, d – межэлектродное расстояние (при $d \lesssim L$, где L – длина цилиндрического зонда)ж

В случае малых размеров зонда или низких давлений газа для нахождения концентрации используются формулы Ленгмюровского зонда [7,8] .

При средних давлениях, когда $\frac{a}{\ell} \sim 1$, концентрация плазмы находится из ионного тока насыщения с использованием графиков работы [5] , которые экспериментально проверялись в [9] . На рис приведены значения безразмерного ионного тока на зонд в зависимости от $\frac{a}{\ell_i}$. Сплошная кривая – результат расчета [5] , точки результаты измерений зондами различного диаметра. Концентрация электронов определялась независимым спектральным методом по интенсивности рекомбинационного 6Р-континуума.

Потенциал плазмы φ можно найти двумя способами: из потенциала точки зондовой характеристики, где ток на зонд равен $j_e = \frac{j_e^s}{1 + T_i/T_e}$ с учетом небольшого задерживающего барьера $\varphi_\delta = \frac{\kappa T_i}{q} \ln \frac{\ell_e}{\ell_i}$ или из потенциала плавающего зонда V_1 , прибавлением к нему падения напряжения на призондовом слое

$$\varphi = V_1 + \varphi_n , \quad \text{где} \quad \varphi_n = \frac{\kappa T_e}{q} \ln \left\{ \left[1 + \frac{3\gamma_i \ln \frac{R_0}{a}}{1 + \frac{T_e}{T_i}} \cdot \frac{a}{\ell_i} \right] \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} \right\} \qquad (2)$$

ж) Если размеры плазмы велики, так что $d >> L$, то $R_0 = L$.

Температура электронов находится из наклона начального участка
ектронного тока зондовой характеристики, построенного в полу-
гарифмическом масштабе по формуле

$$j_e = \frac{1}{4} q n \bar{v}_e e^{-\frac{q\varphi}{\kappa T_e}} (1 - \tau_\kappa) \qquad (3)$$

е τ_κ учитывает изменение функции распределения быстрых элект-
нов при отборе тока на зонд [10]. Наиболее надежным является
ределение T_e при $q\varphi \gg \kappa T_e$, когда (I – τ_κ) слабо меняется
высотой потенциального барьера. В этом случае уход быстрых элек-
онов на зонд будет быстро восполняться за счет теплопроводнос-
электронного газа и общая температура электронов у зонда будет
кой же, как и в невозмущенной плазме [6].

Если функция распределения не является максвелловской, но сим-
трична в пространстве скоростей, то дважды дифференцируя элект-
нную часть зондовой характеристики можно найти функцию
спределения электронов по энергиям по известной формуле Драй-
стейна [11].

Зондовые исследования плазмы ТЭП проводились в работах [12-17]
сперименталъные трудности применения зондов при малых межэлект-
дных расстояниях, высоких температурах катода и больших давле-
ях паров агрессивного цезия приводят к тому, что не удается по-
чить зондовую характеристику полностью неискаженной. В различ-
х режимах работы ТЭП некоторые участки зондовой характеристики
кажены термоэлектронной эмиссией зонда, в основном связанной
разогревом зонда излучением катода и ионным током из плазмы,

дополнительной генерацией ионов в призондовом слое при отборе тока на зонд, условиями собирания зондового тока в узком зазоре ТЭП. Поэтому не все участки зондовой характеристики могут быть использованы для определения параметров плазмы.

В диффузионном режиме работы ТЭП концентрацию и потенциал плазмы можно определить из электронной ветви зондовой характеристики, которая имеет хорошо выраженный участок насыщения электронного тока. Ионная часть характеристики искажена термоэлектронной эмиссией зонда. Температуру электронов в диффузионном режиме йти довольно трудно, поскольку начальный участок электронного тока искажен термоэлектронной эмиссией зонда, а при $j_e >> j_i$ полулогарифмическая зондовая характеристика не остается прямолинейной.

В дуговом режиме электронная ветвь зондовой характеристики практически всегда искажена. При высоких ρ_{es} электронный ток на зонд не имеет насыщения вследствии начала интенсивной генерации в призондовом слое при приближении потенциала зонда к потенциалу плазмы. При низких давлениях цезия наблюдается насыщение электронного тока, однако в этом случае электронная часть зондовой характеристики существенным образом искажена близостью электродов, что не позволяет использовать ее для определения параметров плазмы [18]. Обработку зондовых характеристик дугового режима необходимо проводить, используя ионную ветвь характеристики и формулы (I) ÷ (3). Поскольку обычно в дуговом режиме концентрации достаточно высоки ($n > 10^{12}$ см$^{-3}$), то термоэлектронная эмиссия, вызванная разогревом зонда излучением с катода, значительно меньше ионного тока. Однако при высоких концентрациях плазмы начинает играть существенную роль интенсивный разогрев зонда, ионным током.

ранить такой разогрев можно применяя импульсную методику [19].
чные методы разогрева, когда модулируется зондовый ток, в дан-
случае не применимы, поскольку зонд разогревается не только
ктронным, но и ионным током. Поэтому необходимо модулировать
зондовый ток, а ток через прибор. С этой целью на анод прибо-
подаются прямоугольные импульсы, длительностью τ и перио-
повторения T . Значения T выбираются из условия, чтобы за
мя действия импульса, когда в зазоре ТЭП зажигается разряд и
ный ток не зонд резко возрастает, зонд не успевал бы разогре-
ься. При этом длительность импульса τ должна быть много боль-
времени релаксационных процессов в плазме, чтобы режим можно
ю считать стационарным. Применение импульсной методики позво-
т значительно повысить верхний предел концентрации, измеряе-
зондами, ($\sim 10^{15}$ см$^{-3}$).

Справедливость описанных методов обработки зондовых характе-
тик в ТЭП была всесторонне подтверждена в работах [15,16,19].
верка зондовой методики проводилась в термодинамически равно-
ной плазме, получаемой в отсутствии тока между двумя плоски-
электродами, нагретыми до одинаковой температуры, а также в
фузионных режимах работы ТЭП при высоких температурах катода,
да обе ветви характеристики удается получить неискаженными и
но было сопоставить параметры плазмы, найденных как из элект-
ной, так и ионной ветви зондовой характеристики.

§ 2. Оптические методики

Оптические методы исследования плазмы имеют преимущество
ед зондовыми, т.к. являются методами бесконтактными, т.е.

позволяют определять параметры плазмы без нарушения и искажения происходящих в ней процессов. В основе оптических методик лежит регистрация спектров излучения и поглощения. Для исследования плазмы ТЭП наибольшее распространение получило изучение спектров испускания. Исследуя спектральную интенсивность излучения плазмы можно определить температуру электронов, ионов и атомов, заселенность уровней, концентрацию носителей тока и т.д. К основным излучательным характеристикам плазмы относится интенсивность, ширина и контур спектральной линии, связанные с излучением возбужденных атомов, а также интенсивность сплошного (непрерывного) спектра, связанного с излучением свободных электронов.

Спектральные методы диагностики плазмы ТЭП использовались во многих работах [20-28] . Измерение спектров излучения дугового разряда ТЭП не представляет принципиальных затруднений, хотя и имеет ряд особенностей. Световой поток из зазора выводится через специальное окно из полированного лейкосапфира, поскольку этот материал практически не реагирует с парами цезия и обладает достаточно широкой спектральной полосой пропускания. При диагностике плазмы ТЭП наибольший интерес представляет послойное определение параметров плазмы. Разрешающая толщина слоя плазмы зависит от протяженности источника излучения и минимальной величины диафрагмы, при которой отсутствует дифракция. В реальных условиях удается разрешить слои 0.1. Существуют две основных схемы регистрации спектров: фотографическая и фотоэлектрическая. Для диагностики плазмы ТЭП наибольшее распространение получила более чувствительная фотоэлектрическая методика.

Обычно спектральная диагностика плазмы ТЭП проводится на макетах с плоскопараллельной геометрией электродов. В этом случае источник излучения, хотя и обладает цилиндрической симметрией, но является пространственно неоднородным, и регистрируемое излучение является интегральным, что не позволяет судить о локальных свойствах плазмы в том или ином слое. Однако, проведя радиальное сканирование зазора и решая численно уравнение Абеля [3], можно получить и локальные характеристики плазмы. Эксперименты, проведенные в [29] показали, что в развитом разряде радиальная неоднородность плазмы невелика и пересчет спектральных интенсивностей по Абелю не нужен.

Определение концентрации электронов и ионов.

Наиболее распространенными методами определения концентрации заряженных частиц в плазме являются методы определения n по уширению спектральных линий, по абсолютной интенсивности рекомбинационного континуума, по интенсивности запрещенных переходов. Для ТЭП наибольшее распространение получили первых два метода.

При исследовании плотной разрядной плазмы ТЭП механизмом уширения большинства линий является квадратичный эффект Штарка. Допплеровское уширение выражено значительно слабее и обычно им можно ~~xxxxx~~ пренебречь.

Расчет суммарного уширения линий в результате столкновений с электронами и ионами для различных переходов в парах цезия при квадратичном эффекте Штарка сделан в [30,31]. Там же вычис-

лены соответствующие константы взаимодействия . Экспериментальная проверка этих расчетов была проведена в [32], где показано, что измеренные и расчетные полуширины совпадают в пределах 20% точности.

Концентрацию плазмы можно найти, измерив экспериментально полуширину линии $\Delta\lambda_{1/2}$ по формуле

$$n = C \cdot \Delta\lambda_{1/2} \qquad (4)$$

Однако измеренные значения полуширины линии будут давать правильное значение концентрации, если выбранная линия мало реадсорбирована. В условиях ТЭП в большом диапазоне температур, давлений и концентраций плазмы самопоглощение практически отсутствует в линиях фундаментальной серии цезия, начиная с переходов $6F\text{-}5D$ ж).

На рис.3 для примера приведены результаты измерений концентраций в дуговом режиме ТЭП по уширению 4 линий FD переходов.

Более простым является способ определения концентрации из абсолютной интенсивности сплошного спектра (континуума). Интенсивность в непрерывном спектре рекомбинации, если функция распределения свободных электронов является максвелловской, представляется выражением

$$I = A n^2 T_e^{-3/2} (h\nu - h\nu_0)\sigma(h\nu - h\nu_0) \exp\left(-\frac{h(\nu-\nu_0)}{kT_e}\right)\nu d\nu \qquad (5)$$

ж) Значительную реадсорбцию показывают длинноволновые линии диффузной серии вплоть до $10D - 6P$ – переходов.

де ν – частота излучения, $h\nu_0$ – энергия ионизации с нного уровня, n – концентрация плазмы, σ – сечение реком- инации, T_e – температура свободных электронов, $h(\nu-\nu_0)$ – нергия электронов, – постоянная.

Сечение рекомбинации для цезиевой плазмы было определено экс- ериментально в работах [34]. Полученные значения, как видно из аблицы I, хорошо согласуются с результатами соответствующих асчетов [33].

Таблица I.

Сечение рекомбинации для цезиевого 6 континуума.

E(эв) / сечение	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
$\sigma \cdot 10^{21}$ (см^2) расчет в квази- лассическом риближении [33]	5,67	3.6	2.63	2.03	I.67
ксперимент [34]	5,25	3,26	2,63	2,I	I.75

Для диагностики плазмы ТЭП наиболее удобен континуум, при- ыкающий к уровню $6P$ ($\lambda = 5040$ Å). Этот континуум обладает

достаточно большой светимостью, не имеет заметного самопоглощения и в тоже время на него не накладываются какие-либо интенсивные линии, крылья которых могут завышать истинную интенсивность континуума. На $6P$-континуум накладываются континуумы от других линий, особенно $5D$-континуум, вклад которого составляет около 30%. Поэтому при определении истинной интенсивности излучения $6P$ континуума необходимо учитывать наложение $5D$ континуума. На рис.4 приведены результаты измерения сплошного спектра цезия в области $5D$ и $6P$ континуумов.

Для диагностики плазмы успешно можно использовать и -кон тинуум. Для определения абсолютной интенсивности излучения конти нуума проводится соответствующая тарировка системы регистрации излучения.

Определение температуры электронов.

Для определения температуры свободных электронов в плазме, можно использовать формулу (5). При этом необходимо учитывать, что от частоты зависит не только показатель экспоненты, но и предъэкспоненциальный множитель $\sigma(h\nu - h\nu_0)\cdot h(\nu-\nu_0)$. Однако, как видно из таблицы I величина $\sigma(h\nu - h\nu_0)\cdot h(\nu-\nu_0)$ практически постоянна в диапазоне длин волн, охватывающем излучение $6P$. и $5D$ континуумов. Поэтому температуру T_e можно определит непосредственно из наклона прямой

$$\ln \frac{I}{\nu} = f(h\nu - h\nu_0) \qquad (6)$$

Для расширения диапазона исследуемых энергий в область более оротких длин волн целесообразно использовать оптическую систему з кварца.

О состоянии связанных электронов в возбужденном атоме можно удить, измеряя абсолютную интенсивность линий излучения. Зная илу осциллятора и абсолютную интенсивность линии, можно найти бщее число атомов в данном возбужденном состоянии.

Если абсолютные измерения интенсивностей затруднительны, то жно определить относительную заселенность двух уровней ℓ и m равнивая относительные интенсивности переходов с этих уровней а общий нижний уровень k .

Построив зависимость

$$\ln \frac{I_{ik}}{I_{mk}} - \ln \frac{A_{ik} g_i \lambda_{mk}}{A_{mk} g_m \lambda_{ik}} = f\left(\frac{E_m - E_i}{k T_e}\right) \qquad (7)$$

ля большого числа линий, можно судить о характере распределения лектронов по возбужденным уровням. Если указанная зависимость рямолинейна, то из ее наклона можно определить температуру воз- уждения T_e .

При наличии в плазме локального термодинамического равновесия емпература возбуждения для любого уровня k совпадают с темпе- атурой электронов T_e . При отсутствии равновесия наблюдается арактерный "крест" температур: в области генерации верхние уров- и оголяются и $T_e < T_e$, в области рекомбинации наоборот ерхние уровни перенаселены и $T_e > T_e$. На рис.5 и 6 приведе-

ны два дуговых режима ТЭП при наличии и отсутствии локального термодинамического равновесия. Здесь T_e измерялась по интенсивности рекомбинационного $6P$ -континуума, а T_e по относительным интенсивностям FD переходов.

Определение концентрации атомов.

Концентрация нейтральных атомов цезия обычно вычисляется из давления паров над жидкой фазой, которое в свою очередь задается температурой цезиевого резервуара. Однако, в ряде случаев, необходимо непосредственное определение концентрации атомов. Сюда относятся режимы при больших плотностях тока, когда степень ионизации плазмы высока и рост электронного давления приводит к уменьшению концентрации нейтрального цезия в зазоре, а также режимы ТЭП с длинными цилиндрическими электродами при прохождении больших токов, когда пондеромоторные силы, возникшие вследствии магнитного поля тока, приводят к большим перепадам давления по длине электрода.

Существуют два основных оптических метода определения концентрации нейтральных атомов: метод полного поглощения и метод измерения аномальной дисперсии пара вблизи линии поглощения (метод крюков Рождественского).

Один из этих методов (метод крюков) с успехом был применен в работе [35] , где определялась концентрация нейтрального цезия в зазоре в дуговом режиме работы ТЭП.

§ 3. Сопоставление зондовых и оптических методик.

В дуговом режиме ТЭП для определения параметров плазмы можно пользоваться как зондовой, так и оптической методикой. Обе эти методики взаимно дополняют друг друга. При спектральной диагностике плазмы в исследуемой объем не вносится никаких искажений. Однако, определяемые характеристики плазмы являются не локальными, а усредненными по объему слоя плазмы, вырезаемого щелью спектрографа. Важным преимуществом зондовой методики является ее локальность, однако, как отмечалось зонд вносит существенные искажения в исследуемый объем плазмы. Поэтому одновременное использование независимых методик повышает надежность полученных результатов.

Сравнение зондовых и спектральных методов определения параметров плазмы в условиях дугового режима ТЭП было проведено в работе [36], где основное внимание уделялось измерению температуры свободных электронов и концентрации заряженных частиц.

На рис.7 представлен один из исследованных режимов. На рис.7а приведена вольтамперная характеристика преобразователя и цифрами показаны рабочие точки, в которых производились измерения. На рис.7б показано распределение концентрации, полученное тремя методами. Буквы К, Л и З соответственно относятся к измерениям по рекомбинационному $6P$ -континууму, уширению спектральных линий $F\cdot D$ переходов и зондовым методом, тогда как цифры I и 2 относятся к указанным рабочим точкам на вольтамперной характеристике. На рис.7в приведено распределение по зазору температуры свободных электронов.

Из приведенных данных видно, что параметры плазмы, определенные зондовым и спектральными методами находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. Расхождения в абсолютных значениях концентрации, измеренных зондовой и спектральной методиками не превышает I,4, что лежит в пределах точности эксперимента и теории. Температура электронов, ~~измеренная~~ определенная по относительной интенсивности континуума, вблизи катода практически совпадает с зондовыми измерениями, а в прианодной области оказывается на 300÷ 400° ниже температуры, измеренной зондами. Кривые полученные спектральным методом, по-видимому, более правильно отражают ход температуры по зазору. Однако, возможно, что абсолютные значения T_e , определенные из континуума, оказываются несколько заниженными из-за некоторого расплывания плазмы за пределы столба, ограниченного электродами. По этой же причине концентрация, полученная из абсолютной интенсивности континуума, оказывается большей, чем при других методах измерения.

Расчет электронного тока

Знание распределения по зазору концентрации, потенциала и температуры электронов позволяет вычислить отдельные составляющие электронного тока: диффузионную $j_{e\,диф.} = -qD_e\frac{dn}{dx}$, полевую $j_{e\,пол} = -q\mu_e n\frac{d\varphi}{dx}$ и термодиффузионную $j_{e\,терм.} = -q(\gamma_e+\frac{1}{2})\frac{\mu_e n}{T_e}\frac{dT_e}{dx}$. Поскольку ионный ток в плазме обычно много меньше электронного, то сумма отдельных составляющих электронного тока должна быть постоянной для различных сечений плазмы и равняться экспериментальному значению тока через прибор.

Как правило, в дуговых режимах ТЭП расчетные значения электронного тока хорошо совпадают с экспериментальными. Разброс экспери-

ентальных точек лежит в пределах 20÷ 100% и максимален вблизи лектродов, где погрешности в определении параметров плазмы езко возрастают. Расчет величины электронного тока дает хорошие езультаты только в достаточно развитой дуге. При измерениях близи точки гашения разряда совпадение расчетных и эксперимен-альных значений j_e резко ухудшается, что связано с большими еоднородностями в радиальном распределении параметров плазмы близи точки гашения.

На рис.8а приведен пример расчета отдельных составляющих лектронного тока для одного из исследованных режимов.

Расчет ионного тока и функции генерации.

Непосредственное экспериментальное измерение распределения онного тока в плазме практически невозможно, однако в плоско-араллельной геометрии ТЭП ионный ток может быть легко вычислен о определенным градиентам n и φ . Если пренебречь силой лектрон-ионного трения и термодиффузионным током, которые обыч-о малы, то ионный ток определяется формулой

$$j_i = qD_i \frac{dn}{dx} - q u_i n \frac{d\varphi}{dx} \qquad (8)$$

Исключив из (8) $\frac{d\varphi}{dx}$, ионный ток можно вычислить и из начений концентрации, измеренных спектральным методом

$$j_i = qD_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \frac{dn}{dx} + j_e \frac{u_i}{u_e} \qquad (9)$$

На рис.8б приведено значение ионного тока, полученное из зондовых и спектральных измерений.

Следует отметить, что кривая распределения ионного тока по зазору является более плавной, чем распределение концентрации и потенциала, особенно, в анодной области, где ионный ток практически **xxxxxxxxx** постоянен. Поэтому экспераполировать j_i на электроды легче, чем n и φ .

Используя экспериментальные значения ионного тока, концентрации и температуры электронов можно для любой точки плазмы вычислить скорость ионизации – рекомбинации.

$$\Gamma(x) = -\frac{1}{q}\frac{dj_i}{dx} = \frac{n}{\tau_i}\left(1 - \frac{n^2}{n^2(T_e)}\right) \qquad (10)$$

где $\tau_i = \left[\bar{v}_e \sigma_0(T_e) N_a\right]^{-1}$ – эффективное время ионизации, – сечение ступенчатой ионизации, – термодинамически равновесное значение концентрации.

Обычно для вычисления времени ионизации и связанного с ним сечения используются прикатодные части плазмы, где ионизация заведомо преобладает над рекомбинацией и рекомбинационным членом $\frac{n^2}{n^2(}$ можно пренебречь [37,17] . Это связано с тем, что небольшая неточность определения T_e приводит к большим ошибкам в определении рекомбинационного члена.

§ 4. Другие методы **xxx** диагностики плазмы ТЭП.

Зондовая и спектральные диагностики плазмы позволяют исследовать большинство режимов работы ТЭП. Зондовой методикой были

сследованы диффузионный режим, [I5], дуговой режим при высоких авлениях цезия [I4–I7], режим кнудсеновской дуги при низких авлениях цезия [I8]. Оптическими методами исследовались дуго- ые режимы как при высоких [20-28], так и при низких давлениях езия [I8]. Однако указанные методы диагностики охватывают не се режимы работы ТЭП. Таким режимом является кнудсеновский ре- им с поверхностной ионизацией атомов цезия на катоде. В этом ежиме спектральные методы оказываются неприменимыми, т.к. энер- ия, приобретаемая электронами на приэлектродных скачках потенци- ла, оказывается недостаточной для возбуждения атомов. Применение ондовой методики затруднено отсутствием теории работы зонда в тих ~~xxxx~~ условиях.

Для исследования кнудсеновского режима в работе 38 исполь- овалась разновидность корпускулярной диагностики плазмы – метод лектронного пучка.

учок электронов, проходя межэлектродный зазор параллельно плос- остям электродов, отклоняется из-за наличия в плазме электричес- их полей. По величине этого отклонения можно судить о величине лектрического поля. Перемещая электронный луч по зазору под екоторым углом к плоскостям электродов, можно на флюоресцирующем кране получить картину распределения потенциала в зазоре. менно таким образом были получены распределения потенциала в нудсеновском режиме в работе [38].

В работе [39] для анализа плазмы кнудсеновского режима ис- ользуется поперечное магнитное поле. Проведенный теоретический нализ позволяет из зависимости вольтамперных характеристик от еличины приложенного магнитного поля определять такие параметры

плазмы, как степень компенсации электронного пространственного заряда, наличие или отсутствие виртуального катода в недокомпенсированном режиме, ширину анодной приэлектродной области.

В работе [40] было показано, что целый ряд заключений о свойствах плазмы кнудсеновского режима удается сделать на основе анализа электромагнитного излучения плазмы.

При исследовании кнудсеновской дуги может быть использовано то обстоятельство, что при возбуждении атомов направленным пучком электронов излучение поляризовано. Измеряя степень деполяризации излучения можно судить о механизме релаксации катодного пучка. Такая методика успешно развивается в [41] .

Некоторая модификация оптической и зондовой методики используется для изучения нестационарных процессов в ТЭП. В этом случае на плазму подаются короткие импульсы напряжения, длительностью ~ I ÷ I00 мсек. Стробируемый интегратор вырезает из этого импульса строб, длительностью от 20 до 200 мсек.

Перемещая строб по импульсу можно записывать временные характеристики различных величин (тока, напряжения, ионного тока на зонд, интенсивности излучения и т.д.). В сочетании с оптической или зондовой методикой импульсный метод позволяет судить о характере кинетических процессов, происходящих в плазме. В работе [4 таким образом было непосредственно измерено время ионизации в условиях дугового режима ТЭП. Импульсный метод в сочетании с оптической методикой с успехом применялся в [43,44] для исследования процессов, происходящих при поджиге и гашении разряда.

§ 5. Диагностика поверхности в ТЭП.

В настоящее время существует большое количество различных тодов диагностики поверхности металлов. Однако все эти методы пригодны для изучения катода, работающего в контакте с плотной зиевой плазмой ТЭП. Разработанных методов диагностики поверхсти при наличии плазмы в настоящее время не существует. Однако, учение распределений параметров плазмы в различных режимах рабы ТЭП позволяет сделать некоторые заключения о свойствах электрода. Хотя эти заключения и носят полуколичественный характер, ряде случаев они оказываются весьма полезными.

Определение работы выхода катода.

Одной из важнейших характеристик катода в ТЭП является его иссионная способность и связанная с ней работа выхода. Обычно иссионную способность катодов в парах щелочных металлов определят по методу полного тока при очень низких давлениях цезия, а тем эти данные экстраполируют в область высоких давлений, итая теплоту адсорбции неизменной. Такую экстраполяцию ид ли можно признать корректной, поскольку имеется несколько ректов, изменяющих работу выхода при контакте катода с плазмой.), прежде всего, снижение работы выхода за счет электрического тя у катода (аномальный и нормальный эффекты Шоттки) и изменее степени покрытия катода при больших плотностях тока, когда азма сильноионизована и покрытие катода цезием в значительной ре определяется ионным током из плазмы.

Оценить работу выхода катода при высоких давлениях цезия можно, если

экстраполировать на нулевой зазор зазорную зависимость тока насыщения вольтамперной характеристики. Такая оценка будет правильной при высоких температурах катода, когда работа выхода больше химпотенциала плазмы. При умеренных температурах оценить работу выхода катода можно по точке излома дуговой вольтамперной характеристики [45].

Однако более точные значения $\gamma_к$ можно получить используя значения n, φ и T_e, полученные зондовой или спектральной методикой. Полный ток эмиссии с катода определяется формулой

$$j_{es} = AT^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_к}{kT_к}\right) = j + \frac{1}{4} q n_к \bar{v}_{eк} \exp\left(-\frac{q\varphi_к}{kT_{eк}}\right) \qquad (II)$$

где j – ток через преобразователь, $\varphi_к$ – величина катодного барьера. Значения параметров плазмы у катода $n_к$, $\varphi_к$ и $T_{eк}$ можно взять в точке, отстоящей от катода на расстояние ~ 0.1–0.1 где зондовые и спектральные измерения надежны. Выбор этой точки мало сказывается на величине обратного тока, поскольку в прикатодной области $n \exp\left(-\frac{q\varphi_к}{kT_e}\right)$ практически постоянна, особенно при $q\varphi_к \gg kT_e$.

Знание параметров плазмы в прикатодной области позволяет определить напряженность электрического поля на катоде по формуле

$$E_к^2 = 8\pi \left(j_{iк} \sqrt{\frac{2m\varphi_к}{q}} - n_к kT_{eк} \right), \qquad n_к = \frac{j_{iк}}{\gamma_i \bar{v}_i} \qquad (I2)$$

е j_{ik} – значение ионного тока, полученное при экстраполяции спределения ионного тока на катод. Меняя рабочую точку вольт- амперной характеристики, можно получить набор значений j_{es} и E_k, а экстраполируя зависимость $j_{es} = f(E_k)$ к нуле- му полю, можно определить работу выхода катода при нулевом ле.

Определение степени пятнистости катода.

Если катод однороден по работе выхода, что имеет место при адсорбции цезия на хорошо ориентированных гранях бездефектно- монокристалла, а также в тех случаях, когда степень покрытия тода цезием $\gtrsim$ I, то зависимость тока эмиссии от напряженнос- электрического поля определяется нормальным эффектом Шоттки

$$j_{es} = j_{es}^{(0)} \exp\left(\beta \frac{q\sqrt{qE}}{kT_k}\right) \qquad (13)$$

де $j_{es}^{(0)}$ -ток эмиссии при нулевом поле, β = I. На поликристал- ических катодах наблюдается аномальный эффект Шоттки и $\beta = \beta(E)$. тепень аномальности изменяется по характеристике, т.к. ростом ля доля пятен, у которых имеется задерживающий барьер, умень- ается, при этом β падает, стремясь при больших значениях напря- нности поля к значению β = I.

На рис. приведены зависимости $j_{es} = f(E_k)$ для некоторых говых режимов. Здесь же приведены значения β, полученные этих зависимостей. Для построения указанных графиков исполь-

зовались результаты зондовых измерений [19] . Анализируя такого рода зависимости можно сделать заключение о величине β и степени пятнистости катода.

В работе [46] предложен метод определения коэффициента аномальности из вида разрядных вольтамперных характеристик. Сравнивая наклон экспериментальной вольтамперной характеристики с теоретической характеристикой, расчитанной при различных значениях β, можно оценить величину β .

Виртуальный катод.

При средних степенях покрытия величина коэффициента аномальности $\beta \gg 1$ и имеет смысл говорить о виртуальном катоде, т.е. об ограничении тока эмиссии электронным пространственным зарядом на всей поверхности катода. О возможном существовании виртуального катода в дуговом режиме ТЭП можно сделать заключения, анализируя вид вольтамперной характеристики [47] . Сведения о виртуальном катоде могут дать и зондовые и спектральные методы диагностики плазмы.

При уменьшении тока на вольтамперной характеристике виртуальный катод может появиться только тогда, когда у катода электронный пространственный заряд начнет превышать ионный, т.е. параметр $C = \frac{j_{ik}}{j_{ek}} \sqrt{\frac{M}{m}}$ станет ~~больше~~ меньше единицы. Значения j_{es} и j_{is} могут быть легко получены из результатов зондовых или спектральных измерений.

На рис.10 приведены значения C для двух дуговых вольтамперных характеристик. На кривой I виртуальный катод не образуется вплоть до точки гашения, в то время как на кривой 2 возможно образование виртуального катода при $j \lesssim 8$ а/см^2

Виртуальный анод.

В последнее время большой интерес вызывают прианодные явления дуговом режиме ТЭП. В ряде работ [47,48] высказывались предложения о наличии у анода двойного электрического слоя (виртуьный анод). Зондовая диагностика плазмы позволяет сделать некоые заключения и в этом вопросе.

В анодной части зазора ионный ток слабо меняется, поэтому экраполяция его на поверхность анода является достаточно надежй. Зная ионный ток на анод j_{ia}, можно определить высоту одного потенциального барьера по формуле

$$\varphi_a = \frac{kT_{ea}}{q} \ln \frac{\delta_e}{\delta_i} \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} \frac{j_{ia}}{j} \qquad (I4)$$

личину φ_a можно определить и экстраполируя распределение тенциала на поверхность анода

$$\varphi_a = \chi_a - V_н - V_a \qquad (I5)$$

де $V_н$ -напряжение горения дуги, V_a – потенциал плазмы, страполированный на поверхность анода, χ_a – работа выхода ода, определенная каким-либо независимым методом, например обратному току. Совпадение величины φ_a, вычисленных по (I4) (I5) говорит об отсутствии виртуального анода.

В таблице 2, в качестве примера, приведены некоторые из следованных режимов.

Таблица П.

Величина прианодного потенциального барьера.

$P_{Cs} = 1$ торр, $T_a \sim 700 \div 800^0$К

$T_к$ °К	955	II40	I330	I530	I750	I830
j а/см²	0.7	4.2	2.0	0.8	I.3	0.9
φ_a(эв) из (I4)	0.4	0.I	0.4	0.4	0.3	0.4
φ_a(эв) из (I5)	0.3	0.2	0.4	0.4	0.4	0.3

§6. Заключение.

Развитые методы диагностики применительно к ТЭП позволили достаточно детально рассмотреть характер физических процессов в межэлектродном промежутке. Общая картина распределения параметров и плазмы, токопрохождения, объемной генерации, релаксации катодного пучка и .тд. практически выяснены. Менее подробно исследована динамика ступенчатой генерации по уровням, характер и область преимущественной рекомбинации, роль молекулярных ионов; и ряд других явлений, связанных с взаимодействием электронной, ионной и атомной подсистемами. Ограниченность таких исследований связана не с отсутствием диагностики, а скорее с недостаточной любознательностью.

ложнее обстоит дело с явлениями на электродах и непосредственно
приэлектродных слоях. Хотя интерес к этим вопросам не ослабева-
т, удовлетворительных методов для изучения микроскопических про-
ессов в этих областях ТЭП пока нет. Целый ряд косвенных иссле-
ований, как говорилось выше, позволяют получить некоторую инте-
есную информацию, однако трудно ожидать, что без развития каких-
о новых методик она окажется достаточной для понимания явлений
пограничных слоях, по крайней мере, на том же уровне, как мы
онимаем, или можем понять их в объеме плазмы ТЭП.

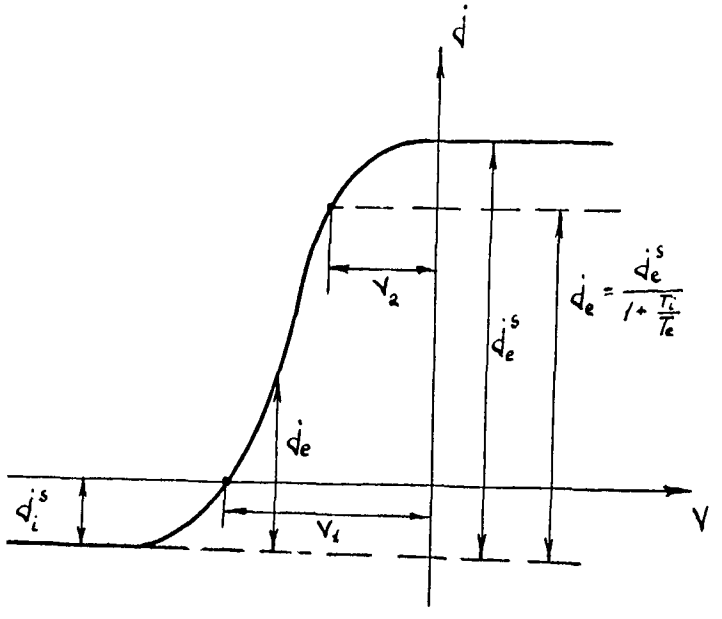


Рис.I

Вольтамперная характеристика зонда.

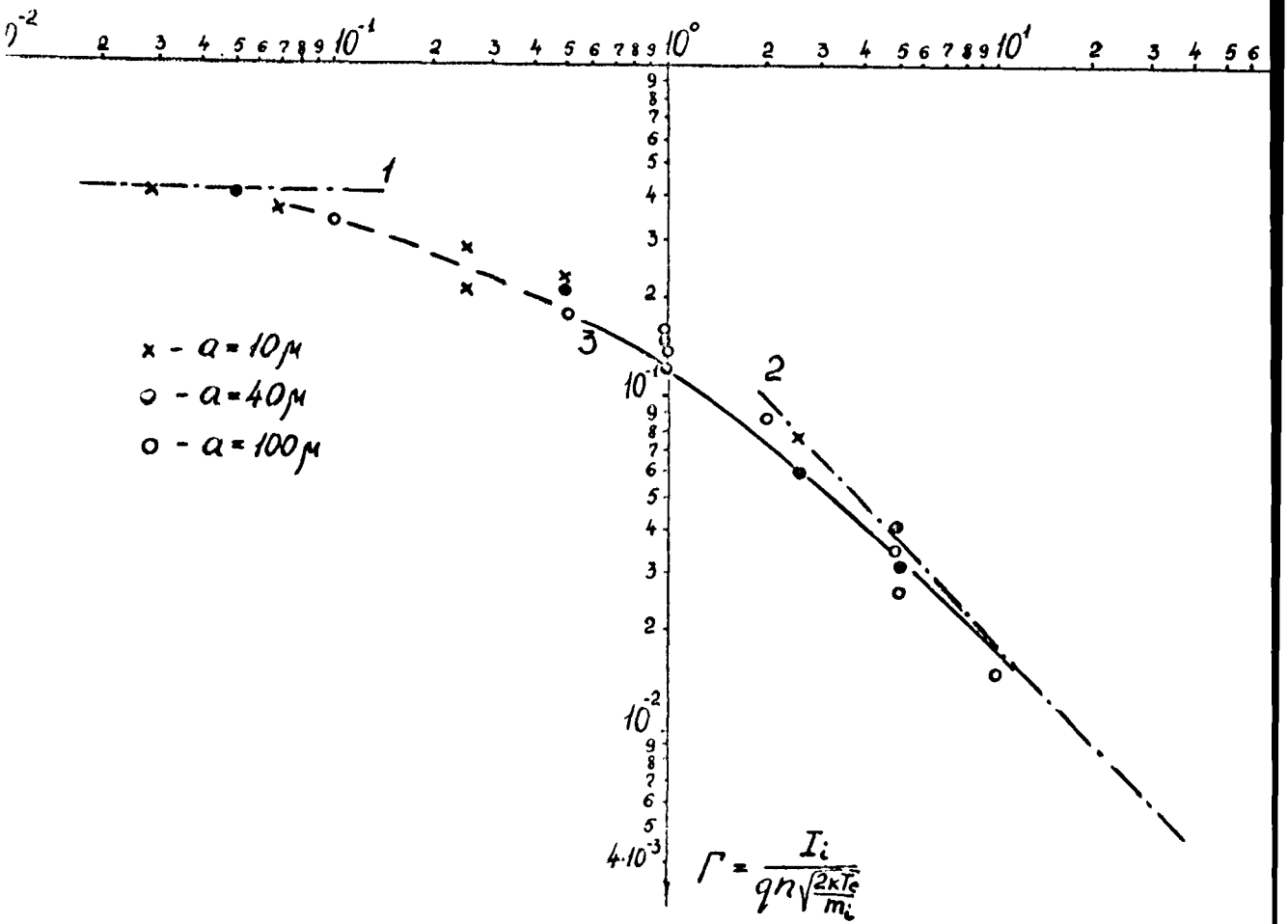


Рис.2

Зависимость величины безразмерного ионного тока на цилиндрическ зонд Γ от отношения радиуса зонда к длине свободного пробега. Кривые I и 2 – предельные случаи Ленгмюровского / 4 / и диффузионно / 6 / зондов. Кривая 3 – результат расчета / 5 / при $\frac{T_e}{T_i} = 4$. Точки экспериментальные данные / 9 /.

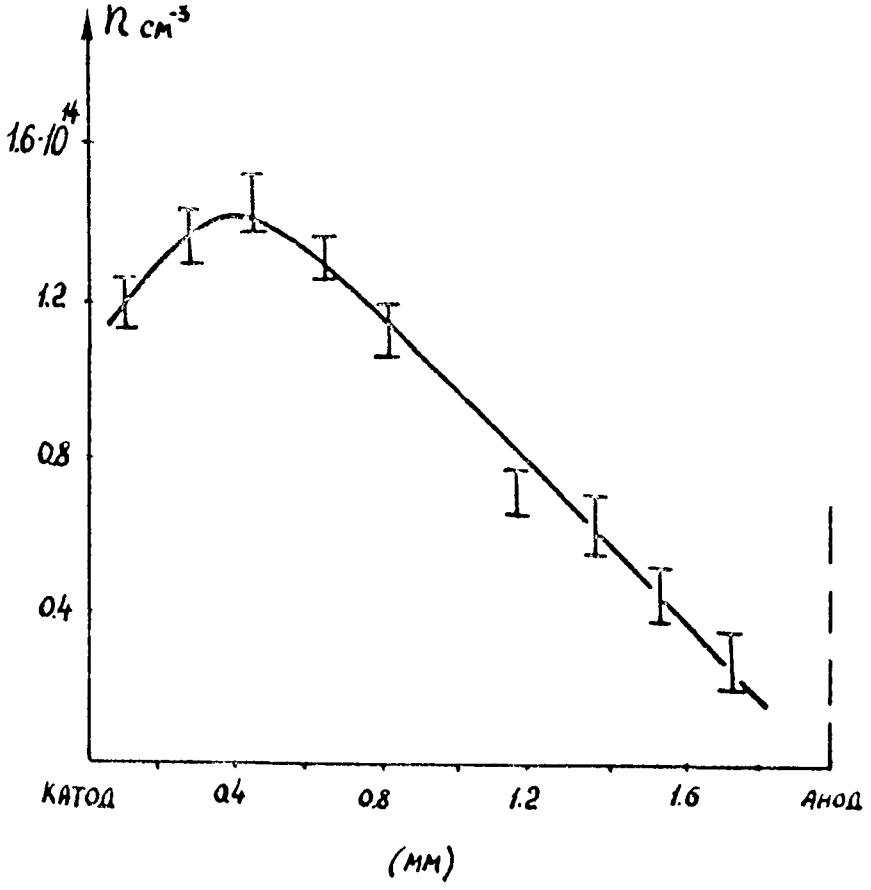


Рис. 3

Распределение концентрации электронов по зазору, полученное из измерения уширения линий фундаментальной серии 7229, 7281, 6825 и 8711 Å.

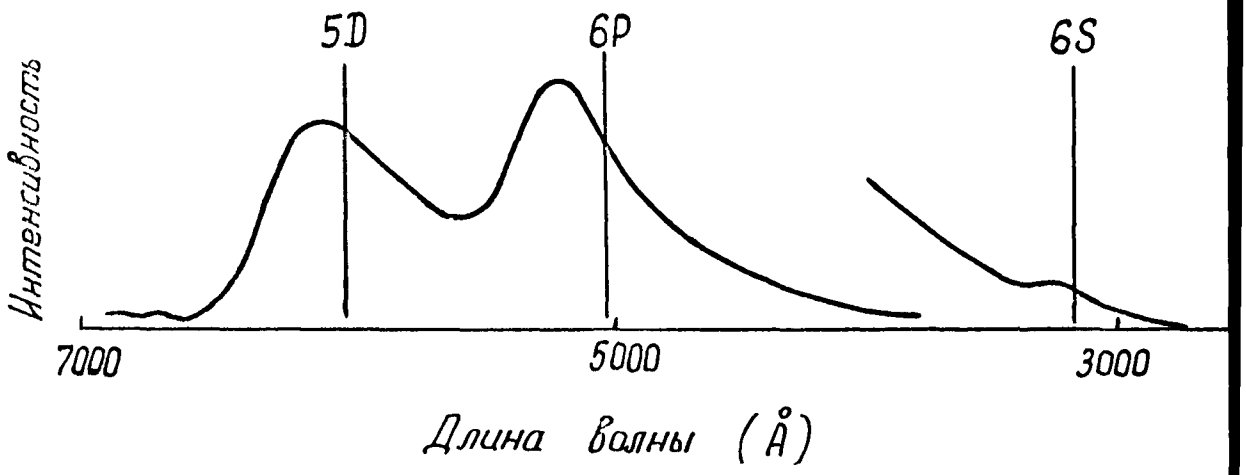


Рис.4

Рекомбинационные континуумы атома цезия.

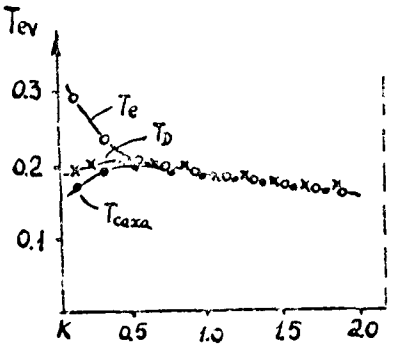


Рис.5

Распределение температур, измеренных различными методами, в за ТЭП. P_{Cs} = 0,7 торр, $T_к = T_а$ = 1160°К, d = 2,15 мм, I = 20 а.

T_e – температура электронов по относительной интенсивности рекомбинационного континуума.

T_D – температура по обращению линий диффузной серии.

$T_{саха}$ – температура, вычисленная по уравнению Саха с экспери тальными значениями концентрации.

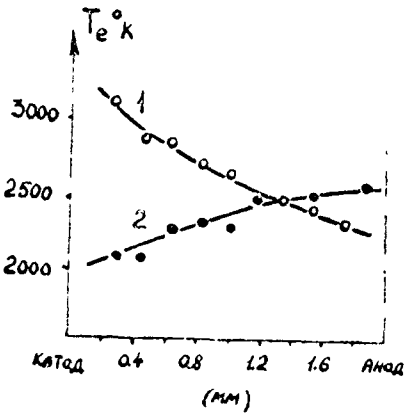


Рис.6

Распределение электронной температуры в зазоре ТЭП, полученное рекомбинационного континуума (I) и распределение температуры относительным интенсивностям FD переходов (2).

P_{cs} = I,0 торр, T_k = I420°К, j = 0,9 а/см^2.

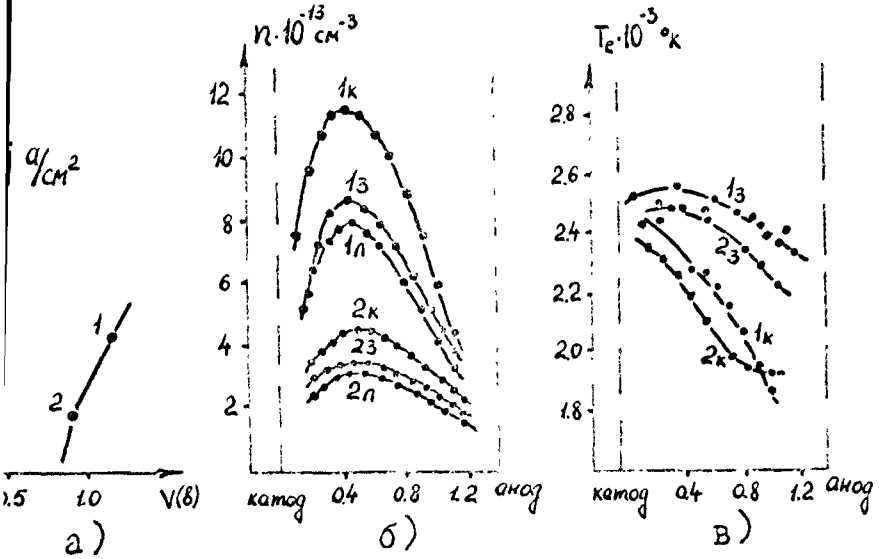
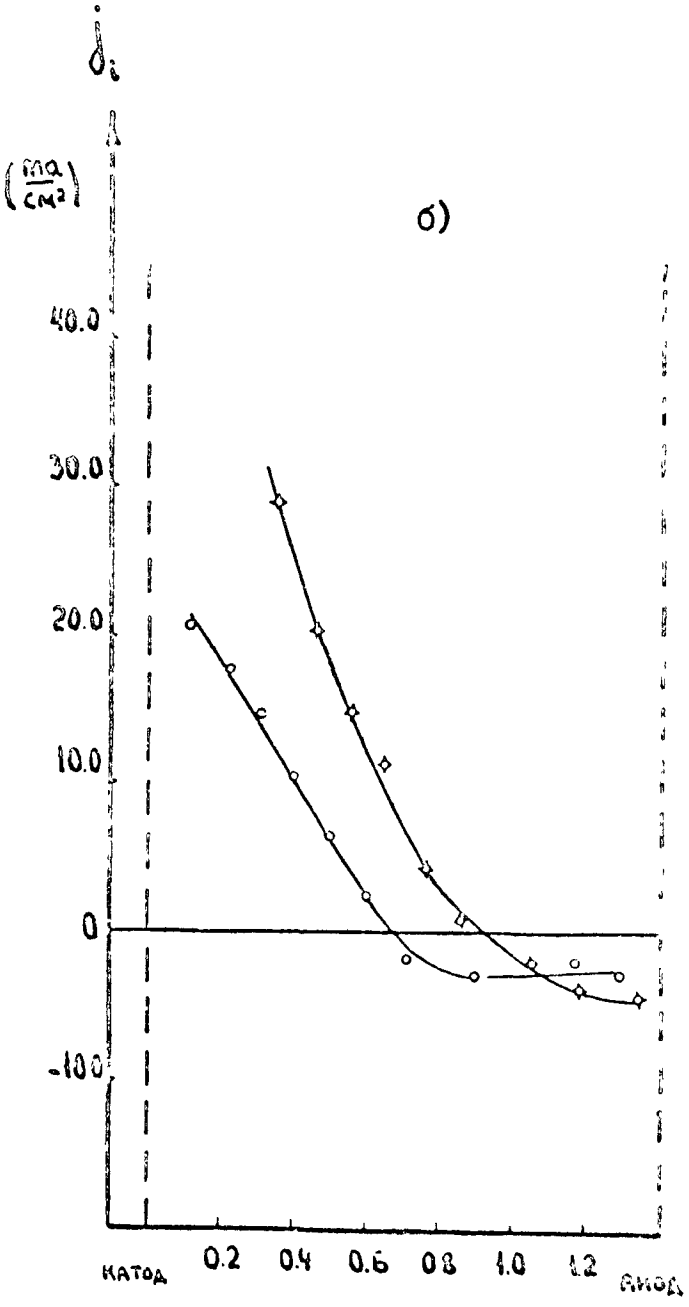
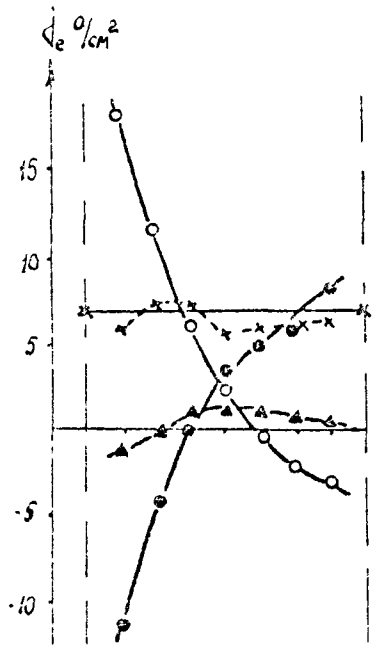


Рис.7

аспределение концентрации и температуры электронов, полученные зондовым и спектральным методами.

T_k = I065°К, P_{cs} = I торр.





P_{Cs} = I,0 торр, T_k = II40°К,
d = 0,8 мм, j = 7,I а/

Рис.8

а) Расчет полевой (I), диффузионной (2) и термодиффузионной составляющих электронного тока в различных сечениях плазмы и соп ление их суммарного значения (4) с экспериментальным током через

б) Ход ионного тока в зазоре, полученный зондовым (I) и спек ным (2) методами.

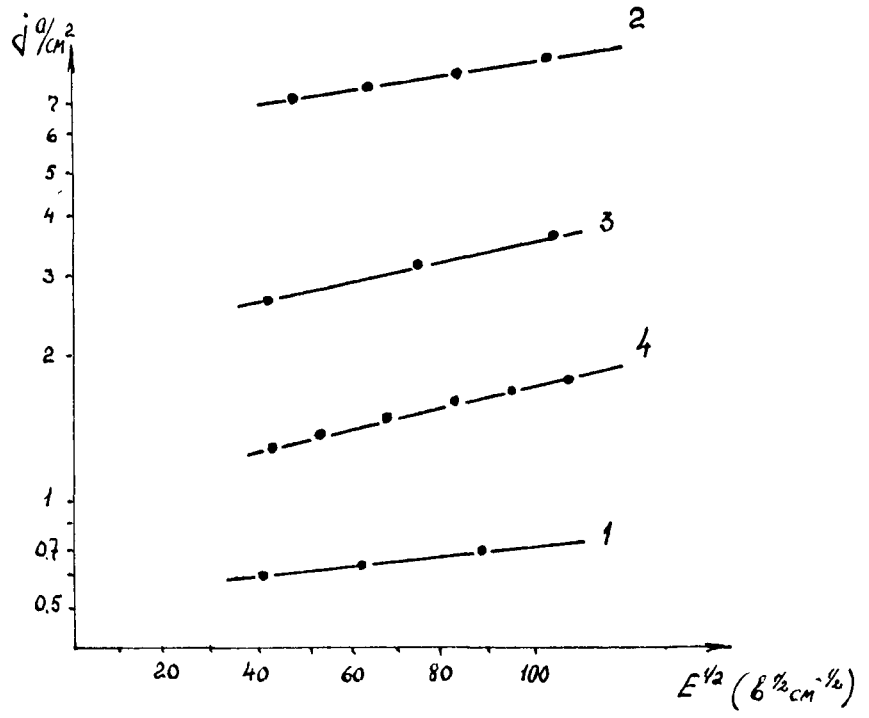


Рис.9.

Зависимость тока эмиссии от напряженности электрического поля на атоде. P_{cs} = I,0 торр, I – $T_к$ = 955°К, β = 0,7; 2 – $T_к$ = II40°К, β = I,0 ; 3 – $T_к$ = I6I0°К, β = I,5 ; 4 – $T_к$ = I820°К, β = I,3.

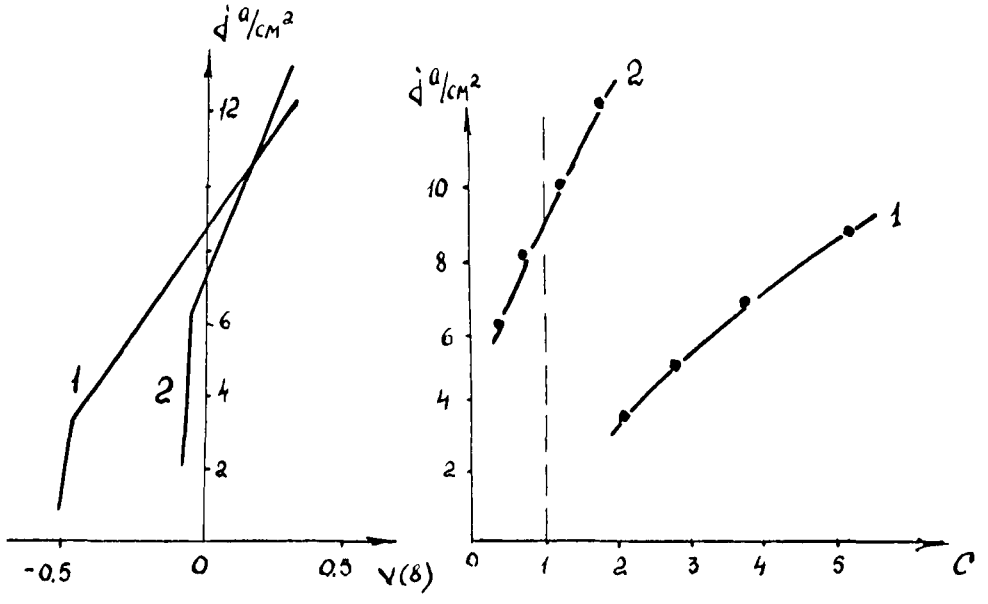


Рис.IO

Степень компенсации электронного пространственного заряда $C = \frac{j_{ik}}{j_{ek}}\sqrt{\frac{M}{m}}$ различных точек вольтамперной характеристики.

= I,0 торр, α = I,0 мм, I– $T_к$ = I680°К, 2 – $T_к$ = I420°К.

ЛИТЕРАТУРА

I. Engel A und Steenbeck M
. Elektrische Gasentladungen ihre Physik und Technik Band II
Berlin, 1932

2. Druyvesteyn M J Warmoltz N Physica 4, 41 (1937)

3. Plasma Diagnostic Thechniques ed by P Huddlestone and L Leonard
N Y- London, 1965

4. Каган Ю.М., Перель В.И. УФН, 31, 409 (1963)

5. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. ЖТФ, 40, 423 (1970)

6. Дюжев Г.А. и другие ЖГФ, 36, 679 (1966)

7. Bernstein I B Rabinowitz I Phys Fluids 2 112 (1959)

8. Laframboise J in Rarefied Gas Dynamics ed by de Locum Academic
Press N Y 1966

9. Дюжев Г.А., Каплан В.Б., Старцев Е.А. ЖГФ 40, 425 (1970)

10. Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г. ЖТФ, 40, 218 (1970)

11. Druyvesteyn M Zs Phys 64, 781 (1930)

12. Могулис Н.Д., Корчевой Ю.П. ДАН, 136, № 2, 336 (1961)

13. Могулис Н.Д., Корчевой Ю.П. РиЭ, 12, 2072 (1961)

14. Buffis R H, Weigand W J Bell D W Int Conf of Thermionic Electr
Power Gener, London 1965

15. Дюжев и др. ЖГФ, 30, 679, 692, 1085 (1960)

16. Djuzhev G et al II Inter Conf of Thermionic Electr Power Gener
Stresa 1968

17. Bakst F G et al II Int Conf of Thermionic Elec Pow Gener
Stresa 1968

18. Бакшт Ф.Г. и др. ЖГФ, 39, 1536 (1969)

19. Дюжев Г.А. Диссертация ИПАН г.Ленинград 1967.

20. Reichelt W H Inter Conf of Thermionic Elec Pow Gen London 1965

21. Дунаев Ю.А.. Явер И.П., Бусыгин Э.П. ЖГФ, 30, 533 (1960)

22. Моргулис Н.Д. и др. Опт. и спектр. 18, № 5, 831 (1965)

23. Косырев Ф.К. Настоящий А.Ф. ЖТФ 38, № 8, 835 (1968)

24. Каплан В.Б. и др. ЖТФ, 30, 1101 (1960)

25. Stojanoff C G, Hoffmann W, Sewing K
II Inter Conf of Thermionic Elec Pow Gen, Stresa 1968

28. Agnew L, Reichelt W.H. J. Appl. Phys 39, 3149 (1968)

29. Дюжев Г.А., Старцев Е.А., Юрьев В.Г. ЖТФ, 40, 426 (1970)

30. Griem H.R. „Plasma Spectroscopy"
N.Y. - London. Mc. Graw Hill 1964

31. Griem H.R et al Phys. Rev. 125, 177 (1962)

32. Собельман И.И. "Введение в теорию атомных спектров"
Физмат. гиз. М., 1963

33. Stone P., Agnew L. Phys Rev. 127, 1157 (1962)

34. Agnew L., Summers C.
Proc. of the VII Int. Conf. on Phenomena in Ioniz. Gases
Belgrade 1965

35. Явор И.П. ИНТФ 1972 (в печати)
Physics Letters (в печати)

36. Дюжев Г.А. и др. ЖТФ, 38, № 6, 963 (1968)

37. Ф.Г.Бакшт и др. ЖТФ, 38, № 7, 1075 (1968)

39. Эндер А.Я. и др. "Исследование плазмы, синтезированной на поверхности, в условиях кнудсеновского режима ТЭП"
Препринт ФТИ им.Иоффе А.Ф., Ленинград 1971.

40. Гвердцители И.Г. и др. П.
II Intern. Conf of Thermionic Elec. Pow. Gen. Stresa 1968

41. Бусыгин Э.П. и др. ТВТ 8, № 3, 657 (1970)

42. Kaplan V.B. et al
Proc. of 9st Int. Conf on Phenom. in Ioniz. Gases, p. 199
Bucharest. 1968

43. Каплан В.Б. и др. Сборник "Вопросы физики низкотемпературной плазмы" стр. 537, Наука и техника Минск 1970

44. Каплан В.Б. и др. ЖТФ, 41, № 7, 1436 (1971)

45. Дюжев Г.А. и др. ЖТФ, 35, № 11, 2054 (1965)

46. Дюжев Г.А. и др. ЖТФ, 37, № 10, 1825 (1967)

47. Максимов В.А. Титков А.С. ЖТФ 39, № 1, 166 (1969)

48. Hatsopoulos G.H. "Исследование влияния условий работы анода на характеристики ТЭП" Доклад в ИАЭ им.Курчатова, 1970.

D I S C U S S I O N

D.T. SHAW: Your experimental data are for diodes with large spacings. How would you relate these data to a situation in which gaps are much smaller? Are you planning to perform any measuremer in diodes with small spacings?

G.A. DYUZHEV: The minimum interelectrode gap at which these investigations were carried out was 0.4 mm. With smaller spacings becomes exceptionally difficult to perform plasma diagnostics.

Some Physical properties of Plasma Diodes

N.D. Morgulis, S.M. Levitsky
Kiev State University, Kiev, S S S R

estigation of some physical processes occuring in short dis-
rge plasma diodes, which are physical models of thermionic ener-
converters, was carried out in various regimes.

Because of the nature of the ionization and recombination occuring in a cesium plasma diode working in the arc mode, these investigations dealt with a) the properties and parameters of such a plasma under the influence of resonance radiation from an external cesium flow; b) charge recombination in the plasma volume and on the surface of the electrodes, and electron cooling during the process of plasma decay.

It was shown that under special conditions, a significant increase in irreversible processes may occur on the electrode surfaces of a short diode. An example of such processes is the de-excitation of cesium atoms from the 6P resonance level which is very important for stepwise ionization and charge recombination. Therefore, the arc discharge in the short diode should be somewhat inhibited compared to the common long cesium discharge under the same experimental conditions. This may affect both the corresponding increase of specific power input to the plasma and the electron temperature necessary to maintain a given charge density as well as the case with which a local thermodynamic equilibrium is established in such a short diode.

Because of the nature of the microwave processes occuring in a cesium or mercury plasma diode in the direct flow regime, the properties of the electromagnetic radiation were considered. This radiation is emitted when microwave oscillations are taking place in the diode.

Generally the radiation spectrum can be shown to correspond to the spectrum of microwave oscillations occuring within the diode and contains frequencies in the range 2000 - 4000 MHz. The radiation is polarized along the E vector parallel to the diode axes.

For small interelectrode spacings, the diagram of the Poynting vector is similar to the dipole case and is determined by the radiation diffraction on the electrodes. At greater spacings, this diagram acquires a maximum directed toward the cathode. The integral of the radiation power is approximately 10^{-6} time the electron flow power. The immersion of the diode into an external plasma or the modulation of the electron flow by a monochromatic microwave signal does not change the form of the Poynting vector diagram, but increases greatly the radiation power. It is believed that the source of such radiation is the transformation of plasma waves into electromagnetic waves on plasma inhomogeneities existing over the cathode.

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННЫХ ДИОДОВ.

Н.Д.Моргулис, С.М.Левитский.

Киевский государственный университет. Киев. СССР.

Произведено исследование некоторых физических процессов, происходящих в коротком разрядном плазменном диоде, как физической модели термоэмиссионно-плазменного генератора (ТЭПГ) – преобразователя энергии в дуговом режиме.

I. Ионизационно – рекомбинационные процессы.

При исследовании физических свойств короткого цезиевого плазменного диода в условиях ТЭПГ, была в свое время установлена возможность наличия здесь режима, названного нами дуговым [I] . Выбор этого названия основывался на близкой аналогии разряда этого типа с обычным дуговым разрядом с накаленным катодом и большим межэлектродным расстоянием. Между тем, как нам представляется, в настоящее время при исследовании подобных диодов все-же недостаточно подчеркивается след.важное обстоятельство: непосредственная близость к плазменному промежутку обоих электродов диода, может существенно сказаться на особенностях происходящих в нем процессов, заметно огра-

ничивая указанную выше "дуговую" аналогию. Первая часть настоящего сообщения и посвящена рассмотрению некоторых аспектов этого вопроса в части как ионизационных, так и рекомбинационных процессов.

Объектом исследования был у нас цезиевый разрядный плазменный диод в стеклянной оболочке диаметром 40 мм, с оксидным катодом диаметром 8 мм, снабженным плоским охранным кольцом диаметром 30 мм. Плоскопараллельный анод диода с тем-же диаметром 30 мм мог перемещаться так, что межэлектродное расстояние ℓ изменялось в пределах ℓ = 3 - 30 мм. Сквозь дырочку в аноде внутрь системы вводился маленький цилиндрический зонд, который мог автономно перемещаться по оси межэлектродного промежутка. С его помощью определялись параметры плазмы на ее оси на разных расстояниях $x < \ell$: концентрация $n_e(x)$ и температура $T_e(x)$ плазменных электронов и распределение потенциала $V(x)$ в ней, при разных начальных значениях n_{e_0} и давлениях паров цезия p. При этом, наиболее типичным со значением p = 0,1 мм рт.ст., ℓ_{min} = 3 мм и n_{e_0} = $10^{13} - 10^{14}$ см$^{-3}$ весьма близок по произведению $p\ell$ к типичному ТлП в дуговом режиме [2] при ℓ = 0,1 мм, p = 3 мм рт.ст. и $n_{e_0} \approx 10^{14}$ см$^{-3}$. Контрольные измерения величин n_e и T_e в случае необходимости можно было производить также и по спектру рекомбинации цезия.

1. Ионизационные процессы.

Известно [3], что процесс ионизации в длинной разрядной цезиевой плазме имеет ударный, многоступенчатый характер

В этом процессе большую роль играет его первый этап – возбуждение атома цезия на резонансный уровень 6P, требующий резовой затраты наибольшей порции энергии $\mathcal{E}_a$ = I,4 эв, и связанный с большим эффективным временем его жизни в этом состоянии. Концентрация подобных атомов n_a^* при любых условиях определяет скорость $\mathcal{Z}_i$ см$^{-3}$сек$^{-1}$ последующего процесса ионизации в цезиевой плазме; напр. в упрощенном трехуровневом приближении [4] сокращенно $\mathcal{Z}_i = q_i^*(T_e) U_e n_e n_a = \frac{n_a^*}{\tau_i}$, и т.п.

В общем стационарном случае, скорость возбуждения атомов цезия на этот уровень будет уравновешена скоростями ступенчатой ионизации, резонансного излучения с учетом "пленения", ударов второго рода и диффузии с последующим безызлучательным девозбуждением на поверхностях стеклянной оболочки диода и его электродов. При этом, по мере уменьшения величины ℓ , во все большей относительной степени начнет сказываться последний процесс – девозбуждение этих атомов на электродах диода. Величина n_a^* ,а заодно $\mathcal{Z}_i$ и n_e начнут при этом уменьшаться, – поддержание плазмы с неизменным значением n_{e_0} окажется затрудненным; для этого теперь потребуется соответствующее повышение электронной температуры T_e. Очевидно, критерием этого обстоятельства может быть, приближенно, следующее соотношение $\frac{1}{\tau_g} > \frac{1}{\tau_i}$, между скоростями ступенчатой ионизации $\frac{1}{\tau_i} = \frac{\mathcal{Z}_i}{n_a^*}$ и девозбуждения на электродах диода $\frac{1}{\tau_g} = \frac{4D^*}{\ell^2}$, или $\ell < \sqrt{\frac{4D^*}{q_i^*(T_e) U_e n_e}} = \ell_1$. Подставляя сюда,для приближенной оценки, соответствующие ТЭПГ значения, мы (при p = 3 мм рт.ст. и $n_{e_0} = 10^{14}$ см$^{-3}$) получаем $\ell_1 \approx 0{,}3$ мм; в случае-же нашего диода (при p = 0,I мм рт.ст. и n_{e_0} =

$= 10^{13}$ см$^{-3}$) получается $\ell_1 \approx 5$ мм. Так. обр. можно полагать, что в обоих указанных случаях этот эффект уже может в какой-то мере проявиться.

Для выяснения этого вопроса были проделаны довольно близкие к описанным в [5] опыты, в которых в межэлектродной разрядной плазме искусственно и регулируемо создавались, дополнительно, возбужденные на 6P уровень атомы цезия. Это достигалось с помощью внешнего облучения исследуемой плазмы потоком резонансной радиации из постороннего цезиевого разряда, как это описано в [5]. Схема этого опыта представлена на рис.1, где в пропорциональном масштабе (для $\ell = 10$мм) изображен разрез системы от его оси к стеклянной оболочке. Распределение величины n_a^* по радиусу диода изображено здесь схематической кривой, повернутой на 90^0. Та доля возбужденных атомов, которая продиффундировав сквозь узкий межэлектродный промежуток попала в область разрядного столбика (заштриховано), может быть подвергнута дополнительной ударной ионизации; вследствии этого концентрация зарядов на оси диода n_e вырастет на величину Δn_e. Когда-же при уменьшении величины ℓ наступит $\ell \lesssim \ell_1$, следует ожидать заметного девозбуждения этих атомов на электродах; поэтому их концентрация n_a^* на оси, а значит и Δn_e должны начать уменьшаться. Заодно должна постепенно исчезнуть и проходящая здесь-же ассоциативная ионизация цезия типа $2Cs^* \rightarrow Cs_2^* \rightarrow Cs_2^+ + e$ [5]. Все это должно, естественно, происходить при любом методе возбуждения атомов цезия, в том числе и при обычном – разрядном. Поэтому при $\ell < \ell_1$ наш раз-

ряд должен принять "затрудненный" характер.

В подобных условиях, при создании в диоде дугового разряда, при разных значениях величины ℓ, в центре плазменного промежутка задавалось некоторое постоянное значение концентрации зарядов $n_{e_0} \approx 6.10^{12}$ см$^{-3}$, и производились измерения: 1) начальной электронной температуры T_e, 2) величины n_e' при указанном дополнительном облучении нашей плазмы ($\Delta n_e = n_e' - n_{e_0}$) и 3) концентрации зарядов n, создаваемой в нейтральных парах цезия ($n_{e_0} = 0$) при том-же облучении, за счет ассоциативной ионизации.

На рис.2 приведен результат подобных измерений для p = 0,1 мм рт.ст., при потоке резонансных квантов $\approx 3.10^{18}$см$^{-2}$. сек$^{-1}$ сквозь оболочку диода. Здесь представлены зависимости $f(\ell)$ для след. величин: n_{e_0}(1), n_e'(2), n(3) и T_e(4); из рассмотрения этого рис.вытекают след.заключения:

При больших значениях величины ℓ все выглядит так,как если-бы мы имели дело с обычной длинной плазмой. Здесь величина Δn_e остается примерно постоянной, что указывает на отсутствие какого либо влияния электродов на степень ионизации и концентрацию зарядов в плазме; почти не изменяется при этом и величина T_e. Однако, в области малых $\ell < 5$ мм, величина Δn_e начинает уменьшаться и при $\ell \approx 3$ мм превращается в нуль; несколько раньше мы приходим и к $n \approx 0$. Одновременно, в этой-же области начинается рост величины T_e, необходимой для поддержания заданного n_{e_0}.

Затем, дополнительно, на рис.3 приведены подобные-же данные, определенные, однако, при меньшем p = 0,01 мм рт.ст

Все обнаруженные на рис.2 особенности наблюдаются достаточно ясно и в этом случае, однако начиная с больших значений величины $\ell \approx 10$ мм; этого и следовало ожидать, т.к. величина $\ell_1 \sim \sqrt{\mathcal{D}^*} \sim \frac{1}{\sqrt{P}}$. Так. обр. характер всех этих результатов полностью соответствует нашим ожиданиям, и которые можно, очевидно, по указанным выше соображениям перенести на случай ТЭПГ.

2. Рекомбинационные процессы.

Процесс рекомбинации зарядов в плазме с достаточно удаленными стенками имеет, как известно, преимущественно объемный трехчастичный характер [6], скорость которого должна уравновесить скорость объемной ударной ионизации; некоторое значение может при этом иметь и рекомбинация на поверхности стеклянной оболочки диода. Однако, и в этом случае, по мере уменьшения межэлектродного расстояния ℓ, начиная с некоторого значения $\ell \lesssim \ell_2$ начнет сказываться заметная относительная рекомбинация ионов как токовая-монополярная на поверхности катода диода (с замыканием электронами на аноде), так и бестоковая путем биполярной диффузии на поверхности анода диода. Поэтому концентрация зарядов n_{e_0} должна начать уменьшаться и для ее поддержания на неизменном уровне также потребуется соответствующее повышение скорости ионизации, т.е. величины T_e. Это начнется, приближенно, при следующем соотношении скоростей $\frac{1}{\tau_0} = \alpha_p n_e$ и $\frac{1}{\tau_э} = \frac{4\mathcal{D}_б}{\ell^2}$ этих процессов рекомбинации: $\frac{1}{\tau_э} > \frac{1}{\tau_0}$ или $\ell < \sqrt{\frac{4\mathcal{D}_б}{\alpha_p n_e}} = \ell_2$; здесь α_p и $\mathcal{D}_б$ коэффициенты

рекомбинации и биполярной диффузии. При этом, по приближенной оценке, для указанного ТЭПГ мы получаем $\ell_2 \approx 0{,}5$ мм, а для нашего диода значение $\ell_2 \approx 10$ мм; так.обр. и в этих обоих случаях следует ожидать проявления этих особенностей. Подобная роль электродов при малом ℓ в определенной мере аналогична роли узкого перешейка в известной теории Шоттки.

Для выяснения этого вопроса, были предприняты опыты с использованием режима распада плазмы, когда все особенности процесса рекомбинации зарядов проявляются особенно ясно. В этих опытах применялись описанные выше диоды как с фиксированным $\ell = 5$ мм, так и с переменным ℓ; центральная часть анода в виде отдельного маленького диска диаметром 2 мм имела самостоятельный вывод. Диоды питались прямоугольными импульсами напряжения небольшой частоты и длительностью $\approx 10^3$ мксек, достаточной для достижения квазистационарного состояния. После резкого обрыва импульса напряжения наступал распад плазмы, во время которого анод закорачивался с катодом, а на центральный анодный диск подавалось отрицательное напряжение, необходимое для определения плотности ионной составляющей биполярного тока рекомбинации на его поверхности $j_i \approx 0{,}4 e n_e \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}$. В этом случае наш диод работал как симметричный двойной плоский зонд в распадном режиме; проверка показала, что вольт-амперная характеристика этого "зонда" в области наших измерений имела четко выраженное насыщение, что и указывает на правомерность подобной методики измерений.

Подобным путем, в разные моменты времени t процесса

распада плазмы производились измерения: I) распределения в межэлектродном пространстве величин $n_e(x)$, $T_e(x)$ и $V(x)$ и, затем, 2) хода величины j_i. Кроме того, в предраспадном ($t = 0$) состоянии, по данным измерения радиального распределения интенсивности спектра рекомбинации цезия и соответствующих перерасчетов с использованием ур-ния Абеля, определялось и радиальное распределение концентрации зарядов $n_e(r)$; таким-же, очевидно, будет радиальное распределение величины $j_i(r)$. Поэтому величина $N_0 = 2\pi \int_0^R \int_0^\ell n_e(r,x)\, r\, dr\, dx$ для $t = 0$ давала нам полное предраспадное число зарядов в плазме диода, а величина $N = \frac{4\pi}{e} \int_0^R \int_0^\infty j_i(r,t)\, r\, dr\, dt$ – число зарядов рекомбинировавших на поверхности его обоих электронов. Отсюда и определялась интересующая нас доля рекомбинации на электродах $\alpha = \frac{N}{N_0}$.

На рис.4 представлено распределение в межэлектродном пространстве концентрации зарядов $n_e(x)$ в разные моменты времени процесса распада $t = 0$ (I), 20 (2), 200 (3) и 400 (4) мксек, в диоде с $\ell = 5$ мм и $p = 0{,}1$ мм рт.ст. Это распределение имеет обычный, сдвинутый в сторону катода максимум , с начальным значением $n_{e_0} = 2{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Здесь же пунктирной кривой 5 представлено относительное начальное распределение величины $n_e(r)$ по радиусу диода $f(r)$. Подобные же данные были получены и для других значений p и n_{e_0}. Одновременно определялись подобные же зависимости и для электронной температуры.

Затем на рис.5 представлены зависимости от длины межэлектродного промежутка ℓ след. величин: температуры элект-

онов T_e (I), полного количества зарядов, рекомбинировавших ри распаде на поверхности N (2) и величины α (3), при ех-же значениях p и n_{e_0}, что и в случае рис.4. Здесь ход ривой $T_e = f(l)$ полностью аналогичен полученному на рис.2, смысле которого мы уже говорили. Величина N по мере умень- ения l имеет максимум в области $l \approx 6$ мм; начиная с этого l электроды диода уже могут, очевидно, собирать почти все бразующиеся в объеме заряды. По последней причине, величина α, увеличиваясь по мере уменьшения l , при $l \sim l_2$ приходит стественно, к своему постоянному и довольно большому значению.

При использовании диода с фиксированным l = 5 мм, были роизведены определения величины α при разных значениях n_{e_0} = ,8.10^{12} - 2,5.10^{14} см$^{-3}$ и p = 0,03 - 0,4 мм рт.ст., пред- тавленные на рис.6. Здесь зависимость $\alpha = f(n_{e_0})$ измерялась при p = 0,I мм рт.ст. (кривая I), а зависимость $\alpha = f(p)$ при n_{e_0} = 2.10^{13} см$^{-3}$ (2). Не переоценивая чрезмерно точность ее пределения мы все же видим, что величина α является весьма начительной. При повышении как n_{e_0}, так и p она уменьшает- я, т.к. при этом растет скорость объемной рекомбинации за чет роста величины n_e в первом случае ($\sim n_e^3$), и падения оэффициента биполярной диффузии $D_\delta \sim \frac{1}{p}$ во-втором [6]. Мы бращаем здесь внимание на правую точку на этом рис. соответст- зующую pl = 0,5 мм.мм и n_{e_0} = 2,5.10^{14} см$^{-3}$, т.е. весьма лизкую к ТЭПГ; если вспомнить, что у него величина $l \approx$ 0,I мм, го роль рассматриваемого здесь явления должна быть еще более заметной.

Наконец, следует остановиться на вопросе, насколько правомочен перенос этих распадных определений величины α на случай стационарной плазмы. Для этого обратимся к рис.7, где представлено, определенное по сдвигу зондовой характеристики, распределение потенциала в межэлектродном пространстве диода $V(x)$, при $p = 0{,}1$ мм рт.ст. и $n_{e_0} = 2.10^{13}$ см$^{-3}$ для: предраспадного квазистационарного состояния ($t = 0$) - кривая I, и, затем, через 20 (2), 200(3(и 400 (4) мксек после начала распада плазмы, при закороченных электродах диода. Затем кривая 5 относится к квазистационарной плазме при том же p , но при меньшем $n_{e_0} = 2.10^{12}$ см$^{-3}$. Раньше всего мы видим, что в состоянии распада наш диод действительно эквивалентен симметричному двойному плоскому зонду, что и оправдывает наш метод определения величины α в этих условиях. В стационарном же состоянии [I] здесь наблюдается обычный для дугового разряда ход $V(x)$ с постоянно отрицательным прикатодным скачком потенциала, но с небольшим положительным прианодным - для основной кривой I и отрицательным - для кривой 5. Кстати, в наших условиях не должна сказываться возможная иногда термическая ионизация возбужденных атомов цезия на поверхности накаленного катода, а контактная разность потенциалов между зондом и анодом должна практически отсутствовать. Вспомним, затем, что здесь в общем случае уход - рекомбинация ионов происходит: I) монополярным - токовым путем на катоде и 2) биполярным - бестоковым, на аноде диода. Из данных рис.7 видно, что в случае кривой I второе является несколько затруднительным, а кривой 5 -

свободным. Поэтому значение величины α_0 для стационарного режима кривой I должно лежать в пределах (0,5 - I,0) измеренного нами α , а для кривой 5 - $\alpha_0 \approx \alpha$, т.е. эта величина остается попрежнему достаточно большой.

Так.обр. из приведенных в настоящей работе данных вытекает, что усиленное девозбуждение атомов и рекомбинация зарядов на поверхности короткого плазменного диода, а также, очевидно, и ТЭПГ в дуговом режиме, совместно, "затрудняют процесс генерации зарядов в нем, требуя напр. соответствующего повышения электронной температуры, против ее значения в длинной плазме. Затем, в подобных условиях должна отсутствовать обратимость между этими процессами с одной стороны, и процессами возбуждения и ионизации атомов цезия, происходящими ударным путем в объеме плазмы с другой. Поэтому в подобной плазме должно возникнуть затруднение в установлении ЛТР, даже при достаточно высоких концентрациях электронов [7] . Что-же касается других, напр. рассмотренных у нас особенностей плазменного диода [8] , то их мы здесь не касаемся.

П. Микроволновое излучение.

В ряде работ указывалось [9-13], что сверхвысокочастотные колебания, возникающие в плазме диода с накаленным катодом, сопровождаются излучением электромагнитных волн в окружающее пространство. В настоящей второй части работы исследуются свойства этого излучения и его связь с колебаниями внутри плазмы.

Основная часть использовавшейся экспериментальной лампы представляла собой диод с накаленным плоским катодом диаметром

от 3 до 6 мм и плоским анодом диаметром 20–25 мм. Расстояние между катодом и анодом можно было менять от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Лампы изготовлялись отпаянными и наполнялись парами цезия или ртути, давление которых можно было регулировать путем изменения температуры баллона. В пространство между катодом и анодом вводился подвижный цилиндрический зонд с коаксиальным выводом, который мог служить как для измерения параметров плазмы, так и для улавливания СВЧ колебаний. Как известно, подобные колебания возникают на частотах близких к ленгмюровской в результате взаимодействия направленного потока электронов, ускоренных в катодном падении разряда, с плазмой его положительного столба. Регистрация колебаний производилась в диапазоне f = 2–3,5 Ггц с помощью измерительного приемника, обладавшего чувствительностью до 10^{-13} вт и полосой пропускания в 2 Мгц. Провода питания диода были тщательно заэкранированы и в излучение никакого вклада не давали.

В отдельных образцах ламп перед катодом диода ставилась сетка, на которую можно было подавать по отношению к катоду постоянное ускоряющее напряжение и высокочастотное напряжение от внешнего генератора. Тем самым имелась возможность модулировать электронный поток, вводимый в плазму, сверхвысокочастотным сигналом желаемой частоты.

Электромагнитные волны, излучаемые из разряда в окружающее пространство, улавливались с помощью рупорной антенны, расположенной на расстоянии $\mathcal{L}$ = 70–100 см от лампы. Проверка показала, что при $\mathcal{L} > 50$ см уловленная мощность убывает обрат-

о пропорционально квадрату расстояния, так что все измерения
роводились в волновой зоне.

Свойства колебаний внутри плазмы были достаточно подробно
зучены в предыдущей работе [13]. Спектр колебаний, наблюдае-
ых внутри диода (кривая 1), и спектр излучения уловленный ан-
енной (кривая 2), представлены на рис.8. Хотя в деталях эти
пектры и не совпадают, можно все же утверждать о их весьма
лизком сходстве.

Диаграмма направленности излучения в значительной степени
ависит от ширины межэлектродного промежутка и геометрии элек-
родов. Так, например, при межэлектродном расстоянии менее 25
м и в случае, когда катод был окружен плоским охранным элект-
родом в виде диска диаметром 20 мм, диаграмма направленности
ри f = 2,4 Гтц имеет вид, изображенный на рис.9. При сня-
тии же охранного электрода и увеличении межэлектродного расстоя
ния, диаграмма направленности при том-же f приобретает вид
двух лепестков, направленных под углом 25-35° к оси разряда в
сторону катода (рис.10, кривая 1). Измерения поляризации пока-
зывают, что излучение поляризовано по вектору E в направлении
оси разряда. В пределах погрешности измерений диаграмму направ-
ленности можно считать симметричной относительно оси разряда.

Зная форму диаграммы направленности, эффективный раскрыв
измерительной антенны, ширину спектра и абсолютную мощность
уловленного излучения, можно расчитать полную мощность излуче-
ния. Обычно в условиях наших экспериментов она оказывалась
10^{-7} – 10^{-6} вт. Оценивая по результатам зондовых измерений,

что мощность, теряемая электронным потоком при его рассеянии на колебаниях плазмы составляет 0,I - I,0 вт, получаем, что доля энергии, которая преобразуется в электромагнитное излучение, составляет около 10^{-6} от энергии, теряемой электронным пучком.

Погружение диода в плазму постороннего разряда не приводит к существенному изменению вида диаграммы направленности (рис.I0, кривая 2). При этом, однако, абсолютная мощность излучения возрастает более чем на порядок, несмотря на то, что для поддержания прежней концентрации плазмы внутри диода мощность питания последнего пришлось снизить более чем в три раза. Модуляция электронного потока монохроматическим сигналом с частотой близкой к частоте наиболее интенсивных колебаний в спектре приводит к сильному возрастанию излучения на частоте модуляции.

Правдоподобная интерпретация наблюдаемых явлений может основываться на сходстве картины, имеющей место в описанных экспериментах (распространение плазменных волн в сторону возрастания концентрации плазмы, излучение электромагнитных волн навстречу им под некоторым углом к оси системы), с ситуацией, рассмотренной в работах [I4-I5], где исследовалась трансформация плазменных волн в электромагнитные при наклонном падении плазменных волн на слой неоднородной плазмы. Эффективность их здесь весьма критична к углу падающей плазменной волны. Поэтому трансформируются лишь те, для которых угол между направлением распространения и градиентом концентрации оказывается близ-

им к некоторому оптимальному. Поскольку же направление рас-
ространения плазменной волны и порождаемой ею электромагнит-
ой связаны между собой, то это должно приводить к образованию
иаграммы направленности подобной изображенной рис.10.

Наличие проводящих поверхностей вблизи области трансформ-
ации искажает картину излучения. Так например, в случае уз-
ого межэлектродного зазора в формировании излучения должна
грать роль дифракция на краю электродов, вследствии чего,
езависимо от внутренних процессов, диаграмма направленности
риобретает вид, приближающейся к диаграмме направленности
ля обычного диполя (рис.9).

Введение в плазму посторонних тел, которые могут стать
сточником неоднородности плазмы, порождают новые очаги тран-
формации волн и может служить причиной дополнительного уси-
ения излучения. Этим может быть объяснено наблюдавшееся ра-
ее [9,12,13] увеличение излучения при введении в разряд ме-
аллических или диэлектрических зондов.

В заключение мы приносим свою благодарность Ю.И.Бурыкину,
.И.Кравченко и В.Я.Черняку за активное участие в выполнении
астоящей работы.

Литература:

1. Н.Моргулис, Ю.Корчевой. Радиотехн. и электрон. 6 (1961) 2073.
2. См.напр. N. Rasor. Инф.бюлл. "Прямое преобразование энергии" ВИНИТИ, 11 (1971) 48.
3. Л.Биберман, В.Воробьев, И.Якубов, Журн.эксп.теор.физ. 56 (1969) 1992. Усп. физ.наук. 102 (1970) 431.
4. Н.Моргулис, Ю.Корчевой, В.Лукашенко, Укр.физ.журн. 12 (196[illegible] 1362.
5. Н.Моргулис, А.Пржонский, Укр. физ.журн. 17 (1972) №3 (краткий обзор), Журн. техн. физ., 42 (1972) 344.
6. Б.Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. ГАИ, (1968) 305.
7. D. Norcross, P. Stone. Journ. quant. spectr. rad. transf. 8 (1968) 655. D. Shaw, F. Wu. Journ. appl. phys. 42 (1971) 2294.
8. Ю.Корчевой, Ю.Куницкий, Журн.техн. физ. 41 (1971) 140.
9. S. Kojima, K. Kato, S. Hagivara, R. Matsuzaki. Journ. phys. Soc. Japan. 14 (1959) 821.
10. Р.Демирханов, А.Геворков, А.Попов. ЖТФ 30 (1960) 315.
11. В.Караханов, Р.Кучеров, Е.Каширский, З.Оганезов. ЖТФ. 41 (1971) 1752.
12. H. Behlke, H. Drost, G. Schulz, H. Pupke Ann. d. phys. 19 (1967) 39.
13. Д.Дудко, С.Левитский. Журн. техн.физ. 40 (1970) 1313,
14. В.Железняков. Радиотехн. и электрон 1 (1956) 840.
15. В.Железняков, Е.Злотник. Изв. Вуз"ов. сер. "Радиофизика". 5 (1962) 644,

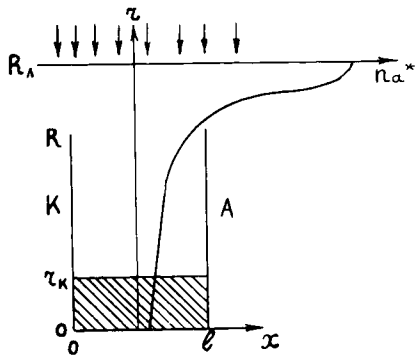


Рис. 1

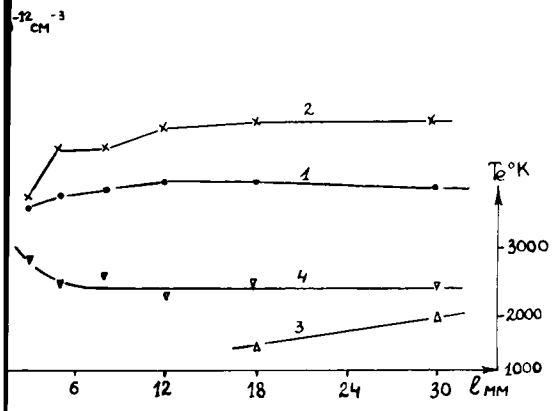


Рис. 2

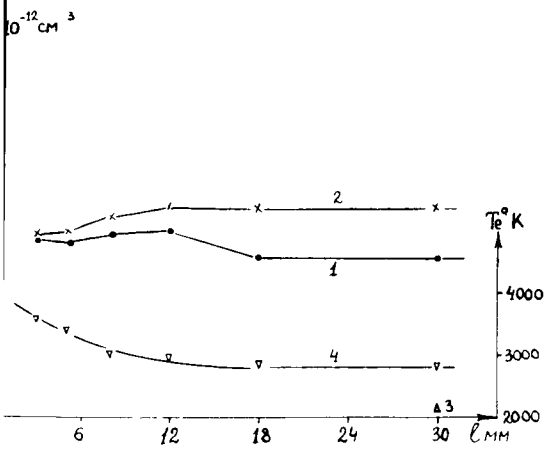


Рис. 3.

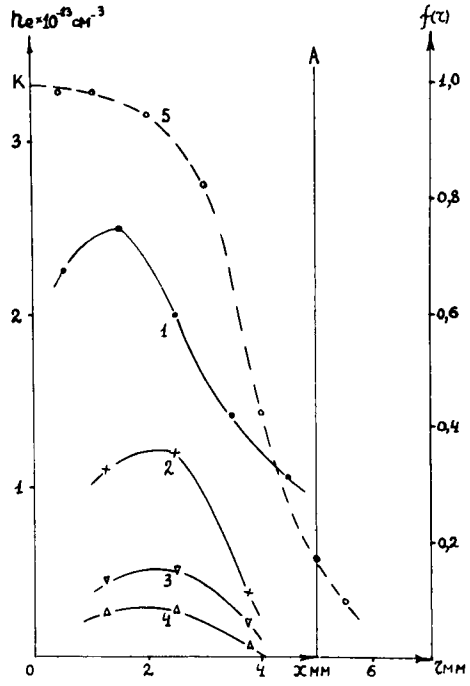


Рис. 4

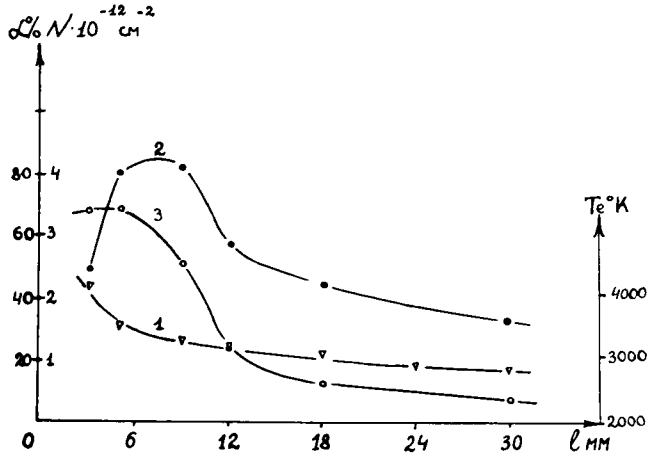


Рис. 5

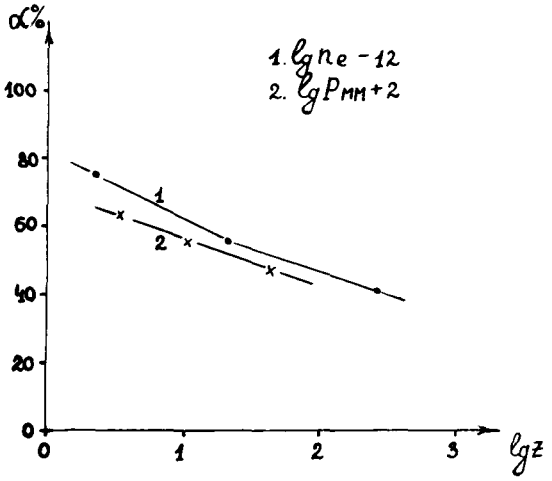


Рис. 6

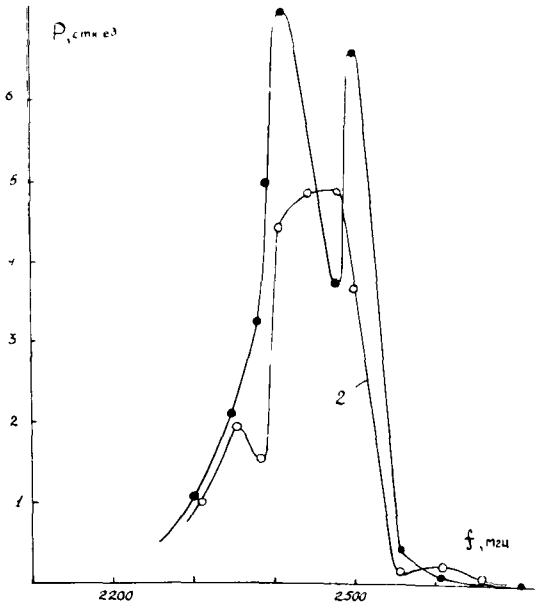


Рис. 8

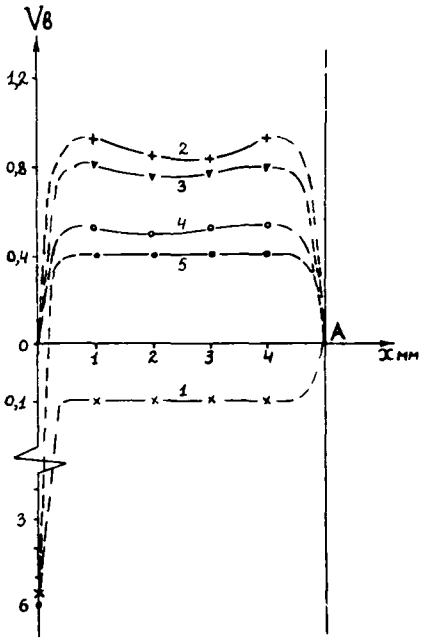


Рис. 7

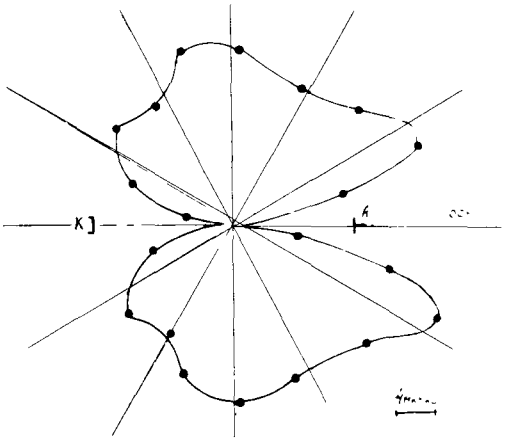


Рис. 9

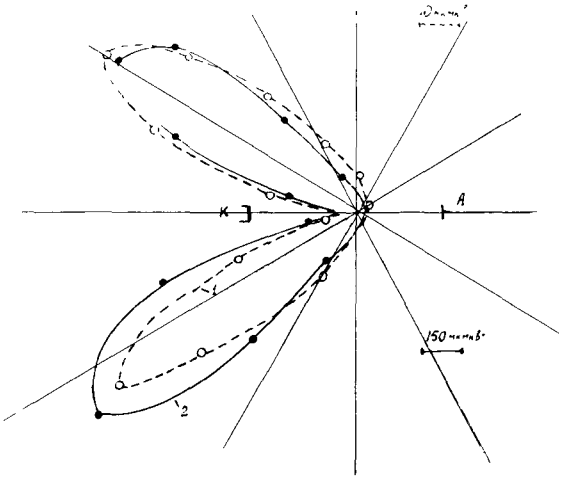


Рис. 10

E

EXCITATION AND IONIZATION PROCESSES IN A LOW-VOLTAGE ARC DISCHARGE

M.A. Lebedev, S.A. Mayev, G.G. Morozova, I.N.Privalov

Institute of Power Engineering, USSR

Abstract

n the present work the results of the investigation of the aesium plasma in a low-voltage arc discharge in the pressure ange of 0.1-2.0 torr and current densities of 0.6-5.0 A/cm^2 re presented. By means of spectroscopic methods of the plasma iagnostics electron temperature and density (T_e, n_e) and opulation of the excited states (Ni) of the Cs atom were easured.

t was found that at $n_e \geq 10^{14}$ cm^{-3} and pressures of the Cs atoms $\geq$1 torr the caesium plasma is in a state of local thermodynamic quilibrium (LTE), and its parameters may be found with the help f Saha's and Boltzmann's equations with $T = T_e$.

y lowering n_e or p LTE is destroyed. It was found that in the istribution of the electrons over the excited levels three

separate regions are developing, each having its own distributio temperature T, and called thereafter "blocks". The lower levels (E_{ex}= 0÷3.34 ev) have, as by LTE, the electron temperature: $T_r = T_e$; the levels of the second block (E_{ex}= 3.34÷3.72 ev) have a distribution temperature T_r which is approximately equal to th atom temperature T_a, and the distribution temperature of the upp levels is much lower than T_a. The existence of such blocks of levels can be explained by different mechanisms of excitation an ionization. The population of the levels of the lower block is due to electron collisions, the second block is populated by the atom-atom collisions, the upper block is built up due to the phenomenon of autoionization, which is confirmed by the shift of the "head" of the recombination spectrum to the red.

By the extrapolation of the Boltzmann line for the lower levels to the energy E_{ex}=0 the density of the ground state atoms in the interelectrode space was found. This density decreases with increasing discharge current, which can be explained neither by the heating of the neutral gas, nor by the ionization of the caesium atoms.

ПРОЦЕССЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

М.А.Лебедев, С.А. Маев, Г.Г.Морозова,
И.Н.Привалов

Физико-энергетический институт,
Обнинск, СССР
Obninsk

I. Введение

В настоящее время уже изучены многие закономерности дугово-
о режима термоэмиссионного преобразователя энергии, в частности,
звестны зависимости выходных параметров от давления паров цезия,
еличины межэлектродного зазора, материала электродов и их тем-
ературы. Имеются теории дугового режима [I-3] . Известно, что
дуговом режиме очень большие энергетические потери в межэлект-
одном зазоре, которые по напряжению часто превышают выходное
апряжение [4] . При этом, основная часть потерь идет на иониза-
ию, однако, ясности в процессах возбуждения и ионизации до сих
ор нет.

Экспериментальные работы по исследованию процессов возбуждения и ионизации в цезиевой плазме стали появляться, в основном, в последние 3-4 года [5-I5] . Некоторые из них [5, 6] посвящены кинетике заселения возбужденных уровней атома цезия в нестационарной плазме. Другие работы, как правило, посвящены частному вопросу [7,8] , или ограничены по диапазону энергии возбужденных уровней или других параметров плазмы [8-I5] , что не позволяет получить общей картины механизма ионизации, знание которого может открыть пути снижения энергетических потерь и повышения эффективности термоэмиссионного преобразователя, а также позволит уточнить теорию дугового режима.

В настоящей работе представлены предварительные результаты по исследованию процессов возбуждения и ионизации в цезиевой плазме низковольтного дугового разряда.

2. Методика эксперимента.

Измерения проводились на экспериментальном металлокерамическом диоде с плоской геометрией межэлектродного промежутка. Длина зазора 4 мм, диаметр электродов I4 мм. Электроды из ниобия с косвенным подогревом.

Излучение плазмы выводилось через четыре сапфировых окошка, что позволило использовать два измерительных тракта (см.рис.I Тракт со стеклянным призменным спектрографом использовался для измерения заселенностей возбужденных уровней по абсолютной интенсивности и относительной заселенности по обращению спектральных линий.

Второй тракт с кварцевым монохроматором использовался для измерения плотности плазмы и электронной температуры по абсолютной и относительной интенсивности рекомбинационного континуума, соответственно.

При измерении заселенностей использовались переходы резкой, диффузией и фундаментальной серий и запрещенные переходы $(5-6)D_{3/2,5/2}-6S_{1/2}$; что позволило определить заселенность уровней в диапазоне энергий от I.8 эв ($5D_{3/2}$) до 3.809 эв ($15D_{5/2}$). Исследования охватывают диапазон изменения давления паров цезия от 0.I до 2 мм рт.ст. и плотности тока от 0.6 до 5 а/см^2. Плотность плазмы при этом изменялась от I.8.I0^{I3} до 3.8.I0^{I4}см$^{-3}$.

Все измерения проводились в центре межэлектродного зазора, т.е. при $X = d/2$, где функция распределения электронов по энергиям максвелловская, или, по крайней мере, близка к максвелловской [I6].

3. Результаты.

Из распределения абсолютных заселенностей возбужденных уровней при плотности плазмы n_e= I.8 I0^{I3}см$^{-3}$ (рис.2) видно, что в этих условиях в плазме нет локального термодинамического равновесия (ЛТР). Наблюдаются два блока уровней: нижний блок с температурой распределения $T_z(H) \approx Te$, который распространяется до уровня $9S$ I/2 (E = 3.34 эв), и второй блок с T_z значительно ниже Te.

Измерения (при тех же условиях) относительной заселенности уровней методом обращения линий (диффузной серии), точность которого выше точности абсолютных измерений, показывают (рис.3),

что верхние уровни, в свою очередь, образуют два блока, которые в дальнейшем будем называть средним (С) и верхним (В) блоками. T_z (С) $\approx T_g = \frac{Тк + Та}{2}$, где T_g, Тк, Та - температура газа, катода и анода, соответственно. Верхний блок включает уровни с $E_i \geqslant 3{,}71$ эв и имеет T_z (В) $\prec T_g$.

С ростом давления паров цезия температура распределения среднего и верхнего блоков растет. Из таблицы (режимы I и 2) видно, что при изменении давления на порядок T_z (С) увеличилась более, чем в 2 раза. Здесь нельзя однозначно ответить, что за рост T_z (С) ответственно только давление, так как концентрация электронов также влияет на T_z (С). Это видно из рис.4, где показано распределение T_z (С) по зазору, которое коррелирует с кривой распределения электронов по зазору.

При давлении I мм рт.ст. изменение n_e почти в 2 раза не дает заметного изменения T_z (С), но зато наблюдается расширение нижнего блока за счет уровней среднего блока. При достижении $n_e \approx 6 \cdot 10^{I}$ $см^{-3}$ и выше средний блок исчезает, остается лишь нижний и верхний блоки (см.рис. 5). T_z (В) при этом значительно ниже Те (см.табл.), а отношение n_e / n_{eo} (где n_{eo} - равновесная концентрация электронов по САХА) близко к единице.

Обсуждение результатов.

Нижний блок. В центре зазора излучение с нижних уровней заперто. Длина термализации, т.е.длина, на которой выход излучения уже не нарушает равновесного распределения атомов по уровням, для переходов $6S_{I/2} - 6P_{3/2}$, $6S_{I/2} - 7P_{3/2}$, $6P_{I/2} - 5D_{3/2}$, $6P_{I/2} - 7S_{I/2}$ при концентрации электронов 10^{I3} $см^{-3}$ равна, соответственно, $2 \cdot 10^{-3}$; $I \cdot 10^{-3}$; $8 \cdot 10^{-3}$; $4 \cdot 10^{-I}$ см, т.е. много меньше гео

ического размера плазмы. Опустошение уровня 6P за счет ассоциативной ионизации при столкновении двух возбужденных атомов мало, так как сечение этого процесса $\sigma \sim 10^{-18}$ см^2. Следовательно, заселение и опустошение нижних уровней осуществляется, в основном, электронами. Действительно, во всех случаях (см. таблицу) T_z (H) $\approx$ Te с точностью 10%. Таким образом, нижние уровни находятся в равновесии с основным и их заселенность определяется формулой Больцмана с T = Te.

Пересечение прямой, определяющей зависимость заселенности нижних уровней от энергии, с осью ординат должно давать концентрацию атомов в основном состоянии. Определенная таким образом N существенно меньше равновесного значения $N_o = \frac{P}{KT_g}$ в отсутствии разряда ($T_g = \frac{Tк + Ta}{2}$), а отношение N/N_o уменьшается с ростом тока (см. рис. 6). Кривые 1,2 – наши результаты, кривые 3,4 – результаты Цухтина [17] , полученные в длинной трубке методом крюков Рождественского. Как видно из рисунка, изменение N с ростом тока в коротком разряде аналогично изменению в длинной трубке. На первый взгляд причиной уменьшения концентрации нейтрального газа может быть ионизация и разогрев газа.

Уравнение состояния газа имеет вид:

$$P = n_e K T_e + n_i K T_i + N K T_g + P_м \text{ , где}$$

$n_e K T_e$ – давление электронов, $n_i K T_i$ – давление ионов,

$N K T_g$ – давление нейтральной компоненты, $P_м$ – магнитное давление.

Оценим каждый из этих членов для режима 9 (см. таблицу 1). В наших условиях максимальное значение $P_м \sim 6\ 10^{-4}$ мм рт. ст. т.е. этим членом можно пренебречь. $n_e K T_e = 0{,}114$ мм рт ст. Если

предположить, что $T_{газа} = T_{иона} = \frac{Тк + Та}{2} = 1078^{o}К$, то $n_i K T_i = 4.24\ 10^{-2}$ мм рт.ст. Тогда из уравнения состояния $N = 1{,}65\ 10^{16}$ см$^{-3}$.

Из эксперимента $N_{эксп.} = 3.10^{15}$, а равновесное значение $N_o = 1{,}8.10^{16}$. Таким образом, $N_{эксп.}$ в 6 раз меньше N_o и более чем в 5 раз меньше значения N, полученного из уравнения состояния газа.

Если предположить, что газ разогрелся до значения T_g = Т е то при этом $P_e = P_i$ = 0.114 мм рт.ст., а $N = 5{,}9.10^{15}$ см$^{-3}$. То есть, и в этом случае $N_{эксп.}$ в 2 раза ниже N.

Отсюда следует, что объяснить разгон нейтральных атомов цезия разогревом газа и ионизацией не удается.

Наш результат получен косвенным путем, но в подобных условиях Явор И.П. [18] методом крюков Рождественского получил аналогичный результат. В смеси Ar + Cs [19,20], где концентрация нейтральных атомов определялась методом полного поглощения, наблюдалось уменьшение концентрации в несколько десятков раз, что не объясняется одной термодиффузией.

Средний блок.

Температура распределения этого блока T_z (C) для режима I (см.таблицу I) близка к средней температуре электродов. С ростом давления T_z (C) повышается. Наблюдается также корреляция температуры распределения этого блока с ходом концентрации электронов по зазору.

Для объяснения этого блока можно предположить существование взаимодействия возбужденного атома с нейтральным, осуществляющееся через квазимолекулу Cs_2^*. Время пролета атома через орбиту эле

она по порядку величны равно $\tau_1 \sim \frac{R}{\bar{v}_a}$, где $R = a_0 n^2 = a_0 \frac{E_n}{E}$ радиус орбиты электрона (a_0 – боровский радиус, E_n – энергия ионизации водорода, E – энергия связи оптического электрона, $\bar{v}_a$ – скорость атома цезия). Для периода обращения электрона по орбите имеется следующее выражение $T = \oint \frac{dq}{v} \approx \frac{h}{2E_n} (E_n/E)^{3/2}$ ля оценки возьмем уровень 10D, T_g = 1000°K, $\bar{v}_a$ = 4.10^4 см/сек, = 0,25 эв. В этом случае $\tau_1 \approx 7.10^{-12}$ сек; $T \approx 10^{-14}$ сек, т.е. а время пролета атома через орбиту электрон сделает приблизительно 10^3 оборотов вокруг обоих атомов, т.е. действительно, в ечение промежутка времени $\sim 10^{-11}$ сек существует система, состоящая из квазимолекулярного иона Cs_2^+ и вращающегося вокруг него лектрона.

Далее возможны два механизма: или электрон возбуждает ротационные уровни квазимолекулярного иона, что после рассеяния нейтрального атома приводит к девозбуждению и, как показывает расет, обуславливает температуру распределения уровней, близкую температуре атомов, или, что более вероятно, квазимолекула Cs_2^* аспадается на электрон и ион Cs_2^+, в результате чего происходит ссоциативная ионизация по схеме:

$$Cs^* + Cs \rightleftharpoons Cs_2^+ + e \qquad (I)$$

ту реакцию наблюдал Молер [21] , а также Lee и Mahan[22] , блучая пары цезия светом с длиной волны, соответствующей линиям лавной серии. На наличие в цезиевой плазме заметной доли ионов Cs_2^+ указывается в работах [23 – 26] .

Как показано в работе [22] , с уровней от 8P до 12P энергия возбуждения от 3.19 эв до 3.7 эв) происходит образование только ионов Cs_2^+ , что хорошо согласуется с уровнями среднего блока.

Сечение ассоциативной ионизации с уровня 8P имеет достаточно высокое значение ($\sigma_{8P} = 3, \ 10^{-17}$ см^2) и, как показано в работе [21] , растет с ростом номера уровня до 12 P. Таким образом, в нашем случае со средних уровней, видимо, преобладает ассоциативная ионизация.

Поскольку ионы Cs_2^+ сильно взаимодействуют с атомами, при течении реакции (I) справа налево образующиеся возбужденные атомы будут с большой вероятностью распределены по уровням с атомной температурой. Увеличение температуры распределения $T_z(C)$ по сравнению с $T_g = \frac{1}{2}(Tк+Ta)$, наблюдаемое на опыте с ростом n_e и P, может быть вызвано как повышением температуры газа, так и увеличением роли электронных возбуждений.

Верхний блок. Из таблицы I следует, что хотя температура распределения верхнего блока T_z (B) и растет с увеличением n_e, она остается значительно ниже какT_e, так и T_g и не может быть объяснена электрон-атомными или атом-атомными столкновениями. Видимо, заселенность верхних уровней определяется Оже-переходами.

Известно, что уширение уровней серий $S, P, D, F, G,$ H увеличивается в написанной последовательности. Для уровней фундаментальной серии при $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$ слияние наступает с уровня $14F_{7/2}$ (E = 3,82 эв). Слияние уровней серий G, H, и т.д. должно простираться до более низких энергий. Экспериментально сдвиг головы континуума наблюдался до 0,06 ÷ 0,10 эв в сторону более длинных волн. Точно определить величину сдвига нельзя, т.к. переход от линейчатого спектра к континууму не имеет резкой границы.

Если предположить, что уровни G, H и т.д. серий с $>3,71$ эв сливаются полностью, или частично, то уровни S, P, D ерий остающиеся дискретными, опустошаются за счет Оже-пере-одов на слившиеся уровни. При этом, т.к. заселенность слив-ших уровней меньше равновесной, обратные переходы не в состоянии омпенсировать опустошение S, P, D – уровней. Заселенность ерхних уровней резко падает, что приводит к низкой температуре аспределения этих уровней.

Была измерена также функция распределения свободных элект-онов. Оказалось, что наклон электронного распределения совпа-ает с наклоном нижнего блока, но абсолютная величина его еньше, чем продолжение нижнего блока. Это наблюдается даже в ом случае, когда экспериментально определенное значение n_e сов-адает с равновесным значением n_{eo}, вычисленным по класси-еской формуле САХА (режим 8,9 – таблица 1). Из эксперимента етко видно уменьшение разрыва между распределением свободных лектронов и продолжением нижнего блока с ростом n_e. Таким об-азом, в исследованных режимах практически еще нет равновесия ежду свободными электронами и связанными электронами нижнего верхнего блоков. Видимо, при наличии ассоциативной ионизации Оже-переходов классическая формула Саха не применима, и истин-ая равновесная концентрация $n'_{eo} > n_{eo}$ еще не достигнута.

В связи с этим возникает задача о вычислении равновесной n'_{eo} учетом всех упомянутых выше взаимодействий, что уже требует ривлечения теории неидеальной плазмы.

Выводы

I. В цезиевом разряде с коротким промежутком обнаружен эффект разгона нейтрального цезия и его зависимость от тока.

2. Цезиевая плазма низковольтного дугового разряда вплоть до $n_e = 3{,}8 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ не находится в состоянии ЛТР.

Уровни нижнего блока всегда, при максвелловском распределении электронов по энергиям, находятся в равновесии с основным уровнем и их заселенность определяется формулой Больцмана с T = Te.

3. С уровней среднего блока преобладает ассоциативная ионизация, а с уровней верхнего блока - автоионизация.

4. Повидимому, в данном случае классическая формула Саха не применима. Если при повышении плотности плазмы разрыв между распределением свободных и связанных электронов будет уменьшаться и наконец исчезнет, то это будет доказательством данного предположения.

Литература

Бакшт Ф.Г., Мойжес Б.Я. ЖТФ 35 (1965) 266, 1621.

Стаханов И.П. ЖТФ 37 (1967) 1277, 1286.

Стаханов И.П., Черковец В.Е. ЖТФ 41 (1971) 1400.

Johnson E.O., RCA Rev. 16 (1955) 498

Rufeh F., Lieb D, Report on Thermion. convers. Spec. Conf., USA, Framingham, 1968, p. 141.

Моргулис Н.Д., Кравченко А.И., Полушкин И.Н. УФЖ 14 (1969) 2080, 16 (1971) 335.

Новичков Д., Труды 9-ой Международной конференции по явлениям в ионизованных газах. Бухарест, 1969, стр.95.

Волкова Л.М., Девятов А.М., Соловьев Т.Н., Конавец И.А., Вестник МГУ (физ.) № 1 (1968) 67.

Бусыгин Э.П., Григорьянц В.Г., Жуков Б.Г., Явор И.П., ТВТ 6 (1968) 181.

Дунаев Ю.А., Явор И.П., Бусыгин Э.П., ЖТФ 36 (1966) 533.

Гриднева С.М., Касабов Г.А. Доклад на Международном симпозиуме по МГД-генерированию электроэнергии, Зальцбург, 1966.

Косырев Ф.К., Косырева Н.Р., Линев Е.И., Доклад на 2-ой Международной конференции по термоэмиссионному преобразованию энергии. Стреза, 1968.

Кирющенко А.И., Лебедев М.А., Маев С.А., Морозова Г.Г., Привалов И.Н., Смиренкина И.И. Журнал прикладной спектроскопии, 11 (1969); Труды 9-ой Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, 1969, стр.635.

[I3] Бусыгин Э.П., Григорьянц В.Г., Жуков Б.Г., Явор И.П. ЖТФ 40 (I970) 2II.

[I4] Cussenot J.R., Fabry M., Vicherat A., Plasma phys. 13 (1971) 80

[I5] Моргулис Н.Д. и др. Опт. и спектр. 30 (I97I) 597.

[I6] Кирющенко А.И., Лебедев М.А. Препринт ФЭИ-I79 (I969).

[I7] Шухтин А.М. ~~Диссертация (1952).~~ Сборник „Спектроскопия газоразрядной плазмы" изд. „наука" Л. 1970.

[I8] Явор И.П., ~~Частное сообщение.~~ См. доклад на данной конференции

[19] Bleckrede R., Laarse J.W., J. Appl. Phys. 40 2(1969)401.

[20] Tongeren H., J. Appl. Phys. 42 (1971) 3011.

[21] Mohler and Boeckner, Bur. Stand. Journ. Res. 5 (1930) 51.

[22] Lee and Mahan, J. Chem. Phys. 42 8(1965).

[23] Моргулис Н.В., Пржонский А.М., Корчевой К. ЖЭТФ 53 (I967) 4I7.

[24] Witting H.L., J. Appl. Phys. 40 (1939) 236.

[25] Моргулис Н.В., Пржонский А.М. ЖЭТФ 58 (I970) I973.

[26] Bergman R.S., Chanin L.M., Appl Phys. Let. 16 11(1970)

Таблица I.

№ режима	P_{Cs} мм рт.ст.	$n_e \cdot 10^{-13}$ $см^{-3}$	T_e эВ	$T_z(H)$ эВ	$T_z(C)$ эВ	$T_z(B)$ эВ	n_e/n_{eo}
	I.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
I	0,I	I,80	0,258	0,238	0,06 (0,075)	(0,0I6)	0,I3
2	I,0	2,65	0,I95	0,2I0	0,I36 (0,I32)	(0,036)	0,44
3	I,0	4,25	0,2I7	0,209	0,I20 (0,I35)	(0,029)	0,77
4.	2,0	5,00		0,209	0,II2		0,86
5	I,0	5,90	0,225	0,2I5		0,056	0,84
6	I,0	I5,0	0,230	0,233		0,073	0,9I
7	I,0	23,3	0,230	0,245		0,056	0,90
8	2,0	25,0	0,230	0,234		0,082	I,09
9	2,0	38,0	0,257	0,244		0,053	I,06

n_{eo} – равновесная концентрация электронов с $T=T_e$ и $N = N$ эксп;
цифры, заключенные в скобки, (столбцы 5 и 6) получены методом обращения спектральных линий.

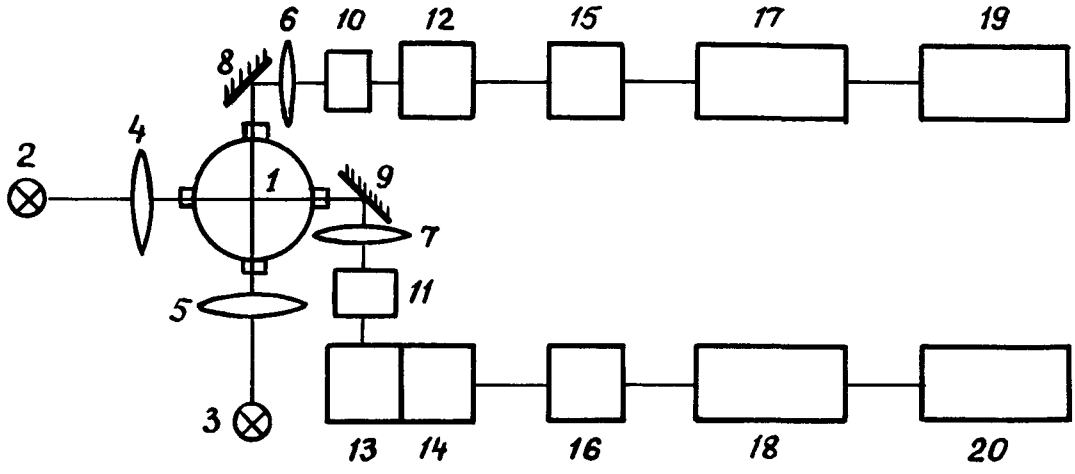


Рис.1. Схема эксперимента:
1-экспериментальный прибор, 2,3-эталонный источник света, 4,5,6,7-линза, 8,9-поворотное зеркало, 10,11-модулятор, 12-монохроматор ДМР-4, 13,14-спектрограф ИСП-51 с приставкой ФЭП-1, 15,16-фотоумножитель, 17,18-усилитель, 19,20-самописец.

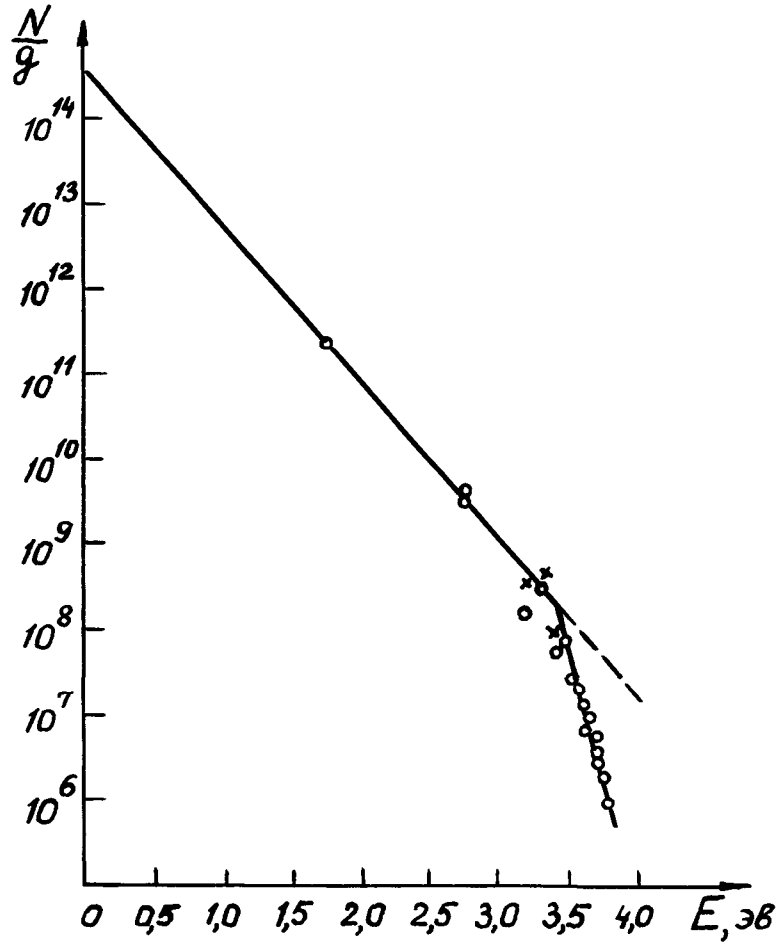


Рис.2. Зависимость абсолютной заселённости от энергии уровня.
× – значения с поправкой на самопоглощение.

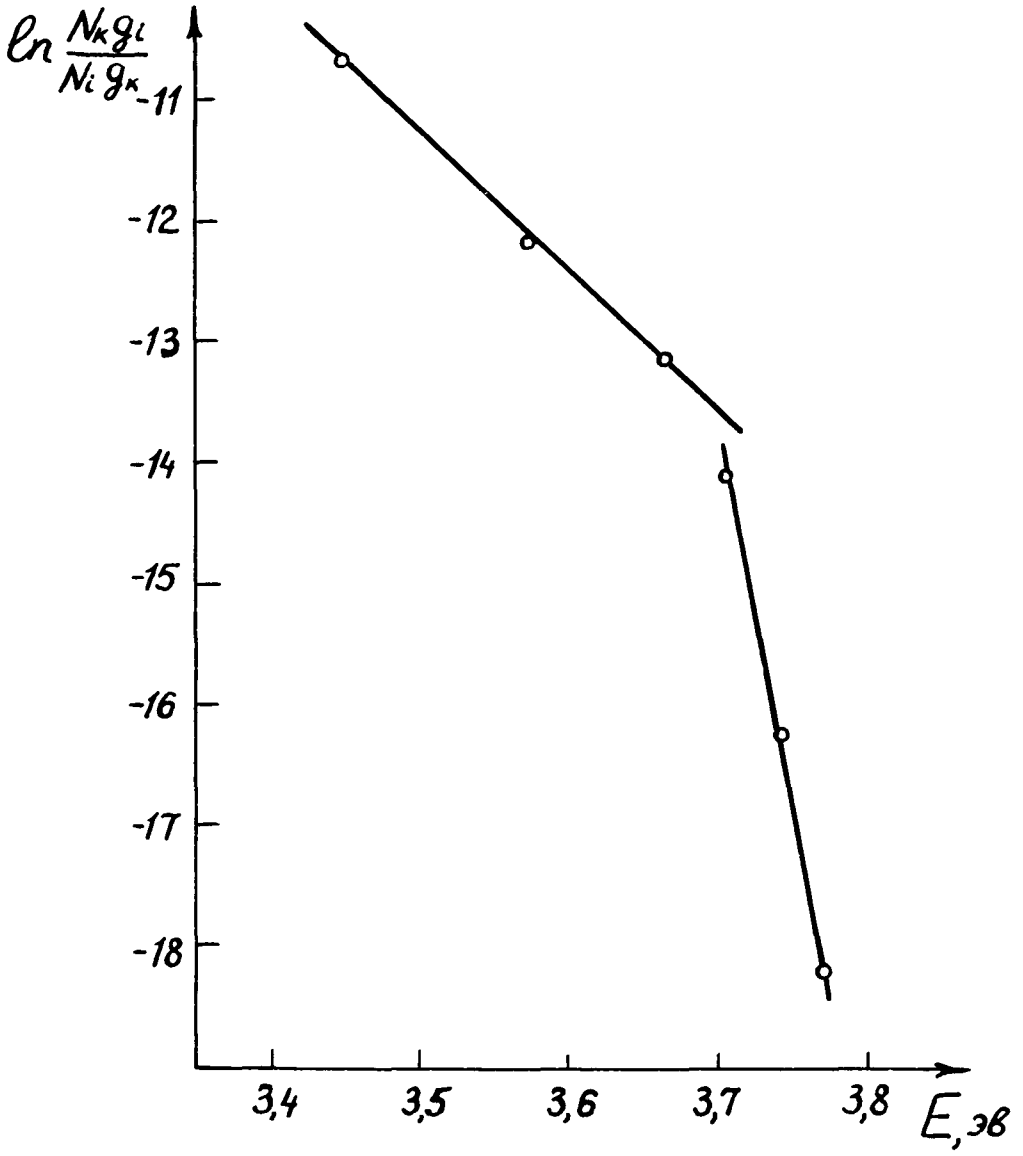


Рис.3. Зависимость относительной заселённости от энергии уровня.

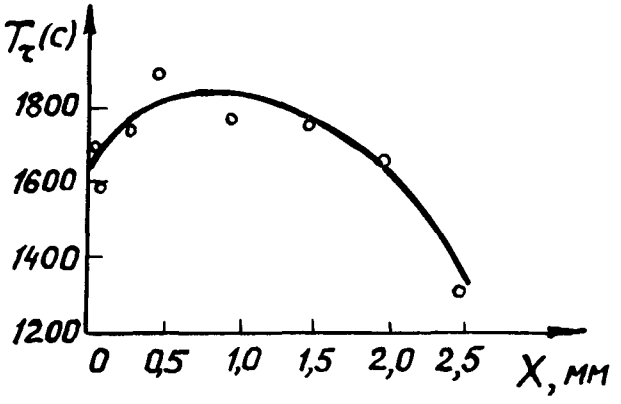


Рис.4. Ход $T_z(c)$ по зазору.

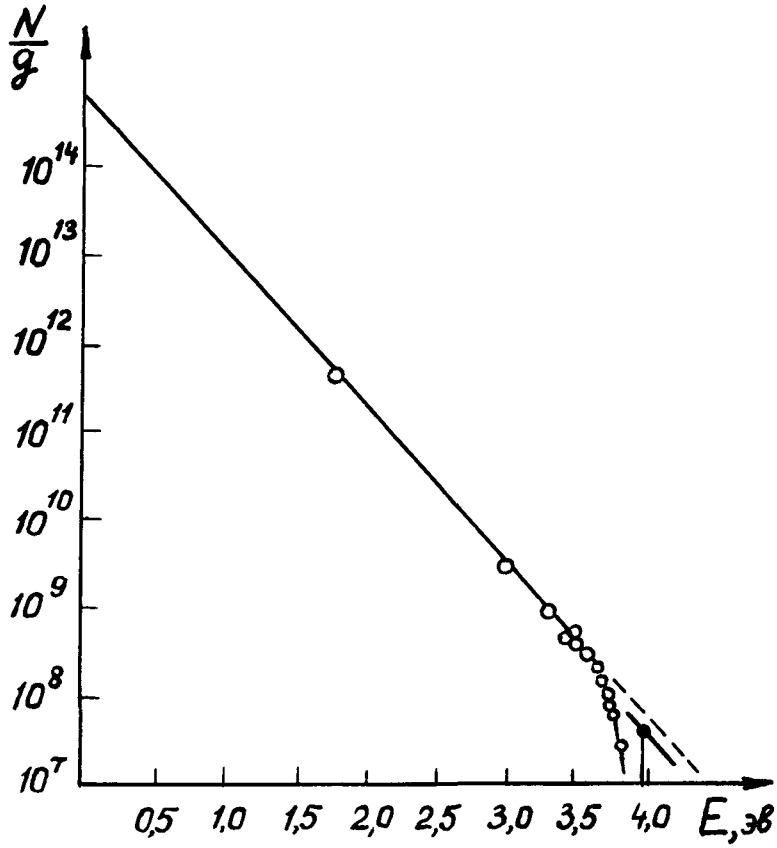


Рис.5. Зависимость абсолютной заселённости от энергии уровня.

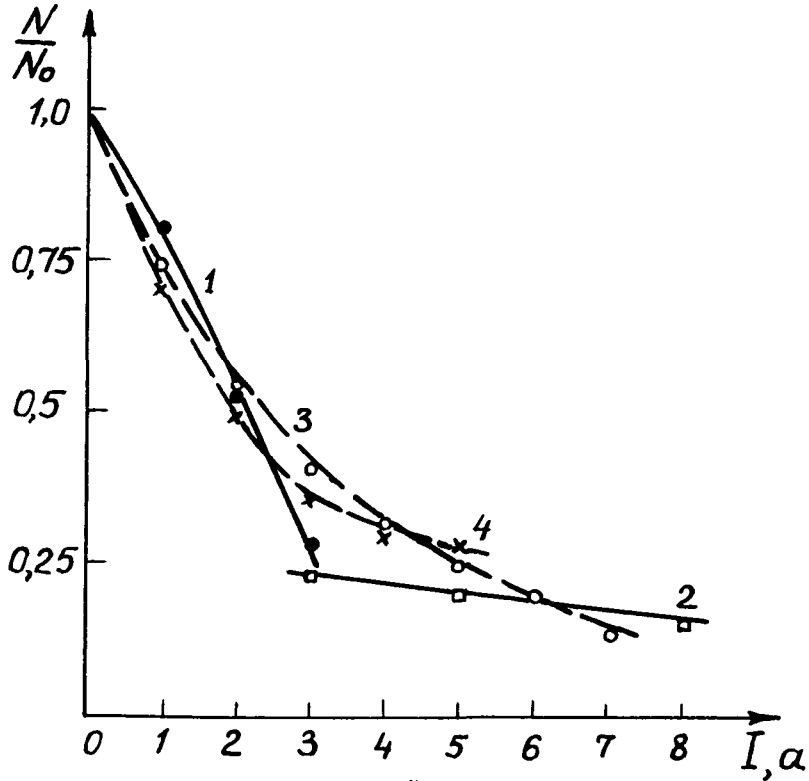


Рис.6. Зависимость концентрации нейтральных атомов, выраженная в относительных единицах, от силы тока.

THE MAXWELLIZATION OF ELECTRONS IN CS-PLASMA OF A LOW-VOLTAGE ARC DISCHARGE

Yu.K.Gus'kow, A.I. Kiryushchenko, M.A. Lebedev, V.E. Cherkovetz

Institute of Power Engineering, USSR

Abstract

The results of a quantitative comparison between the calculated maxwellization of the electron distribution function in the precathode area of a low-voltage arc discharge and that obtained in the experiment are reported in this work. The distribution function along the velocity component V_z, normal to the surface of the cathode, was measured with a plane Langmuir probe inserted into the diode through the anode,

$$F(v_z^2, x) = \text{const} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(v_x, v_y, v_z, x)\, dv_x\, dv_y.$$

Measurements were made at different distances x from the cathode. The theoretical and experimental results are in good agreement. They are as follows:

1. Near the cathode, according to relations between such values as temperature of the electrons in the plasma T_e, the cathode temperature T_k and the energy of the precathode barrier E_o, the electron distribution function may have either

a) an excess of electrons with energy $E \gtrsim E_o$ or

b) an excess of electrons with $E \gtrsim E_o$ simultaneously with

a shortage of electrons with energy $E \gtrsim E_0 + T_e$ compared to the Maxwellian distribution function, corresponding to plasma electron temperature.

2. A good quantitative agreement is observed between measured and calculated distribution functions for similar conditions.

3. The maxwellization length of the distribution function perturbe on the precathode barrier is equal to
$(4 \div 5)L = \mathcal{L}$ where $L = \sqrt{\frac{E_0}{3T_e} l_{ea} l_{ee}}$,
l_{ea} and l_{ee} - the mean free paths of an electron, the electron-atom and electron-electron collisions are taken into account.

4. The experimental dependence of maxwellization length $\mathcal{L}$ from l_{ea} (with the other parameters fixed) coincides with calculated data, i.e. $\mathcal{L} = const \sqrt{l_{ea}}$.

5. At last, a good agreement between theory and experiment indicat the fact that considering the maxwellization process it is sufficient to take into account electron-atom and electron-electro collisions.

МАКСВЕЛЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЕ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ДУГИ

Ю.К.Гуськов (Kov), А.И.Киркиенко, М.А.Лебедев, В.Е.Черковец (Cherkovets)

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ОБНИНСК, СССР

§ I. Плазма в прикатодной области развитой низковольтной дуги не находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Существующий скачок потенциала на границе плазмы с катодом ускоряет электроны термоэмиссии из катода и отражает обратно электроны, приходящие из плазмы с энергией, меньшей величины скачка потенциала. В результате в прикатодной области создается пучок быстрых электронов с энергиями $E \gtrsim E_0 \gg T_e$, где E_0 – энергия прикатодного скачка потенциала, T_e – температура электронов плазмы. При этом эмиттируемые электроны вблизи катода имеют температуру катода T_k, которая обычно меньше T_e. Эмиссия из катода, скачок потенциала и отличие T_k от T_e определяют прикатодные возмущения ψ функции распределения электронов $f_e = f_{eo} + \psi f_{eo}$, где f_{eo} – максвелловская функция распределения. Эти возмущения, возникнув на границе, распространяются в плазму, релаксируя в результате взаимодействия с ней.

Отклонения f_e от максвелловской функции могут существенно повлиять на различные параметры и характеристики плазмы

межэлектродного пространства. В то же время для понимания работы устройств с низковольтными разрядами, например ТЭП, знание этих параметров необходимо. Оно требуется еще в большей мере для точных расчетов наиболее перспективных, дуговых режимов ТЭП. В этой связи естественно то внимание, которое уделяется экспериментальному и теоретическому изучению релаксации функции распределения в приэлектродной области низковольтной дуги, см.например, работы [I-6] .

В частности, в [4] найдена зависимость возмущений ψ от энергии и расстояния до катода. При этом считалось, что быстро происходит изотронизация распределения вследствие интенсивных упругих электрон-атомных столкновений и дальнейшая релаксация представляет собой диффузию ψ в обычном и энергетическом пространствах благодаря упругим электрон-атомным столкновениям и электрон-электронным взаимодействиям. В настоящей работе многие данные интерпретируются, исходя из результатов работы [4] , и сравниваются с ними. Поэтому приводим здесь основные выводы и результаты [4] , сформулировав их следующим образом:

I) Вблизи катода низковольтной дуги может иметь место такое распределение электронов по энергии, при котором в одной области энергий ($E \simeq E_0$) имеется избыток, а в другой ($E \gtrsim E_0 + T_k$) недостаток быстрых электронов по сравнению с максвелловским распределением ($\psi > 0$ при $E \simeq E_0$ и $\psi < 0$ при $E \gtrsim E_0 + T_k$). Превышение объясняется эмиссией ускоренных катодным скачком потенциала электронов из катода в плазму. Обеднение – наличием холодного по сравнению с электронами плазмы катода ($\tau = \frac{T_e}{T_k} > 1$).

2) Релаксация как положительных, так и отрицательных возмущений функции распределения описывается следующей формулой

$$\psi(\varepsilon,\xi) = e^{-\frac{\tau-\varepsilon}{2}}\left[B\tau^2 K_1(\varepsilon,\xi,\tau) - K_2(\varepsilon,\xi,\tau)\right], \qquad (I)$$

где приняты обозначения:

$$\varepsilon = \frac{E-E_0}{T_e},\ \xi = \frac{x}{L},\ \tau = \sqrt{\varepsilon^2+\xi^2},\ B = \frac{j}{\vartheta/4\, n\bar{v}\, e^{-\frac{E_0}{T_e}}},\ q = \frac{4L}{l_{ee}},\ \bar{v} = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} \qquad (2)$$

$$L = \sqrt{\frac{E_0}{T_e}\,\frac{l_{ee}\, l_{ea}}{3}}$$

$r_e = \frac{T_e^2}{2\pi n e^4 \Lambda}$, $l_{ea} = \frac{1}{n_a \sigma_{ea}(E)}$, $\sigma_{ea}(E)$ см.[9], $K_{1,2}$ см.[4].

j – плотность разрядного тока, n – плотность плазмы,
n_a – плотность нейтральных атомов, x – расстояние до катода.
и $x > L$, $E \simeq E_0$ формула (I) дает удобную для сравнения
экспериментом асимптотику

$$\psi \sim e^{-\frac{x}{2L}} \qquad (3)$$

сюда, кроме того, видно, что характерная длина релаксации
икатодных возмущений $\sim 2L$ при энергиях $E \simeq E_0$.

§ 2. Экспериментальные исследования проводились на цезиевом
оде с плоской геометрией электродов [5] . Площадь рабочей
верхности электродов составляла ~ I,5 см^2. Изоляция боковой
верхности катода осуществлялась с помощью алунда. Межэлектрод-
е расстояние составляло 3,6 мм. Плоский ленгмюровский зонд
водился через отверстие в аноде. Электрическая схема позволяла
роизводить непосредственное измерение первой производной
ондовой характеристики во время эксперимента. Хотя цилиндричес-
ий зонд можно сделать более тонким и, следовательно, менее
змущающим плазму, что особенно важно у катода, выбран был
лоский зонд. Дело в том, что для плоского зонда первая произ-
одная зондовой характеристики всегда пропорциональна.

$$F(v_x, x) = \iint f_e(\vec{v}, x)\, dv_y\, dv_z \qquad (4)$$

де ось x направлена по внутренней нормали к рабочей поверх-
сти зонда. Причем эта пропорциональность сохраняется независи-
о от того, является ли f_e изотропной функцией или нет. Легко
идеть, что $F(v_x, x)$ есть функция распределения электро-
ов по x – компоненте скорости. В случае же цилиндрического
онда функцию распределения можно просто связать со второй про-
зводной зондовой характеристики только для изотропной плазмы.
ри этом всегда трудно решить по результатам измерения, изотроп-
а ли f_e , не меняя положения зонда. В свою очередь при
спользовании плоского зонда следует учитывать возможность эф-
екта экранировки зондом в условиях, когда расстояние между ним

и катодом много меньше поперечных размеров зонда. При этом пла
ма в пространстве между катодом и зондом может несколько отли-
чаться от той, какая была бы в том же месте в отсутствии зонда

§ 3. Результаты измерений приводятся на рис. Iа,б,в,г,д,
и в таблицах I,2. Были исследованы два случая, в одном из кот
рых длины пробега электронов (l_{ea}, l_{ee}) меньше зазора, а в
другом наоборот $l_{ea}, l_{ee} > d$.
Первому случаю соответствуют варианты а,б,в,г, – второму – д,е.
Значения параметров плазмы, соответствующие каждому из вариант
можно найти в таблицах I,2.

В настоящем параграфе подробно обсуждается случай
$l_{ea}, l_{ee} < d$. На рис. I в полулогарифмическом масштабе изображена
функция распределения $F(v_x)$ на различных расстояниях
от катода. Цифра у каждой кривой указывает с помощью таблицы 2
расстояние от катода. Очевидно, что в случае максвелловского
распределения во всем межэлектродном пространстве графики $lg F$
от $E_x = \frac{m v_x^2}{2}$ должны были бы представлять собой прямые,
наклон которых определялся температурой электронов. Легко видет
из рис.I, что такой характер графиков $lg F$ наблюдается
лишь в области тепловых энергий. В области же высоких энергий
$E \gg T_e$ графики $lg F$ отклоняются от этих прямых, причем
как в одну, так и в другую стороны. Эти отклонения особенно
заметны в прикатодной области и означают, что во-первых, здесь
при $E \gg T_e$ распределение электронов существенно немаксвел-
ловское ($f_e \neq f_{eo}$) и, во-вторых, указывают на наличие как
области энергий, в которой электронов больше, чем при $f_e = f_{eo}$
так и другой области, где число электронов меньше по сравнению
с максвелловским. Как видно из рис. I, $lg F - lg F_o > 0$
при $E \gtrsim E_o$ и $lg F - lg F_o < 0$ при $E \gtrsim E_o + T_k$.
Т.е. экспериментально обнаружена ситуация, описываемая теорети-
чески [4] в § I.

По мере удаления от катода графики $lg F(E_x)$ постоянно
изменяются, приближаясь по виду к прямым.
Распределение максвеллизуется, причем это наступает на различны
расстояниях от катода в зависимости от давления, скачка потен-
циала и т.п. Так, максвеллизация наступает тем дальше, чем

ньше давление или больше прикатодный скачок потенциала. Однако приближением к аноду в некоторых случаях, например см.рис. I8, ова наблюдается отклонение в сторону ниже установившейся было ямой $\lg F_0(E_x)$ в области высоких энергий.
кое обеднение распределения может быть связано с двумя процесса-, приводящими к уменьшению числа быстрых электронов в плазме. о неупругие электрон-атомные столкновения, а также утечка на од, вблизи которого нет большого отражающего барьера, как у тода.

Для получения количественных характеристик происходящего оцесса релаксации возмущений функции распределения, в частности, я определения характерной длины релаксации, удобно ввести слеющую величину

$$\Delta F = F - F_0 .$$

ятую при энергии $E \simeq E_0$, будем обозначать ее ΔF_m.
рис. Ia,б,в,г в левом углу построены зависимости $\Delta F_m(x)$ полулогарифмическом масштабе. Нетрудно видеть, что начиная с неторого расстояния графики $\lg \Delta F_m(x)$ представляют собой ямые. Следовательно, экспериментальная зависимость
расстояния до катода имеет вид

$$\Delta F_m \sim e^{-\frac{x}{l_э^*}} \qquad (5)$$

ределяемые из наклона прямых характерные длины $l_э^*$ приведены таблице I. Если записать ΔF_m с помощью введенной в § I нкции Ψ, т.е.

$$\Delta F_m = \iint f_{e0} \Psi \, dv_y \, dv_z ,$$

, учитывая (3), из теории [4] должно следовать

$$\Delta F_m \sim e^{-\frac{x}{2L}} \qquad (6)$$

асчетные длины $2L$ также приводятся в таблице I, причем казывается, что $l_э^* \simeq 2L$. Следует отметить, что при вычисении L по формуле (2) вместо l_{ea} используется длина хаотизации распределения $\bar{l}$, определяемая из соотношения

$$\frac{1}{\bar{l}} = \frac{1}{l_{ea}} + \frac{1}{l_{ee}(E_0^2)} , \quad l_{ee}(E_0^2) = \frac{E_0^2}{2\pi n e^4 \Lambda} .$$

Дело в том, что в [4] предполагается хаотизация исключительно на $e-\alpha$ столкновениях, т.е. $l_{e\alpha} \ll l_{ee}(E_0^2)$. В условиях рассматриваемого эксперимента этот процесс происходит в некоторой мере и за счет $e-e$ столкновений. Таким образом из эксперимента следует, что начиная с некоторого расстояния ($\sim \bar{l}$) релаксация прикатодных возмущений определяется $e-\alpha$ и $e-e$ столкновениями и представляется как диффузия в обычном и энергетическом пространствах. Экспериментальная характерная длина $l_э^*$ хорошо согласуется с теоретической из [4] . Заметим, что в рассмотренном случае $l_{e\alpha}, l_{ee} < d$ релаксация заканчивается полной максвеллизацией (f_e становится равной f_{e0}). На рис. 2 сравниваются расчетные и экспериментальные кривые $F(E_x)$ для варианта в . Пунктирные линии соответствуют теоретическим кривым.

§ 4. В этом параграфе обсуждается случай $l_{e\alpha}, l_{ee} > d$, т.е. варианты д ,е , а также не рассматривавшаяся в предыдущем параграфе начальная стадия релаксации в вариантах а, б, в, г. Как видно из рисунков Iа,б,в,г функции распределени измеренные вблизи катода, имеют участки с положительной производной ($\frac{\partial f_e}{\partial v_x} > 0$). Релаксация распределения происходит при этом чрезвычайно быстро, как это следует из графиков $lg \Delta F_m$ Уже на расстояниях $l_э^{\sim} \sim 0{,}2$ мм от катода функция распределени становится монотонной и далее, начиная с расстояния $\sim \bar{l}$, процесс релаксации идет медленнее, подчиняясь законам, описанным в §§ I,3.
Здесь же заметим, что длина хаотизации $\bar{l}$ больше $l_э^{\sim}$. Далее, в случаях д ,е , когда $l_{e\alpha}, l_{ee} > d$, таким образом, редкие столкновения не в состоянии обеспечить релаксацию пучка, она однако также имеет место и происходит довольно быстро.

Причиной описанных явлений возможно оказывается квазилинейная релаксация пучка на интенсивных плазменных колебаниях, им созданных. Действительно, расстояние, на котором образуется плато на функции распределения, можно оценить по следующей формуле [7] :

$$\tilde{\ell} \sim r_{\partial} \frac{n}{n_0} \frac{v_T}{v_0} \qquad (7)$$

точнее, как следует из численных расчетов [8] , это расстоя-
равно

$$\tilde{\ell}_T \simeq 4\tilde{\ell} \qquad (8)$$

сь r_{∂} – радиус Дебая, n , n_0 – соответственно плотности
змы и пучка, $v_T = \sqrt{\frac{T_e}{m}}$, $v_0 = \sqrt{\frac{2E_0}{m}}$.
аблице I приводятся значения $\tilde{\ell}_T$, рассчитанные по формулам
, (8). Сравнение их с $\tilde{\ell}_э$, указывает на согласие этих
н друг с другом.
ользу релаксации на волнах в непосредственной близости от ка-
да говорит также следующий анализ вариантов д , е .
йствительно, условия экспериментов д и е идентичны во
м, кроме значений плотности электронов в пучке, а именно
$n_{0e} \simeq 2 n_{0д}$. Одновременно, как видно из рис. I д , е
аблицы I релаксация происходит гораздо быстрее в случае е .
ли в случае д релаксация практически заканчивается с обра-
ванием плато на расстоянии $\tilde{\ell}_э \sim 0{,}7$ мм, то в е – на длине
$\sim 0{,}25$ мм. Причем как видно из формулы (7) то же самое сле-
ет ожидать и из теории, если происходит квазилинейная релак-
ция. В рассмотреннвх вариантах д , е выполняется условие
$\ell_\alpha , \ell_{ee} > d$. Поэтому после завершения квазилинейного этапа
лаксации распределение практически остается неизменным вплоть
анода. Соответственно и не наступает полной максвеллизации
$f_e \neq f_{e0}$).

§ 5. В заключение можно следующим образом подытожить резуль-
ты, полученные в работе.

В рассматриваемых условиях ($P = 10^{-1} \div 10^{-3}$ мм рт ст,
$= 10^{13} \div 10^{12}$ см$^{-3}$, $E_0 = 2 \div 3$ эв, $d = 3{,}6$ мм, $T_k \simeq 1000^0$К,
$\simeq 4000 \div 5000^0$К , $j = 0{,}15 \div 0{,}65$ а/см^2) релаксация прикатод-
к возмущений функции распределения электронов происходит по
зному в зависимости от соотношения длин свободного пробега

(l_{ea} , l_{ee}) и межэлектродного расстояния d .

В случае $l_{ea}, l_{ee} < d$ релаксация разбивается на два этапа. В непосредственной близости от катода ($x \lesssim \tilde{l}_э < \bar{l}$), где $\tilde{l}_э$ и $\bar{l}$ см.в § 3, возмущения быстро убывают вследств возбуждения плазменных колебаний и взаимодействия с ними. На большем удалении от катода основным механизмом релаксации становится диффузия возмущений в обычном и энергетическом пространствах, определяемая $e-a$ и $e-e$ столкновениями электронов и имеющая характерную длину

$$l_э^* = 2L , \quad L = \sqrt{\frac{E_0}{T_e} \frac{l_{ee} l_{ea}}{3}} .$$

Релаксация заканчивается полной максвеллизацией. Характерным является наличие в данном случае энергетического распределения электронов вблизи катода с избытком электронов при $E \gtrsim E_0$ и одновременно, с недостатком в области $E \gtrsim E_0 + T_k$, что согласуется с выводами [4] .

В случае $l_{ea}, l_{ee} > d$, как и в рассмотренном выше, происходит быстрая квазилинейная релаксация на волнах на длине $\sim \tilde{l}_э$. Однако в отличие от него релаксация на этом заканчивается без достижения полной максвеллизации. Экспериментальная длина $\tilde{l}_э$ близка к длине релаксации инжектированного в плазму пучка, даваемой квазилинейной теорией, см. [7],[8] .

ЛИТЕРАТУРА

1] Стаханов И.П. ЖТФ, 37 , 1277, 1967.

2] Бакшт Ф.Г., Игитханов Ю.Л. ЖТФ, 37 , 1298, 1967,
Бакшт Ф.Г. ЖТФ, 1594, 1969.

3] Дюжев Г.А., Мойжес Б.Я., Старцев Е.А., Юрьев В.Г.
ЖТФ, 41 ; 2393, 1971.
Дюжев Г.А., Мойжес Б.Я., Немчинский В.А., Старцев Е.А.,
Школьник С.М., Юрьев В.Г.
ЖТФ, 41, 2406, 1971.

4] Стаханов И.П., Черковец В.Е., ЖТФ, 40, 296, 1970.

5] Киркщенко А.И., Лебедев М.А. Препринт ФЭИ – 179, 1969.

6] Моргулис Н.Д., Корчевой Ю.П., Дудко Д.Я.,
ЖТФ, 38 , 1065, 1968.

7] Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме.
Изд. "Наука", 1967.

8] Немчинский В.А. ЖТФ, 40 , 2462, 1970.

9] Robert B. Brode. The Phys. Rev. 34, 677, 1929.

Таблица I

Вариант	P, мм.рт.ст	E_0, эв	$l_э^*$, мм	2L, мм	$\tilde{l}_э$, мм	$\tilde{l}_т$, мм
а	$I,I.I0^{-2}$	3,2	0,90	I,00	$\lesssim$0,2	0,I6
б	$I,I.I0^{-2}$	2,4	0,8I	0,90	~0,2	0,I7
в	$4,2.I0^{-2}$	2,5	0,39	0,42	$\lesssim$0,2	0,II
г	$I0^{-I}$	2,5	0,23	0,28	~0,2	0,I3
д	$5,6.I0^{-3}$	3,I	–	–	~0,70	0,52
е	$5,6.I0^{-3}$	3,I	–	–	$\lesssim$0,25	0,I8

Таблица 2

Номер кривой	а			б			в			г			д			е		
	x, мм	n, 10^{13} см$^{-3}$	T_e, 10^3°K	x	n	T_e	x	n	T_e	x	n	T_e	x	n	T_e	x	n	T_e
I	0,05	2,3	5,0	0,05	I,3	4,7	0,I	I,3	4,7	0,05	I,5	4,0	0,2	0,26	4,5	0,05	0,3	4,5
2	0,25	3,I	4,0	0,2	I,8	3,7	0,2	2,0	4,I	0,25	2	4,0	0,45	0,38	4,5	0,25	0,46	4,5
3	0,5	3,4	4,9	0,5	2,2	4,3	0,6	2,9	4,I	0,6	3,7	3,2	0,7	0,40	4,2	0,45	0,48	4,5
4	0,8	3,3	5,2	I,0	2,8	4,3	I,I	3,5	4,I	I,0	5	3,4	I,05	0,50	4,0	0,8	0,56	4,5
5	I,2	3,0	5,2	I,4	3,8	4,3	I,6	3,9	3,5	–	–	–	–	–	–	–	–	–
6	2	3,0	5,0	2,I	2,8	4,4	2,4	4,0	3,0	–	–	–	–	–	–	–	–	–

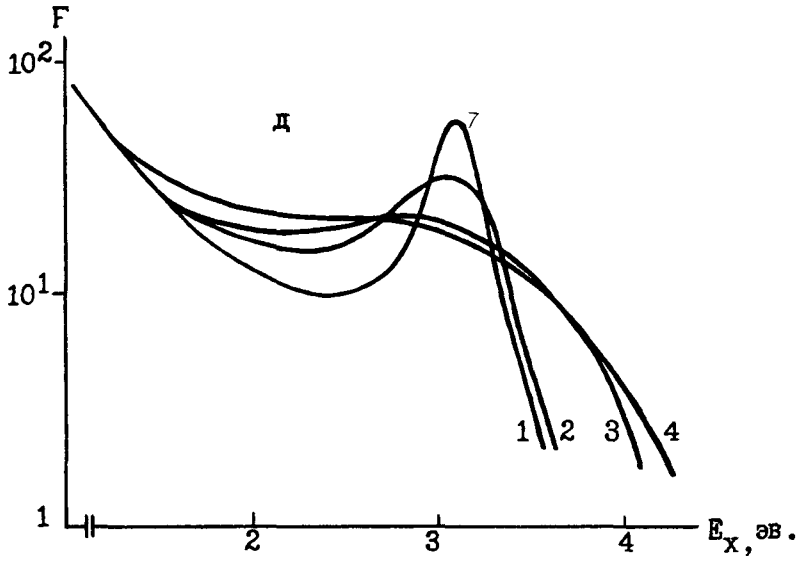


Рис.1д

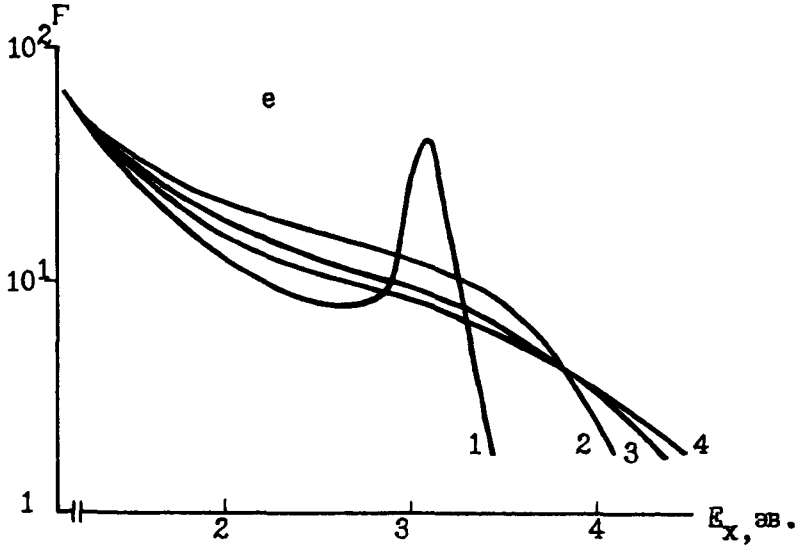


Рис.1 е

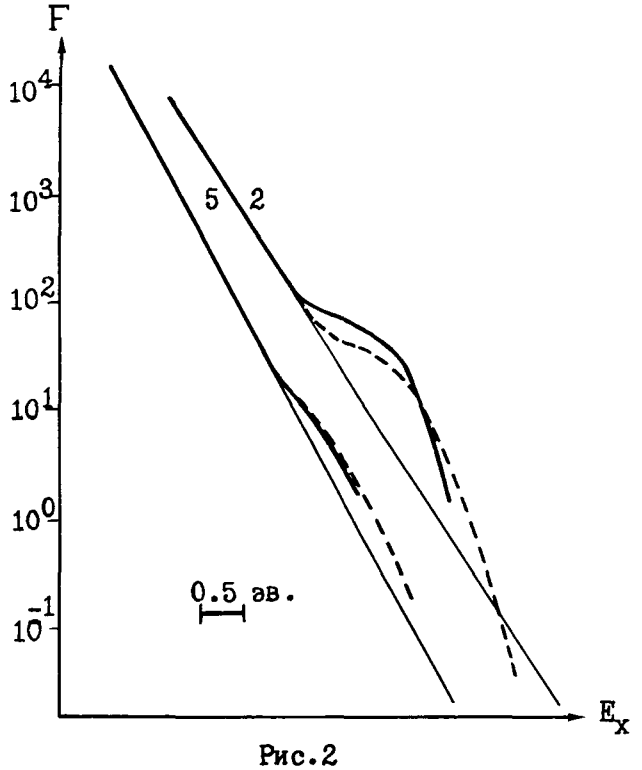


Рис.2

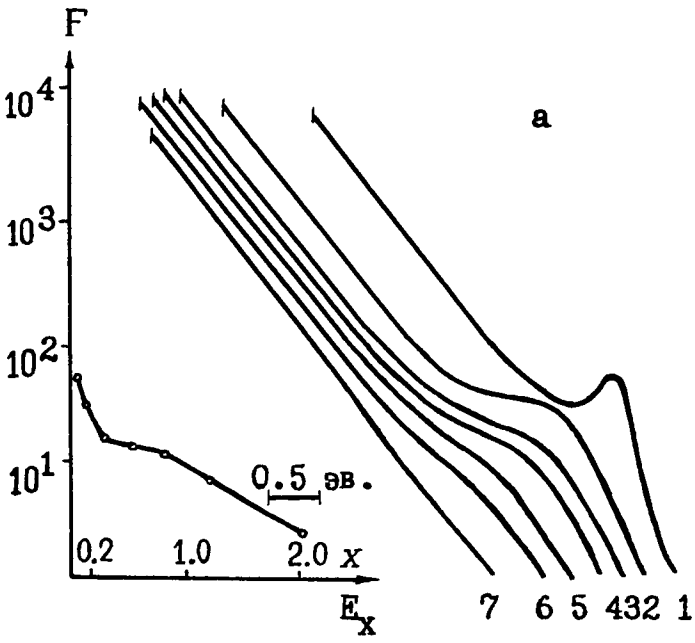


Рис.1 а

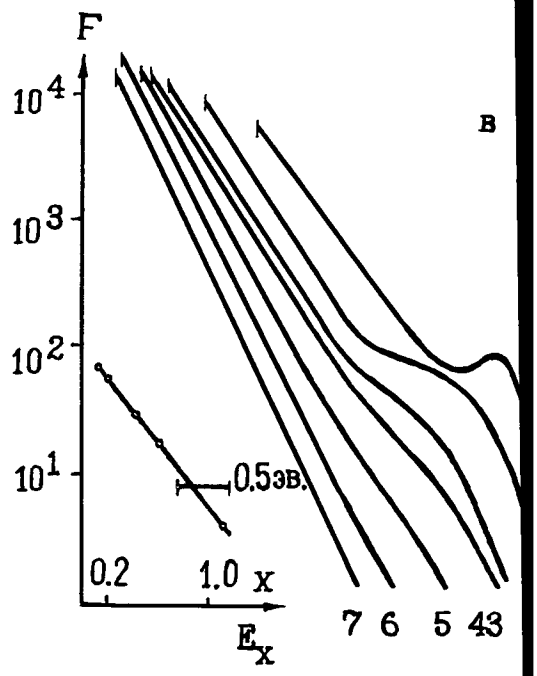


Рис.1 в

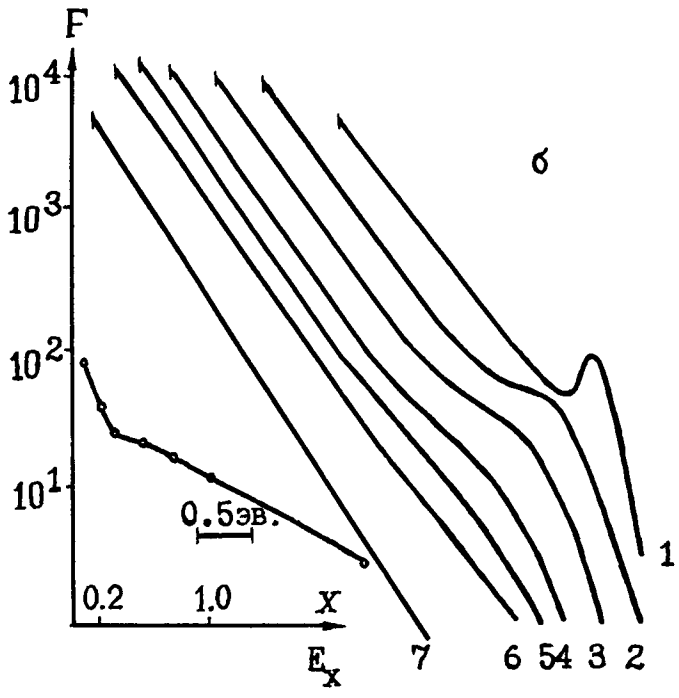


Рис.1 б

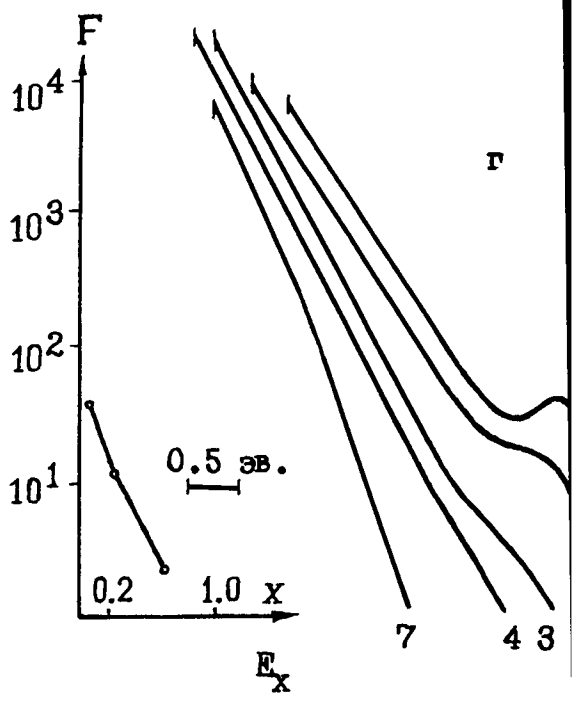


Рис.1 г.

Polarization and Interferometric Investigations of Discharge Modes in Thermionic Converters

E.P. Busygin, V.G. Grigor'yants, Yu.A. Dunaev,
Yu.L. Serov, I.P. Yavor
sico-technical Institute A.F. Yoffe of the Academy of Sciences

this report results of experimental investigations of discharge es in cesium filled thermionic energy converters are presented. investigations were carried out over a large range of cesium or pressures from the Knudsen arc ($1o^{-2}$ Torr) to the dense arc e (1o Torr). Optical methods of measurement were employed for the st time under the conditions encountered in thermionic energy verters.

results of an investigation of the polarization of the spectral e emission from cesium in a Knudsen arc are given in the first t of the report. The polarization rate provides information re- ding the plasma non-equilibrium. In the short Knudsen arc, the e of the Maxwellian electrons in the excitation of atoms may be important in comparison to the excitation by oriented electrons. er these conditions, the discharge emission will be polarized with degree of polarization depending on the discharge mode. The effect a longitudinal magnetic field on the polarization rate was analyzed. s greatly depended on the populations of the spin states. Under conditions studied here, the magnetic field caused an increase the polarization rate. The polarization rate was also found to end on the energy of the excitation electrons. The conditions un- which the emission of the Knudsen discharge is polarized are alyzed and discussed in detail.

the second part of this report, the results of measurements of e concentration of cesium atoms in the gap of a flat thermionic nverter using the Hook-method of Rozhdestvenskii are presented. e measurements were performed under vapor pressures of $1o^{-2}$ Torr 1o Torr, cathode temperatures from $1ooo^{o}K$ to $2ooo^{o}K$, and inter- ectrode gaps from o,2 to 2 mm. The distribution of atom concentra- ons across the gap of the converter and the variations of these stributions with mode variations were determined. The measurements re carried out using interferometry which provides a higher precision

in the determination of relative variations. Variations of the distribution profile in the gap as well as considerable absolute variations of the concentration of cesium atoms were detected by their relationship to the current passing through the gap. The populations of the 6 P-level were determined by the Hook-method at cesium vapor pressures of about 1o Torr and currents of 1o Amperes. By interferometry it was possible to directly determine t atom concentration in the gap of the working converter to a precis of within a few percent. Several essential details regarding the application of this method to thermionic energy converters are giv in this report.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРЯДНЫХ РЕЖИМОВ В ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ.

Э.П.Бусыгин, В.Г.Григорьянц, Ю.А.Дунаев, Ю.Л.Серов, И.П.Явор.

Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР, СССР.

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся результаты исследования оптическими методами разрядных режимов в термоэмиссионных преобразователях энергии с цезиевым наполнением. Исследования проводились в диапазоне давлений паров цезия, охватывающем как кнудсеновскую дугу, так и плотный дуговой режим.

Интерферометрическим методом определены концентрации и распределения невозбужденных атомов цезия в зазоре преобразователя в рабочих условиях. Обнаружено значительное уменьшение концентрации атомов в зазоре в условиях дугового режима. Методом крюков определена заселенность уровня $6P_{1/2}$.

В кнудсеновских режимах наблюдалась поляризация линейчатого излучения цезия. Степень поляризации зависит от режима разряда и величины продольного магнитного поля. Исследования поляризации излучения разряда дает информацию о неравновесности плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Перспективность и целесообразность использования оптических методов исследования состояния плазмы в термоэмиссионных преобразователях энергии не вызывают сомнения. Применение к условиям в ТЭП давно известных и хорошо зарекомендовавших себя оптических методов может не только расширить экспериментальные возможности, но и позволит подробно исследовать такие факторы, которые до сих пор были мало изучены, но имеют существенное значение для физики преобразования.

I. Определение концентрации атомов цезия в зазоре преобразователя.

О концентрации атомов цезия в зазоре преобразователя обычно судят исходя из его температурного режима. Прямых измерений концентрации невозбужденных атомов цезия в зазоре ТЭП в рабочих условиях до сих пор не производилось. В настоящем докладе сообщаются результаты таких измерений, выполненных при помощи двухлучевого интерферометра, скрещенного со спектрографом.

Экспериментальная установка и методика измерений.

Схема установки с интерферометром и спектрографом показана на рис.I. Свет со сплошным спектром от дуговой лампы концентрируется линзой и падает на первое полупрозрачное зеркало интерферометра. Здесь он раздваивается на 2 луча с равными интенсивностями. Один из лучей после отражения от первого сплошного зеркала проходит через зазор ТЭП. Второй луч направляется через компенсационную трубку на второе сплошное зеркало интерферометра и отражается на второе полупрозрачное зеркало, за которым оба луча совмещаются и направляются на щель спектрографа. Для обеспечения высокого пространственного разрешения (0,I мм) в направлении поперек зазора преобразователя зеркала интерферометра юстировались по схеме, предложенной в работе [1] так, чтобы интерференционные полосы были локализованы в центр-

альной части зазора ТЭП. В результате на щели спектрографа удается сфокусировать одновременно и края электродов (зазор) и интерференционные полосы.

Если щель спектрографа ориентирована перпендикулярно изображению зазора, как это показано на рис.I в кружке, то на спектрограмме получится развертка по спектру зазора ТЭП с интерференционными полосами. Верхняя и нижняя границы интерферограммы будут соответствовать рабочим поверхностям анода и катода. При хорошем пространственном разрешении изменения концентрации поперек зазора будут достаточно точно отражены на интерферограмме.

В качестве модели термоэмиссионного преобразователя использовался цезиевый диод с плоскими молибденовыми электродами диаметром I0 мм, зачехленными трубками из BeO. Корпус диода имел два окна для просвечивания зазора лучом интерферометра. Зазор переменный, изменяющийся от 0 до 3 мм. Диод работал внутри вакуумного колпака, снабженного двумя окнами, расположенными на одной оси с окнами диода.

Для определения абсолютных значений концентрации атомов цезия применялся метод крюков Рождественского [2]. По крюкам у линий главной серии цезия определялась концентрация атомов цезия в основном состоянии $6S_{1/2}$. Точность определения концентрации атомов цезия этим методом в наших условиях составляла 3 ÷ 4 %.

Относительные изменения и распределения атомов цезия в зазоре преобразователя определялись по размытиям на интерферограммах, полученным по методу наложения [3]. На рис.2 показана интерферограмма с размытиями вблизи резонансной линии цезия 8521 Å. Видно несколько порядков размытий. Наложены интерференционные картины с однородным столбом цезия ($T_к = T_э = T_{ст}$) и с нагретым катодом ($T_к$ = I600°К, $T_э$ = = 750°К). Токовая цепь анод-катод разомкнута. Ход размытия в некотором масштабе прорисовывает ход изменения концентрации атомов поперек зазора.

Поперечный к зазору градиент концентрации в околоэлектродном пространстве зависит от конструкции преобразователя и может быть источником ошибок. Это необходимо иметь в виду

и вносить соответствующие поправки, которые легко определить на опыте.

Результаты и обсуждение.

Предварительным этапом наших исследований послужила экспериментальная проверка соответствия давления паров цезия, определенного обычным методом по температуре жидкой фазы цезия, и по методу крюков. Методом крюков определяется значение концентрации атомов. Переход к величине давления паров делался в предположении его постоянства в корпусе преобразователя с учетом температуры стенок. Измерения проводились в изотермичных условиях, когда температуры катода, анода и стенок были известны и равны ($T_к = T_а = T_{ст}$). Сравнение проводилось в диапазоне давлений паров цезия от 10^{-1} до 10 тор. Различие между значениями давления определенными двумя указанными способами не превышало 10 %.

На рис.3 представлены три интерферограммы с крюками у резонансной линии цезия с длиной волны $\lambda_j = 8521$ Å . Верхняя интерферограмма получена в изотермичных условиях $T_к = T_а = T_{ст}$. Крюки расположены симметрично относительно линии поглощения. Средняя интерферограмма получена в режиме холостого хода, но с нагретым до 1600°К катодом ($T_а = 750$°К). При нагреве катода повышается температура стенок прибора и уменьшается концентрация атомов цезия в пространстве, окружающем зазор, и в самом зазоре. Кроме того, в зазоре устанавливается некоторое распределение концентрации атомов от анода к катоду. На средней интерферограмме рис.3 видно, что расстояние от вершины крюка до линии поглощения у анода больше, чем у катода. Т.е. концентрация атомов падает от анода к катоду. Кроме того, искажается форма крюков, что является следствием градиента концентрации в зазоре. Анализ и выражения для расчетов по искажению крюков даны в работе [4] . Величина усредненного градиента концентрации атомов в зазоре равна:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{2\pi m_e c^2}{e^2 f \ell} \frac{m-n}{d} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_j^2}, \qquad (1)$$

где m и n – числа вершин крюков слева и справа от линии поглощения, $\Delta\lambda$ – среднее расстояние от вершин до линии погло-

щения, f – сила осциллятора, ℓ – длина столба паров с измеряемым градиентом концентрации атомов, α – межэлектродное расстояние, λ_j – длина волны линии поглощения.

Нижняя интерферограмма на рис.3 получена в условиях дугового разряда в зазоре. Видно, что крюки еще более сузились, т.е. концентрация атомов уменьшилась.

Результаты всех измерений можно разделить на 2 части:
I) исследование распределений концентрации атомов цезия в зазоре преобразователя в режиме холостого хода и
2) исследование распределений в условиях дугового разряда.

Первая часть в известном смысле служила проверкой возможностей и точности интерферометрической методики в данных условиях. Следует подчеркнуть, что интерферометрическая методика в условиях таких значительных градиентов концентрации атомов, как в зазоре ТЭП, до сих пор не использовалась. В режиме холостого хода был получен ряд интерферограмм подобных изображенной на рис.3 (средняя интерферограмма). Интерферограммы были получены при разных $T_к$, α и P_{Cs}. По ним определялась полная разность концентраций атомов цезия, относящихся к пограничным с поверхностями электродов слоям в зазоре.

Детальные распределения концентрации атомов поперек зазора определялись по размытиям, полученным на интерферограммах, представляющих наложение картины интерференции с однородным столбом паров ($T_к=T_а=T_{ст.}$) и интерференционной картины с нагретым катодом. Во всех случаях при не слишком малых давлениях паров цезия наблюдаются гиперболические распределения концентрации в зазоре, подобные представленным на рис.4. Расчет атомной температуры в зазоре по полученным распределениям концентрации атомов дает линейное ее изменение от анода к катоду при условии $P_{Cs}=const$.

При очень низких давлениях паров цезия (10^{-3}– 10^{-4}тор) размытия от наложения интерференционных картин с разными температурами катода оказываются параллельными линии поглощения, что свидетельствует о постоянстве концентрации атомов по всему зазору. Действительно, в указанных условиях должны существовать невзаимодействующие встречные потоки атомов C_s,

отраженных от поверхностей анода и катода.

Распределения концентрации невозбужденных атомов цезия в дуговых режимах находились по размытиям, полученным при наложении интерферограмм, снятых в режиме холостого хода и в режиме дуги, но при одной и той же температуре катода. Основной результат этих измерений состоит в том, что возникновение дугового разряда сопровождается значительным уменьшением концентрации атомов цезия в зоне разряда. На рис.5 видно как изменяется концентрация атомов цезия и ее распределение в зазоре при переходе от режима холостого хода в режим развитой дуги. На рис.6 показана зависимость концентрации атомов в зоне разряда от тока. Как видим, в зоне разряда концентрация атомов цезия может падать более чем в 10 раз. По-видимому, такое значительное падение концентрации атомов в зазоре вызывается рядом причин, – ионным разогревом атомов, ролью парциальных давлений заряженных компонент плазмы и т.д. Но, одной из основных причин, вероятно, является перераспределение атомов вследствие возникновения дополнительного давления изнутри плазмы. На границе плазмы и нейтрального пара должен существовать скачок потенциала, механизм появления которого аналогичен имеющему место в пристеночных областях положительного столба газового разряда [5] . Этот скачок потенциала создает направленный поток положительных ионов, поступающих сюда из плазмы, который и вызывает дополнительное давление со стороны разряда $P_{внешн.} = P_{внутр.} + P_{ион.}$

Как показали наши исследования распределения концентрации атомов на уровне тока в 5 а, наблюдается резкое изменение концентрации на границе разряда. Вне зазора концентрация атомов не зависит от того, горит или нет в зазоре дуга.

При изменении величины зазора от 0,3 до 2 мм мы не наблюдали существенного изменения концентрации атомов цезия в зоне разряда при поддержании тока разряда постоянным (i = 10 а), что не противоречит предложенной модели.

На основании упрощенного рассмотрения механизма возникновения перепадов давления и температуры на границе плазма-пар можно оценить дефицит концентрации атомов ΔN в зазоре. Такая оценка дает близкую величину к наблюдаемой на опыте.

Значительное уменьшение концентрации атомов в зазоре в дуговом режиме, по-видимому, может оказывать существенное влияние на характеристики разряда и его условия. Поэтому желательно проведение одновременных измерений концентрации атомов и параметров плазмы: температуры и концентрации ее компонент и распределение потенциала в зазоре.

Ниже предлагается следующее объяснение результатов по изучению изменения работы выхода анода φ_a от отношения T_a/T_{Cs}, представленных в работах [6,7]. В этих работах косвенным образом были определены значения работы выхода анода в рабочих условиях в зазоре преобразователя. Они оказываются завышенными по сравнению со специально измеренными φ_a для аналогичных условий. Для объяснения этого различия предполагается существование двойного слоя у анода, или, так называемого, виртуального анода. Однако, учет сильного падения концентрации атомов цезия в дуге позволяет объяснить наблюдаемое завышение тривиальным образом: изменением степени покрытия анода. На рис.7 показаны результаты работы [6]. Нижняя кривая – результат специальных измерений φ_a, верхняя – измерения изменения φ_a по смещению вольтамперных характеристик ТЭП. Падение на порядок концентрации атомов цезия в зоне дуги эквивалентно уменьшению T_{Cs} на 85°С. Т.е. верхняя кривая должна быть смещена вниз и вправо на $\Delta(T_a/T_{Cs}) = 0{,}2 \div 0{,}3$. Это показано на рис.7 штриховой кривой. Как видим, совпадение кривых получается хорошим. Гипотеза о виртуальном аноде оказывается излишней.

В заключение этой части доклада укажем, что методом крюков можно измерять заселенности уровней $6P$ в условиях плотных дуговых режимов. Такие измерения являются прямыми и достаточно точными. Наиболее пригодными являются линии цезия с большими силами осцилляторов: 6723 Å ($7D_{3/2} - 6P_{1/2}$) $f = 0{,}0927$; 8761 Å ($6D_{3/2} - 6P_{1/2}$) $f = 0{,}298$; 6973 Å ($7D_{3/2} - 6P_{3/2}$) $f = 0{,}0951$.

Например, по крюкам у линии 8521 Å при токе дуги 4а ($\alpha = 1{,}5$ мм, $P_{Cs} = 4$ тор, $T_к = 1500$°К, $T_э = 750$°К) была определена концентрация атомов в состоянии $6P_{1/2}$, которая оказалась равной 6.10^{13} см$^{-3}$. В данном случае наблюдается

равновесие с основным состоянием с температурой возбуждения $T_e = 2600^0$К.

II. Поляризация излучения кнудсеновского разряда.

Излучение плазмы с неизотропной функцией распределения электронов в принципе должно быть поляризовано. Это вызвано зависимостью поляризации фотона, возникающего в результате какого либо элементарного процесса, от направления и величины скорости возбуждающей частицы. Данные эффекты в ряде случаев могут быть использованы для исследования функции распределения электронов в газовом разряде, например по поляризации тормозного и рекомбинационного континуума [8].

К кнудсеновских разрядных режимах цезиевого диода аналогичной характеристикой является поляризация линейчатого излучения плазмы. Однако, обычно даже при сильной неизотропности функции распределения степень поляризации оказывается незначительной, в основном за счет влияния сверхтонкого расщепления уровней и деполяризующих соударений между атомами. Полностью или частично устранить воздействие этих факторов можно, поместив исследуемый диод в продольное магнитное поле напряженностью порядка сотен эрстед [9]. В этом случае степень поляризации излучения кнудсеновского разряда будет определяться неизотропностью функции распределения электронов, механизмом возбуждения исследуемой линии и средней энергией быстрых электронов катодного пучка в зазоре.

Методика экспериментов.

Исследования проводились на отпаянном диоде с плоскими электродами и косвенным накалом катода. Диаметр электродов – 12 мм, межэлектродный зазор – 1 мм. Прибор помещался в соленоид, неоднородность магнитного поля которого в центральной части не превышала 1,5 – 2 Эе/см. При этом поверхности электродов диода были перпендикулярны оси соленоида. Излучение атомов, возбуждаемых в зазоре диода, регистрировалось под углом 90^0 к направлению магнитного поля.

Схема, разработанная для измерения поляризации, т.е. интенсивности излучения, поляризованного параллельно направ-

нию магнитного поля ($I_{\parallel}$) и перпендикулярно к нему ($I_{\perp}$), позволяет: - обеспечить одинаковую и устойчивую тировку и фокусировку лучей, поляризованных во взаимно-рпендикулярных плоскостях; - измерять достаточно малые гналы за счет использования регистрирующих приборов с боль-й постоянной времени; - устранить воздействие нестабильности ежима диода на результаты измерений за счет периодичности егистрации сигналов $I_{\parallel}$ и $I_{\perp}$ (минимальный период I сек).

"Инструментальная поляризация", присущая любому спект-льному прибору, либо устранялась с помощью деполяризатора [10] , либо учитывалась путем градуировки спектрографа от ведомо неполяризованного источника излучения.

Принципиальная оптическая и измерительная схема приве-ена на рис.8. Излучение исследуемого диода, прошедшее ана-изатор I, фокусируется в плоскости АА, в которой устанав-ивается реле-модулятор 2, обеспечивающее периодическое пере-рытие каждого из лучей. Затем с помощью второй линзы изо-ражение зазора проектируется на плоскость входной щели пектрографа 4. При необходимости перед входной щелью пектрографа устанавливался деполяризатор 3. Излучение ре-истрировалось с помощью охлаждаемого фотоумножителя 5 двух пересчетных приборов, измеряющих интенсивность 6, 7 пределенной компоненты анализируемого света. Согласование аботы реле-модулятора и пересчетных приборов обеспечивалось хемой управления 8, она же задавала полное время экспозиции. змерительная схема позволяла регистрировать сигналы орядка 10^{-17} вт с относительной погрешностью степени по-яризации 0,5 %.

Результаты экспериментов и их обсуждение.

) Разрядные режимы.

Измерения, представленные в настоящей работе, были ыполнены при температуре катода 700 - 1000^{0}К и давлениях аров цезия 5.10^{-4} - 5.10^{-2}тор. В данных условиях разрядные арактеристики диода имели четкое насыщение, определяемое еличиной эмиссионного тока катода. Это позволяло варьиро-ать величину разрядного тока при постоянном давлении, из-

меняя температуру катода и поддерживая постоянным анодное напряжение (U_a). При этом энергия "пучковых" электронов в зазоре остается постоянной с точностью до изменения величины приэлектродного скачка потенциала. Таким образом, обеспечивается возможностью получить зависимость поляризации излучения от величины разрядного тока. Отметим, что все измерения были выполнены в условиях, когда при постоянном напряжении величина разрядного тока не зависела от напряженности магнитного поля.

Остановимся сначала на воздействии магнитного поля на поляризацию излучения с точки зрения устранения таких деполяризующих факторов как сверхтонкая структура уровней и столкновения между атомами. На рис.9 приведены зависимости степени поляризации излучения линии диффузной серии 6723 Å ($7D_{3/2} - 6P_{1/2}$) от напряженности магнитного поля. Видно, что с ростом поля степень поляризации $P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ выходит на насыщение, уровень которого зависит от параметров разряда. Это связано с влиянием эффекта Пашена-Бака для сверхтонкой структуры уровней и увеличением энергетической щели между уровнями, снижающими эффективность деполяризующих соударений. Аналогичные зависимости наблюдались как при исследовании резонансной флюоресценции на атомах лития и натрия [II] , так и при возбуждении атомов натрия электронным пучком [I2] .

Как известно [I3] с ростом скорости возбуждающего электрона степень поляризации проходит через нуль и стремится к определенному отрицательному пределу. Поэтому изменения знака P при переходе от режима I к режиму 2 можно объяснить следующим образом. В первом случае ток настолько мал, что в зазоре устанавливается распределение потенциала, близкое к монотонному. Во втором случае основное падение напряжения происходит на узкой прикатодной области, при этом атомы возбуждаются электронами существенно большей энергии, что может привести к изменению знака степени поляризации. Аналогичные результаты получены для других линий диффузной серии атома цезия. Таким образом, поляризация излучения линий данной серии должна в той или иной сте-

ени характеризовать только процессы возбуждения в кнудсе-
овском разряде.

Более сложная картина наблюдается для переходов глав-
ой серии. В качестве примера на рис.10 приведена зависи-
ость степени поляризации линий 4555 Å ($7P_{3/2} - 6S_{1/2}$)
4593 Å ($7P_{1/2} - 6S_{1/2}$) от напряженности магнитного
оля. Насыщения на этих зависимостях не наблюдается, а из-
енение поля приводит к изменению знака степени поляриза-
ии (см.кривую I). Учитывая, что излучение регистрируется
ерез слой паров цезия толщиной 2 см., можно связать эти
ффекты с изменением спектрального состава регистрируемого
злучения за счет различного поглощения отдельных компо-
ент сверхтонкой структуры. Как показано в [14] , преиму-
ественное поглощение отдельных компонент сверхтонкой струк-
уры может привести даже к поляризации излучения переходов
$J=\frac{1}{2} \rightarrow J=\frac{1}{2}$, которые в обычных условиях не должны
ыть поляризованы, что и наблюдается в нашем случае для
инии 4593 Å (рис.10, крив.3). Таким образом, степень
оляризации линий главной серии в основном определяется про-
ессами поглощения и, следовательно, они малопригодны для
иагностики кнудсеновского разряда.

Интересные зависимости наблюдались на линиях резкой
ерии ($n S_{1/2} - 6P_{1/2}$), которые в условиях возбуждения
лектронным пучком из основного состояния атома не должны
ыть поляризованы. Действительно, при токе 15 ма степень по-
яризации линии 6354 Å близка к нулю. Однако с ростом тока
тепень поляризации может достигать – 10 % (см.табл.I).
оглощение указанной линии пренебрежимо мало, поэтому возник-
овение поляризации, по-видимому, связано с существенным изме-
ением механизма возбуждения.

Рассмотрим теперь возможные причины изменения поляри-
ации линий диффузий серии в зависимости от параметров раз-
яда. Предполагая, что возбуждение атомов в зазоре происходит
"пучковыми" электронами с изотропной функцией распределения,
ахваченными в потенциальную яму, можно записать выражение
ля регистрируемой степени поляризации излучения кнудсенов-
кого разряда:

$$P = \frac{P_0(v_0)}{1 + \frac{n}{n_0}\frac{\langle\sigma_\Sigma v\rangle}{\sigma_\Sigma v_0}} \qquad (2)$$

Где $P_0(v_0)$ – степень поляризации излучения, возбужденного пучком электронов со скоростью v_0 ;

n и n_0 – концентрации электронов плазмы и катодного пучка соответственно;

$\sigma_\Sigma(v_0)$ – сечение возбуждения исследуемой линии;

$\langle\sigma_\Sigma v\rangle$ – эффективное сечение возбуждения, усредненное по функции распределения электронов плазмы.

Таким образом, поляризация излучения зависит от величины прикатодного скачка потенциала, которая определяет скорость "пучковых" электронов, отношения концентраций электронов плазмы и пучка и соотношения сечений $\langle\sigma_\Sigma v\rangle/\sigma_\Sigma v_0$. Нами была измерена поляризация излучения кнудсеновского разряда для нескольких режимов, отличающихся величиной анодного напряжения, разрядным током и давлением паров цезия. Результаты представлены в таблице I (H = 3900e).

Как видно из таблицы, поляризация линии 6723 Å во всех случаях оказывается отрицательной, что может определяться только знаком $P_0(v_0)$, и увеличивается по абсолютной величине с ростом величины разрядного тока. Зависимость же от напряжения практически не проявляется. Поэтому можно предположить, что изменения P вызваны изменением отношений n/n_0 и $\langle\sigma_\Sigma v\rangle/\sigma_\Sigma v_0$. В первом приближении можно показать, что в рассматриваемом диапазоне давлений и токов образование ионов в зазоре будет происходить прямым ударом из основного состояния. Тогда концентрация ионов в плазме будет пропорциональна сечению ионизации, проходящему току и концентрации атомов. Другими словами $n/n_0 v_0 = const$ для данных давления и анодного напряжения. Таким образом, в этих режимах изменение степени поляризации обусловлено изменением эффективного сечения $\langle\sigma_\Sigma v\rangle$. Рост абсолютной величины P указывает на уменьшение $\langle\sigma_\Sigma v\rangle$, что, по-видимому, объясняется некоторым падением температуры электронов плазмы с ростом разрядного тока [15].

б) Предразрядные режимы.

Измерения в предразрядных режимах проводились в основном при давлении 5.10^{-4}тор и температуре катода, обеспечивающей эмиссионный ток порядка 2 – 4 ма. При этом распределение потенциала в зазоре уже при анодных напряжениях больших 4–5в. становится практически линейным, а атомы возбуждаются из основного состояния электронами, энергия которых соответствует потенциалу рассматриваемого сечения зазора [16]. В этих условиях распределение интенсивности исследуемой линии по зазору диода должно повторять относительный ход ее функции возбуждения. То же самое можно сказать и о зависимости степени поляризации от энергии возбуждающих электронов. На практике, однако, необходимо учитывать разброс электронов по скоростям (ΔV_e) на участке зазора, откуда регистрируется излучение. Фактически распределение интенсивности линии пропорционально $\overline{\sigma_\Sigma(v_e)}$, где усреднение ведется по интервалу Δv_e . Величина Δv_e определяется температурой и контрастностью (по работе выхода) поверхности катода, а также линейным разрешением оптической системы. При низкой температуре катода ($\sim 1000^0$К) и больших анодных напряжениях ($U_a > 10$в) наибольший вклад в Δv_e дает линейное разрешение, которое задается действующей диафрагмой системы, величиной входной щели спектрографа, размерами электродов и дифракцией на диафрагме и входной щели.

В наших экспериментах величина линейного разрешения определялась по изменению регистрируемого излучения катода при перемещении прибора поперек оптической оси системы. На рис.II сопоставлены экспериментальные распределения (кривые 1а, 2а) интенсивности по зазору и усредненные по энергии сечения $\overline{\sigma_\Sigma}$. В качестве исходных использовались функции возбуждения, измеренные в [17] . Как видно из рисунка, экспериментальные и расчетные зависимости удовлетворительно совпадают только при низких анодных напряжениях, с ростом напряжения они существенно расходятся. Это расхождение естественно связать с частичным размытием по энергиям электронов двигающихся к аноду. Однако, при токах порядка 4 ма и давлении 4.10^{-4}тор его невозможно объяснить рассеянием электронов в результате парных столкновений. Аналогич-

ный результат был также получен при анализе воздействия поперечного магнитного поля на величину проходящего тока [I8] . Можно предположить, что этот эффект связан с возникновением специфических колебаний за счет взаимодействия встречных потоков катодных электронов и генерируемых в объеме ионов.

Поляризационные зависимости, полученные в рассматриваемых режимах, оказываются также сильно искаженными, что существенно затрудняет их интерпретацию. Некоторые зависимости, полученные при низких напряжениях, приведены в [I9].

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. Г.К.Тумакаев, В.Р.Лазовская. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. Изд-во "Наука", стр.79, I967 г.
2. Д.С.Рождественский. Работы по аномальной дисперсии в парах металлов. Изд-во АН СССР, М.-Л., I95I г.
3. А.М.Шухтин. Спектроскопия газоразрядной плазмы. Изд-во "Наука", стр.II0, I970 г.
4. И.П.Явор, Ю.Л.Серов "Phys. Letters ", направлено в печать.
5. В.Л.Грановский. "Электрический ток в газе. Установившийся ток". Изд-во "Наука", Москва, I97I г.
6. В.А.Максимов, А.С.Титков. Теплофизика высоких температур. 9, № 2, I97I.
7. Г.Хатсопулос. Доклад на приеме представителей группы связи по ТЭП в ИАЭ им.И.В.Курчатова, I970 г.
8. А.Б.Березин, Г.М.Малышев. Труды I5-го Всесоюзного совещания по спектроскопии, т.2, Минск, I965.
9. Ю.А.Дунаев, В.Г.Григорьянц, И.П.Явор, А.Ф.Аушев, Препринт ФТИ АН СССР, № 283, I970 г., г.Ленинград.
I0. В.Л.Федоров и А.П.Мезенцев "Оптика и спектроскопия", I9, I2, I965.
II. H.Hafner, H.Kleinpoppen, Zeit. Phys. I98, 32I, I967.
I2. W.H.McCorkle, Phys. Rev. 48, 532, I935.
I3. J.C.Percival, M.J.Seaton, Phil. Trans. Roy. Soc. A25I, II3, I958.
I4. Э.Альтман, А.Машинский, М.Чайка "Оптика и спектроскопия" 26, I26, I969.

I5. С.Э.Фриш, сб. "Спектроскопия газоразрядной плазмы", Наука, Ленинград, I970 г., стр.244.
I6. Э.П.Бусыгин, В.Г.Григорьянц, Б.Г.Жуков, И.П.Явор ЖТФ, 40, 2II, I970.
I7. И.П.Запесочный, Л.Л.Шимон "Оптика и спектроскопия" 20, 753, I966.
I8. Э.П.Бусыгин, В.Г.Григорьянц, Б.Г.Жуков, И.П.Явор, ЖТФ, 40, 645, I970.
I9. Э.П.Бусыгин, В.Г.Григорьянц, И.П.Явор. 3-я Всесоюзная конференция по низкотемпературной плазме, г.Москва, изд.МГУ, стр.493, I97I г.

ТАБЛИЦА I

№	P_{Cs} тор	i ма	U_a в	ρ	
				6723Å	6354Å
I	4.10^{-3}	260	20	-0,33	-0,I0
2	-"-	200	I0,8	-0,30	-0,I0
3	-"-	70	20	-0,I9	-0,04
4	-"-	60	I0,8	-0,I7	-0,02
5	-"-	60	I4	-0,I7	-0,02
6	10^{-2}	I70	I0,8	-0,33	-
7	-"-	230	I6	-0,36	-0,I6
8	-"-	230	I0,8	-	-0,I6
9	-"-	600	I0,8	-0,4	-0,24
I0	-"-	600	I6	-0,4	-0,24
II	-"-	I5	I6	-0,02	0

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ.

Рис.I – Схема экспериментальной установки с интерферометром. В кружке показана ориентация изображения зазора ТЭП на щели спектрографа и интерференционные полосы.

Рис.2 – Интерферограмма с размытиями у линии 8521 Å. Наложение: однородный столб и нагретый катод ($T_к$ = I600°К, $T_а$ = 750°К).

Рис.3 – Интерферограммы с крюками у линии 8521 Å. Верхняя – изотермичные условия; средняя – катод нагрет ($T_к$= I600°К, $T_а$= 750°К), холостой ход; нижняя – катод нагрет ($T_к$= I600°К, $T_а$= 750°К), ток через диод i = 7 а. Давление паров цезия P_{Cs} = I,5 тор.

Рис.4 – Распределение концентрации и температуры атомов цезия в зазоре диода в режиме холостого хода.

Рис.5 – Распределение концентрации атомов цезия в зазоре в режиме холостого хода и в дуге.

Рис.6 – Изменение концентрации атомов цезия в зазоре в зависимости от тока.

Рис.8 – Принципиальная схема установки.
I – анализатор А–А – плоскость реле; 2 – реле-модулятор; 3 – Деполяризатор; 4 – Спектрограф; 5 – ФЭУ; 6,7 – пересчетные приборы; 8 – блок управления.

Рис.9 – Степень поляризации линии 6723 Å ($7D_{3/2} - 6P_{1/2}$) в зависимости от напряженности магнитного поля P_{Cs} = 4.10^{-3}тор ; 1 – i = 9ма, 2–62 ма.

Рис.I0– Степень поляризации линий 4555 Å (I,2) и 4593 Å (3) в зависимости от напряженности магнитного поля P_{Cs} = 4.10^{-3}тор; 1 – i = I3,5 ма, 2 – 56 ма, 3 – I3 ма.

Рис. II – Функция возбуждения линии 6723 Å в зависимости от энергии электронов.

I – U_a = 6 вольт — Iа – Эксперимент, Iв – теория

2 – U_a =I4 вольт — 2а – эксперимент, 2в – теория

E_0 – энергия возбуждения у порога

ΔE (U_a) – разрешение оптической системы по энергии.

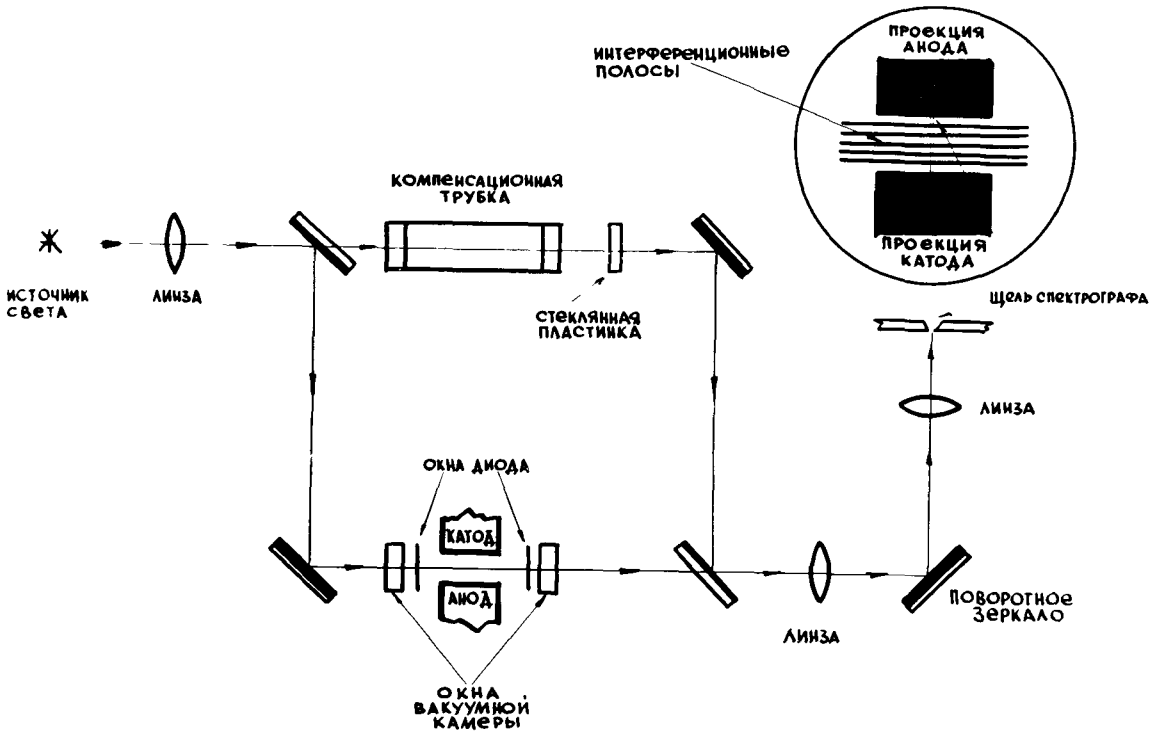


Рис.I. Схема экспериментальной установки с интерферометром. В кружке показана ориентация изображения зазора ТЭП на щели спектрографа и интерференционные полосы.

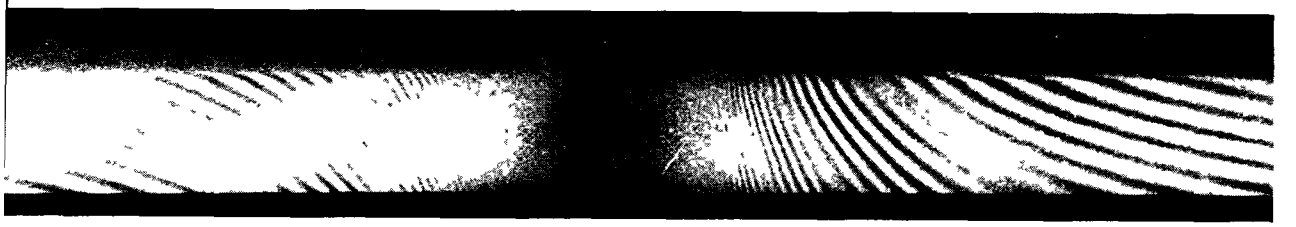


Рис.2. Интерферограмма с размытиями у линии 852I А. Наложение: однородный столб и нагретый катод ($T_к = 1600^0К$, $T_а = 750^0К$).

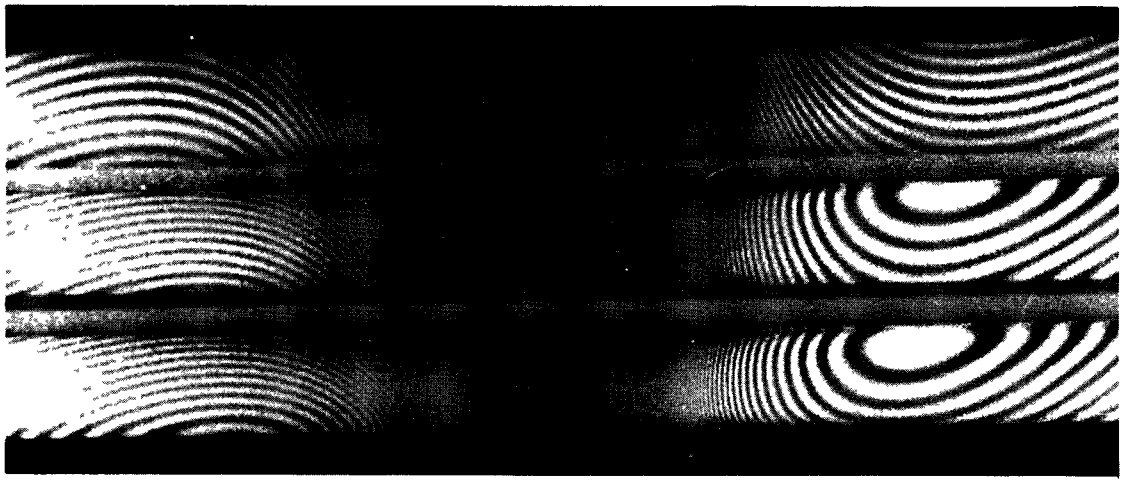


Рис.3. Интерферограммы с крюками у линии 8521 Å. Верхняя – изортермичные условия; средняя – катод нагрет ($T_к$ = 1600°К, $T_а$ = 750°К), холостой ход; нижняя – катод нагрет ($T_к$ = 1600°К, $T_а$ = 750°К), ток через диод i = 7а. Давление паров P_{Cs} = 1,5 тор.

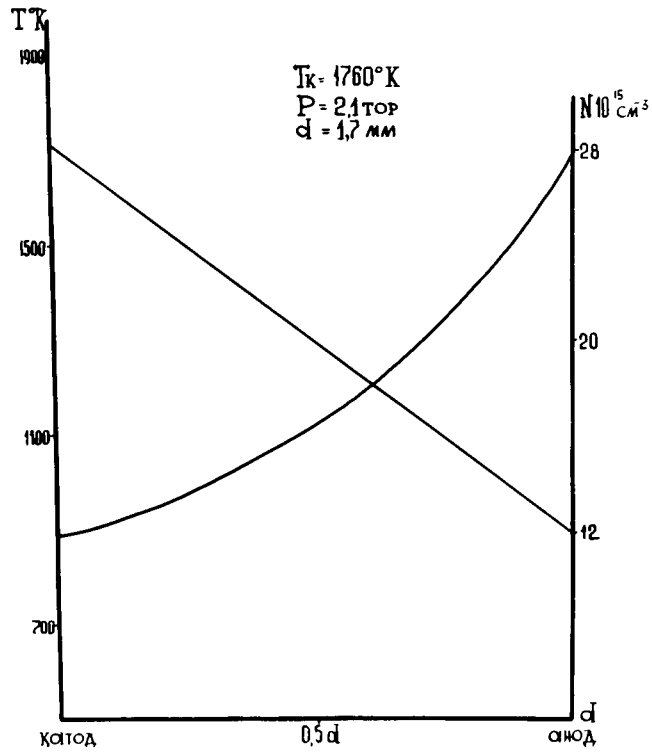


Рис.4. Распределение концентрации и температуры атомов цезия в зазоре диода в режиме холостого хода.

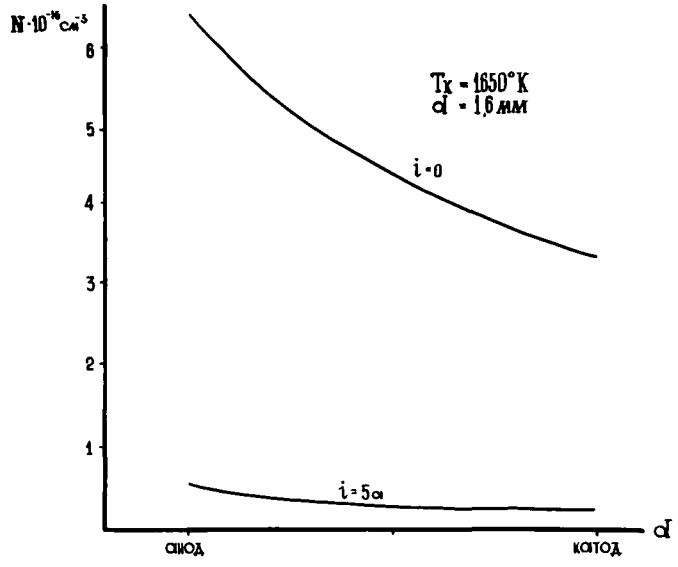


Рис. 5. Распределение концентрации атомов цезия в зазоре в режиме холостого хода и в дуге.

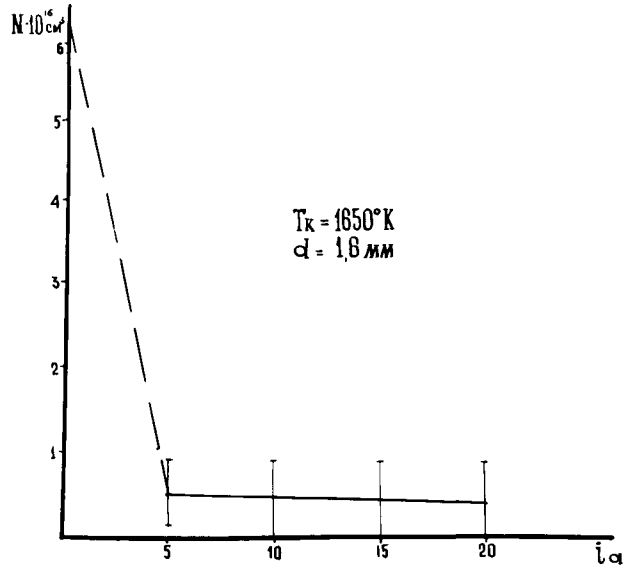


Рис.6. Изменение концентрации атомов цезия в зазоре в зависимости от тока.

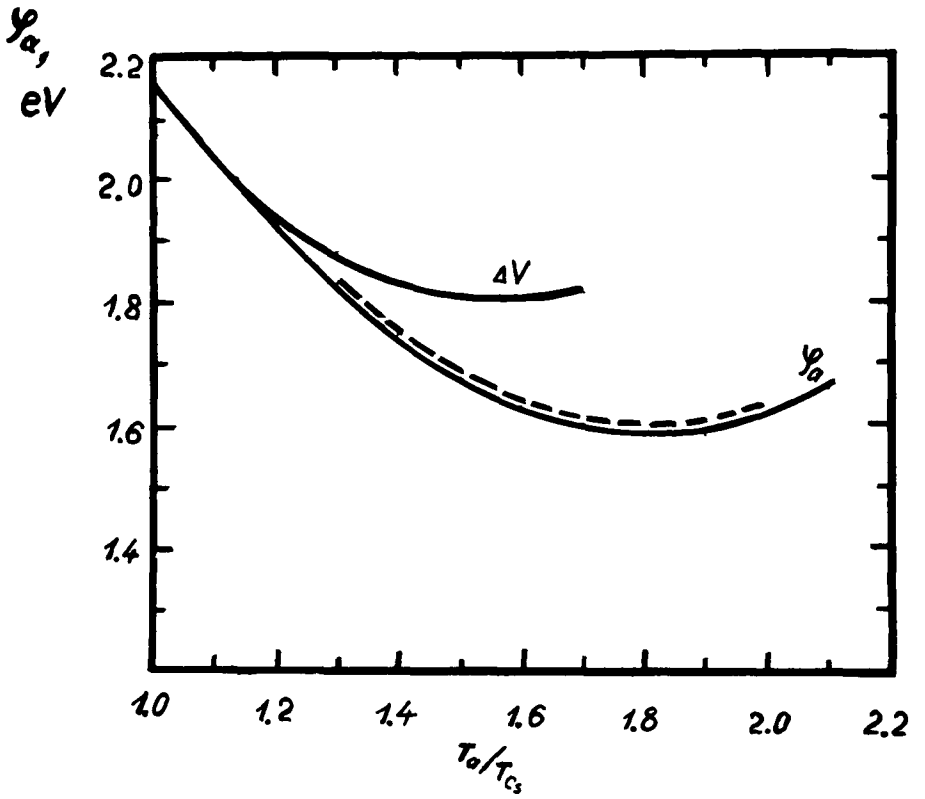


Рис. 7.

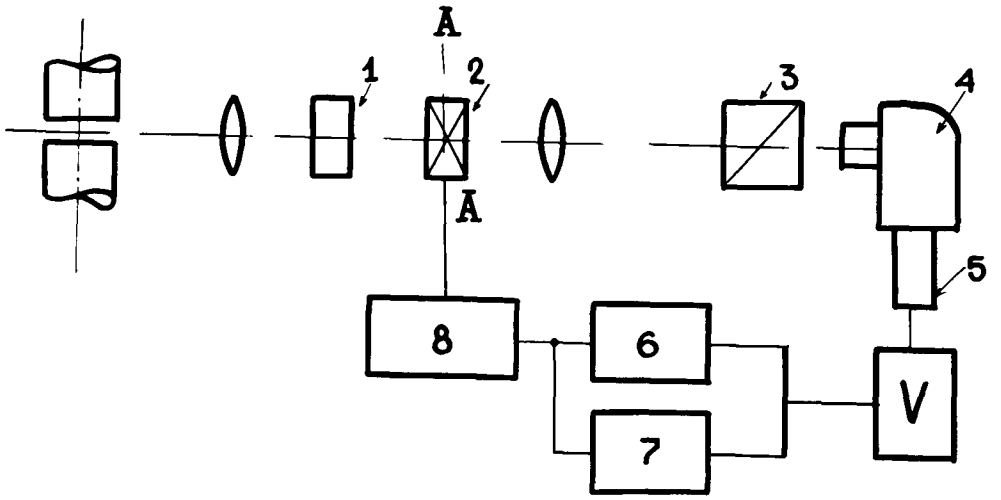


Рис. 8. Принципиальная схема установки. I – анализатор, А–А – плоскость реле, 2 – реле-модулятор,3 – деполяризатор, 4 – спектрограф, 5 – ФЭУ, 6,7 – пересчетные приборы, 8 – блок управления.

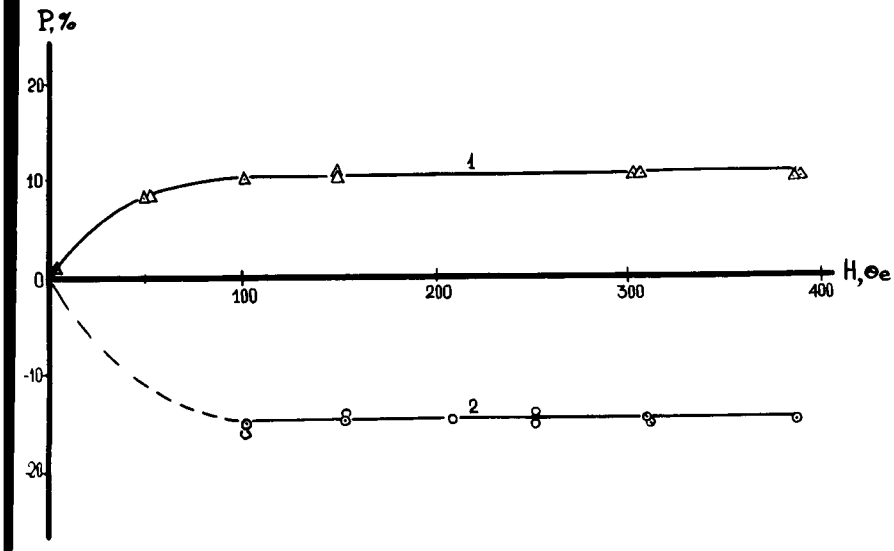


Рис.9. Степень поляризации линии 6723Å ($7\,D_{3/2} - 6\,P_{1/2}$)
в зависимости от напряженности магнитного поля
$P_{Cs} = 4.10^{-3}$ тор 1 - i = 9ма 2 - 62ма.

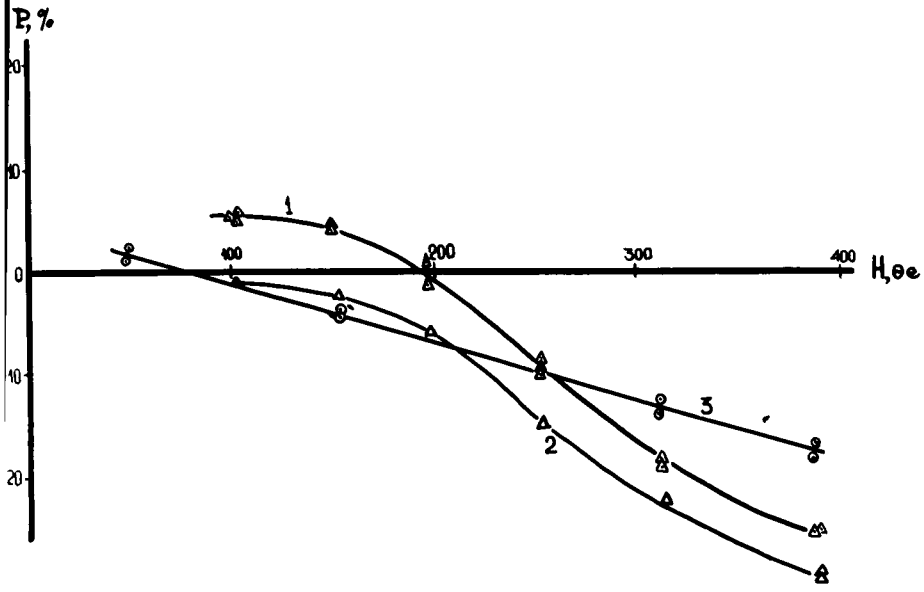


Рис.10. Степень поляризации линии 4555Å (1,2)и 4593Å (3)
в зависимости от напряженности магнитного поля
$P_{Cs} = 4.10^{-3}$ тор 1 – i = 13,5а 2 - 56ма 3 - 13ма.

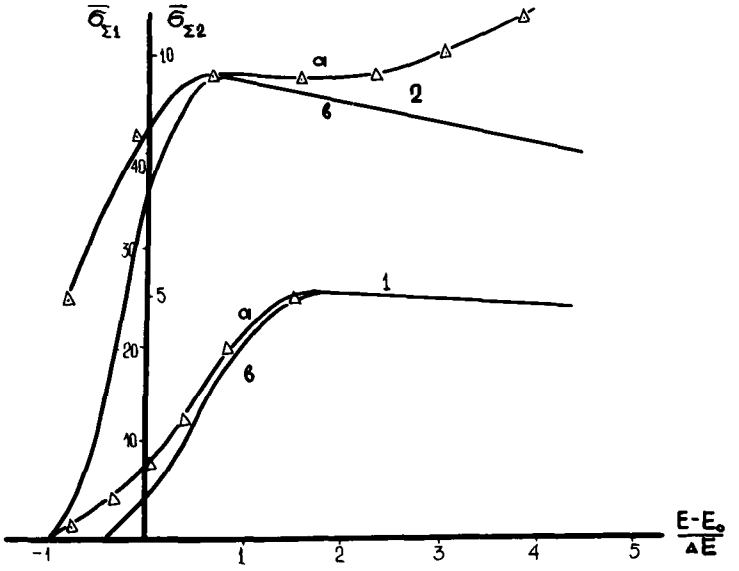


Рис. II. Функция возбуждения линии 6723Å в зависимости от энергии электронов.

I – U_a = 6 вольт — Ia – эксперимент; Iв – теория

2 – U_a = I4 вольт — 2а – эксперимент; 2в – теория

E_0 – энергия возбуждения у порога

ΔE (U_a) – разрешение оптической системы по энергии.

Arc Mode Thermionic Converter at Low Cesium Vapor Pressures

G.A. Dyuzhev, R.Ya. Kucherov, B.Ya. Moizhes, V.G. Yur'ev

this paper we review the work carried out in the Soviet Union
ring the period 1968 - 1971, in which the authors were involved,
the properties of a plasma in a low voltage discharge thermio-
c converter at low cesium vapor pressure. This work involved the
multaneous study of the volt-ampere characteristics of the con-
rter and the probe as well as the spectral characteristics of the
scharge plasma. Data on the distribution of the plasma density,
mperature, and potential were obtained, from which conclusions
garding the mechanisms providing for the scattering of the emit-
d, current-carrying electrons and of the ionization in the dis-
arge at low cesium vapor pressure were drawn.

investigation into the influence of the addition of noble gases
to the interelectrode space on the discharge parameters showed
at a positive effect is obtained only at cesium vapor pressures
der o,1 mm of mercury, when the losses connected with the escape
ions to the electrodes are essential.

ДЮЖЕВ Г.А., КУЧЕРОВ Р.Я., МОЙЖЕС Б.Я., ЮРЬЕВ В.Г.

"Дуговой режим термоэмиссионных преобразователей при низких давлениях паров цезия"

АВТОРЕФЕРАТ

В докладе дан обзор работ по исследованию свойств плазмы в низковольтном разряде термоэмиссионного преобразователя при низком давлении паров цезия, выполненных в Советском Союзе в 1968–1971 гг. при участии авторов. Исследование проведено на основе одновременного изучения вольтамперных характеристик преобразователя и зондовых и спектральных характеристик разрядной плазмы. Получены данные о распределении плотности, температуры и потенциала плазмы, на основе которых сделаны выводы о механизмах рассеяния пучка эмиттированных электронов переноса тока и ионизации в разряде при низких давлениях паров цезия. Проведено исследование добавления инертных газов в межэлектродный зазор на параметры разряда и показано, что положительный эффект достигается лишь при давлениях паров цезия меньших 0,1 мм рт. ст., когда существенны потери, связанные с уходом ионов на электроды.

ДУГОВОЙ РЕЖИМ ТЕРМОЭМИССИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ ПАРОВ ЦЕЗИЯ.

Г.А.Дюжев, Р.Я.Кучеров,
Б.Я.Мойжес, В.Г.Юрьев.

Все работающие и проектируемые в настоящее время энергетические установки с термоэмиссионными преобразователями ориентируются на дуговой режим работы ТЭП при высоких давлениях цезия ($P_{Cs} \gtrsim 1$ тор). Это связано с тем, что только такие давления могут обеспечить достаточную степень покрытия для обеспечения нужной термоэлектронной эмиссии с обычных катодных материалов (W, Mo, Re и т.д.). Однако поиски новых катодных материалов и использование систем с бинарным наполнением ($Cs + Ba$, $Cs + CsF$ и т.д.) вызывают интерес к исследованию режимов ТЭП при низких давлениях, когда длина свободного пробега электронов превосходит межэлектродное расстояние и отсутствует рассеяние электронов на атомной компоненте плазмы. Отсутствие рассеяния в принципе, должно приводить к росту выходной мощности преобразователя и повышению эффективности ТЭП. При низких давлениях цезия выходные характеристики ТЭП менее критичны к величине межэлектродного расстояния d, а увеличение d может существенно улучшить надежность конструкции ТЭП.

При низких давлениях цезия, когда длина свободного пробега электронов превышает межэлектродный зазор, термоэмиссионный преобразователь может работать в двух режимах: в компенсированном режиме с термической ионизацией атомов цезия на поверхности катода [1] и в режиме низковольтной дуги, которую часто называют кнудсеновской дугой.

В режиме с поверхностной ионизацией при низких давлениях паров цезия для получения больших значений плотности

тока эмиссии (№ 10 а/см^2) необходимы слишком высокие температуры эмиттера. Поэтому в ряде случаев большой интерес представляет режим кнудсеновской дуги, при котором ионы, необходимые для нейтрализации пространственного заряда, образуются в объеме плазмы.

В докладе приводится обзор основных физических исследований кнудсеновской дуги, выполненых в Советском Союзе [2÷12] Исследования проводились на лабораторных макетах как плоской, так и цилиндрической геометрии. для определения параметров плазмы использовались зондовые и оптические методы диагностики [3,4,7,10,11] .

Общая картина разряда и распределение параметров плазмы.

Характер физических процессов, происходящих в низковольтной дуге при малых давлениях, существенным образом зависит от величины проходящего тока.

При малых плотностях тока ($j \leq 0{,}3 \div 0{,}4$ а/см^2) электроны, эмиттированные катодом и ускоренные на прикатодном падении потенциала, образуют пучок, который может почти без рассеяния проходить все межэлектродное расстояние. Однако редкие неупругие столкновения электронов пучка с атомами цезия приводят к появлению ионов. Поскольку отвод образовавшихся ионов затруднен, вследствие их большой массы, в межэлектродном зазоре образуется потенциальная яма, заполненная медленными электронами. Время пребывания электронов в потенциальной яме обычно достаточно для максвеллизации их за счет кулоновских столкновений. Зондовые характеристики кнудсеновской дуги показывают, что основную массу электронов в плазме составляют медленные электроны с максвелловским распределением по скоростям [3,4,10,11] . В области больших энергий на зондовых характеристиках наблюдаются отклонения от Максвелловской функции распределения, связанные с пучком электронов, эмиттированных катодом и ускоренных на прикатодном падении потенциала. Исследования показали, что при малых плотностях тока значения тока пучка, вычисленные из зондовых ха-

рактеристик, во всем межэлектродном зазоре, хорошо совпадают с экспериментальным значением тока через прибор [II] . Это указывает на пучковый механизм переноса тока, хотя концентрация максвелловских электронов может значительно превосходить концентрацию электронов в пучке.

При больших плотностях тока ($j > 1 \div 2$ а/см^2) также образуется потенциальная яма. Однако концентрация медленных электронов, захваченных в яму получается настолько высокой ($n \gg 10^{13}$см$^{-3}$), что катодный пучок максвеллизуется на достаточно малых расстояниях от катода. Эксперименты показали, что в этих условиях, в основной части межэлектродного зазора полулогарифмические зондовые характеристики остаются линейными во всем диапазоне энергий [10] . Это указывает на то, что перенос тока через плазму должен осуществляться максвеллизованными электронами. При этом длина свободного пробега тепловых электронов из-за рассеяния на ионах оказывается меньше межэлектродного расстояния, и перенос электронов, так же как и в плотной плазме, можно рассматривать с помощью понятия подвижности и диффузии.

При больших плотностях тока, поток электронов через анодный потенциальный барьер, вычисленный из экспериментальных значений концентрации, потенциала и электронной температуры у анода, хорошо согласуется с полным током через прибор, тогда как при малых плотностях тока, когда ток переносится пучком, вычисленный таким способом ток оказывается значительно меньше экспериментального [II] .

При средних значениях тока (0,5 а/см^2 $< j <$ 1 а/см^2) одновременно осуществляется как пучковый так и диффузионный механизмы переноса тока.

Характер распределения параметров плазмы по зазору одинаков как для высоких, так и для низких плотностей тока. На рис.1 приведены типичные распределения концентрации n , потенциальной энергии электронов φ и температуры максвелловских электронов T_e для одного из режимов кнудсеновской дуги.

Видно, что распределение концентрации по зазору имеет

максимум, расположенный в средней части зазора. С ростом n максимум сглаживается и концентрация становится практически постоянной по зазору. Абсолютные значения концентрации зависят, главным образом, от тока эмиссии катода j_{es} и напряжения $V_н$. С ростом j_{es} и $V_н$ концентрация возрастает, достигая насыщения, соответствующего полностью ионизованной плазме [4]. На рис.2 приведена зависимость концентрации в центре зазора от $V_н$ для некоторых исследованных режимов. Рост n связан с тем, что с увеличением $V_н$ растет температура электронов T_e и увеличивается степень ионизации плазмы. Увеличение концентрации приводит к росту электронного давления в зазоре и соответственно к уменьшению порциального давления атомов и ионов. В полностью ионизованной плазме дальнейшии рост $V_н$ будет приводить к уменьшению концентрации вследствие роста T_e при постоянстве полного давления в зазоре.

Абсолютные значения концентрации полностью ионизованной плазмы определяются только температурои электронов и давлением цезия и не зависят от величины проходящего тока. Однако при уменьшении j_{es} напряжение, при котором плазма переходит в состояние сильной ионизации, существенно увеличивается [4].

Как видно из рис.I основные изменения потенциала происходят в узком слое вблизи катода. Изменения потенциала в объеме плазмы невелики и не превышают 0,2 ÷ 0,4в. У анода имеется небольшой потенциальный барьер, задерживающий поток электронов из плазмы на анод.

С ростом напряжения на приборе все добавочное падение идет на увеличение прикатодного потенциального барьера $\varphi_к$. В сильно ионизованной плазме, когда n постоянно по зазору, в объеме плазмы появляется заметное тянущее электрическое поле $E = \frac{d\varphi}{dx}$, обеспечивающее прохождение электронного тока через зазор. При этом электропроводность $\sigma = \frac{j}{E}$ получается близкой к значению, характеризующему полностью ионизованную плазму [4].

Температура максвелизованных электронов T_e практически постоянна по зазору. С ростом напряжения на приборе T_e возрас-

тает. Во всех исследованных режимах T_e лежит в пределах $\div 8 \cdot 10^3$ °К. Таким образом, в отличие от низковольтной дуги при высоком давлении, в кнудсеновской дуге наблюдается более высокая температура максвеллизованных электронов, а n, φ T_e изменяются по зазору значительно меньше, чем в плотной плазме.

Механизм ионизации.

Ионизация в кнудсеновской дуге, так же как и в плотной плазме, носит ступенчатый характер. Простые оценки показывают, что прямая ионизация за счет хвоста максвелловского распределения при полученных значениях T_e, а также прямая ионизация электронами катодного пучка ничтожно малы. Однако процессы ионизации в кнудсеновской дуге существенно отличаются от ионизации в плотной плазме. В кнудсеновской дуге важную роль в ионизации играют электроны катодного пучка. Об этом говорит экспериментальный факт, что при низких давлениях цезия дуга горит, когда прикатодное падение потенциала превышает первый потенциал возбуждения атома Cs (1,4 эв), тогда как в плотной плазме дуга горит при меньших $\varphi_к$. Вычисление скорости ступенчатой ионизации при наличии монохроматического пучка быстрых электронов и максвеллизованных электронов захваченных в потенциальной яме проводилось в работе [8].

При больших плотностях тока, когда плазма сильно ионизованна, в кнудсеновской дуге ионизуются, в основном, атомы, десорбирующиеся с электродов. При этом вероятность ионизации, вместе с ней и функция генерации слабо меняются по зазору. Об этом говорит постоянство T_e и малые градиенты n и φ. Это позволило в [2,11] сделать попытки получить основные характеристики плазмы из интегральных соотношений для всего объема плазмы, без построения законченной теории кнудсеновской дуги.

Механизм релаксации катодного пучка.

Экспериментальные исследования функции распределения были проведены в ряде работ [3,4,7,9-12]. Эти исследования

дали достаточно четкие физические представления о ее свойствах.

На рис.3 показана электронная часть зондовых характеристик кнудсеновской дуги при изменении концентрации плазмы от $5\cdot10^{10}$ до $2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Концентрация n менялась путем изменения температуры катода и тока через прибор при постоянном внешнем напряжении между электродами. Из рисунка видно, что в области больших энергии зондовые характеристики имеют ярко выраженные отклонения от максвелловской функции распределения, связанные с наличием в плазме катодного пучка быстрых электронов [II]. Видно что при низких концентрациях плазмы ($n \lesssim 10^{11}$ см$^{-3}$) пучок проходит межэлектродный зазор не деформируясь (кривые I). Это хорошо видно также на рисунке справа, где показана вторая производная зондового тока по напряжению.* При высоких концентрациях ($n \sim 10^{13}$см$^{-3}$) пучок, двигаясь к аноду, полностью релаквирует к максвелловской функции распределения (кривые Ш). При промежуточных концентрациях (n 10^{11} 10^{13}см$^{-3}$) пучок успевает заметно релаксировать при движении к аноду, однако функция распределения быстрых электронов даже у анода далека от максвелловской (кривые П).

Электроны катодного пучка могут терять свою энергию при упругих и неупругих столкновениях с неитральными атомами, при кулоновских столкновениях с холодными максвеллизованными электронами плазмы, а также при возбуждении коллективных плазменных колебаний (пучковая неустойчивость). В кнудсеновской дуге передача энергии нейтральным атомом не существенна и основными механизмами релаксации катодного пучка являются кулоновские столкновения и пучковая неустойчивость.

Длина максвеллизации электронов на кулоновских столкновениях (т.е. длина полного торможения пучка) согласно [I3] равна

$$\ell_\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{4\pi q^4 n \ell_n \Lambda} = \frac{\varepsilon^2 (\ni\ell)}{2{,}5\cdot10^{-13} n} \ (\text{мм}) \qquad (1)$$

где ε – энергия электрона, $\ell_n \Lambda$ –кулоновский логарифм.

---

* В условиях кнудсеновской дуги вторая производная непосредственно не дает вида функции распределения. Однако она остается весьма чувствительным индикатором присутствия пучка [9-II].

Приняв $\varepsilon \sim 2$ эв , $n \geqslant 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $\ln \Lambda = 10$, получим $l_\varepsilon \leqslant 1$мм. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными рис.3 (кривая Ш).

При средних значениях концентрации $l_\varepsilon \gg d$. Однако нельзя считать, что на расстояниях, значительно меньших длины полной максвеллизации l_ε , пучок сохраняется неизменным в пространстве скоростей. Кулоновские столкновения приводят к расплыванию первоначального узкого пучка ($\varkappa T_к \ll \varepsilon$, $\varkappa T_к \ll \varkappa T_е$), при мало меняющейся средней энергии пучка. Оценки показывают, что при $n \sim 10^{12}$, $\varepsilon \sim 2$ эв , $\varkappa T_е \sim 0{,}5$ эв на расстояниях от катода 1 ÷ 2мм изменение энергии электронов в пучке весьма значительно, так что наблюдаемая при этих параметрах дефформация зондовых характеристик может быть частично связана с расплыванием пучка за счет кулоновских столкновений.

Исследования, проведенные в [3,12] показали, что при $\varepsilon \gtrsim 3$ эв кулоновские столкновения не могут объяснить всех имеющихся экспериментальных данных и за реализацию пучка, повидимому, в значительной мере ответственна пучковая неустойчивость плазмы.

При рассмотрении пускового механизма токопрохождения и ионизации важно знать анизотронию функции распределения по направлениям скорости. Упругие столкновения электронов пучка с атомами и ионами приводят к появлению рассеянных быстрых электронов. Малые электроны, отражаясь от анода, оказываются захваченными в потенциальную яму. Время пребывания этих электронов в яме довольно велико, так что их относительная концентрация может быть значительной. Исследования симметрии функции распределения, проведенные зондами, различно ориентированными в пространстве, показали, что количество рассеянных быстрых электронов может достигать ~ 50% от общего количества быстрых электронов.

Таким образом наличие рассеянных быстрых электронов, а также заметное расплывание пучка за счет кулоновских столкновений и пучковой неустойчивости приводят к тому, что в кнудсеновской дуге не обнаруживается резкой щели между элек-

тронами. Соответствующие функции распределения получаются обычно с довольно размытыми и перекрывающимися краями.

Вольтамперные характеристики кнудсеновской дуги.

Вольтамперные характеристики кнудсеновской дуги обладают теми же особенностями, что и соответствующие характеристики дуги в плотной плазме. При низких температурах вольтамперные характеристики имеют гистерезисный характер (потенциал поджига дуги $V_п$ превышает потенциал гашения $V_г$). С ростом $T_к$ разность $V_п - V_г$ уменьшается, а при высоких $T_к$ переходит в дуговой режим совершается плавно [5]. Также, как и при высоких давлениях, на разрядной ветви вольтамперной характеристики кнудсеновской дуги, снятой при невысоких $T_к$, имеется вертикальный участок связанный со стягиванием разряда в шнур [14]. Однако, в отличие от высокого давления, на характеристиках после некоторого преходного участка, величина которого определяется током эмиссии катода (чем больше ток эмиссии, тем уже переходной участок) наблюдается насыщение тока.*

Наблюдаемое насыщение вольтамперных характеристик связано с переходом плазмы в состояние сильной ионизации. Действительно, согласно [15] напряженность электрического поля на катоде $E_к = (16\pi j_i)^{1/2} \left(\frac{M}{2q}\right)^{1/2} \varphi_к^{1/4} \sim n^{1/2} \varphi_к^{1/4}$, где $\varphi_к$ – катодное падение потенциала, j_i – ионный ток на катод. При переходе плазмы в состояние сильной ионизации концентрация n достигает насыщения, а затем, вследствии роста электронного давления, даже несколько уменьшается. Поэтому рост тока эмиссии катода за счет эффекта Шоттки значительно замедляется по сравнению с плотной плазмой, где напряженность поля на катоде растет в основном из-за значительного роста концентрации.

---

* В ряде случаев на вольтамперных характеристиках наблюдается уменьшение тока. Такой падающий участок характеристики является неустойчивым в отношении колебаний тока и напряжения, частота и форма которых в значительной мере определяются параметрами внешней цепи [16] .

Кроме того, в сильноионизованной плазме из-за роста электронного давления в зазоре уменьшается суммарный поток атомов и ионов цезия на катод, а значит уменьшается степень покрытия катода цезием и ток эмиссии. Совместным действием указанных эффектов объясняется наблюдаемое насыщение вольтамперных характеристик. Большинство физических исследований кнудсеновской дуги были выполнены в атмосфере чистого цезия при достаточно низких температурах катода $T_к \lesssim 1500^0$К. При этом дуга горела в нерабочем для ТЭП квадрате при положительных внешних напряжениях. Получить дуговой режим в преобразовательной области на чистом цезии не удается, поскольку при $p_{Cs} \sim 10^{-2}$ тор и высоких $T_к$ катоды из обычных тугоплавких металлов не позволяют получить необходимый уровень эмиссии. "Левые" характеристики кнудсеновской дуги получены в работе [17], где высокая эмиссионная способность катода создавалась адсорбцией Ba на катоде, а также в [10], где использовался эффективный термокатод из LaB_6.

Исследования при низких $T_к$ не меняют качественного характера полученных закономерностей. Поскольку в развитой дуге при фиксированном токе основную энергию электроны приобретают на катодном падении потенциала, величина $T_к$ мало сказывается на состоянии разряда. Это хорошо подтверждают исследования [10], где параметры плазмы кнудсеновской дуги определялись для прибора, работающего в преобразовательном режиме.

Эффективность режима кнудсеновской дуги.

Выходная мощность ТЭП определяется током эмиссии катода, зависящим от эмиссионных свойств катодного материала, контактной разностью потенциалов, также зависящей от материалов электродов, и падением напряжения в плазме, включая приэлектродные области. Энергия электронов, теряемая на падении потенциала в плазме, идет на ионизацию атомов цезия в зазоре и рассеивается при столкновении с атомами и ионами.

В кнудсеновской дуге при малых плотностях тока длина свободного пробега электронов при рассеянии на атомах значительно превосходит межэлектродное расстояние. Это приводит

к уменьшению части объемного падения, связанной с рассеянием электронов. Однако указанное преимущество кнудсеновской дуги перед дугой в плотной плазме при больших плотностях тока теряется, поскольку в этих условиях становится существенным рассеяние электронов на ионной компоненте плазмы, и $l_{ei} \ll d$ [7].

Потери энергии на ионизацию определяются вероятностью неупругого столкновения электрона с атомом цезия и скоростью отвода образовавшихся ионов на электроды. Согласно оценкам работы [8] скорость ступенчатой ионизации в кнудсеновской дуге получается того же порядка, что и в дуге в плотной плазме. Однако образовавшиеся ионы в кнудсеновской дуге будут быстрее отводится на электроды, поскольку рассеяние ионов на атомах мало. Это вызывает увеличение объемного падения напряжения.

На рис.4 приведена зависимость минимального объемного падения напряжения $V_o = \chi_к - \chi_a + V_г$, где $\chi_к$ и χ_a – работы выхода катода и анода, а $V_г$ – напряжение гашения разряда, от тока через преобр. Видно, что при низких давления V_o значительно больше, чем при высоких.

На рис.5 приведена зависимость V_o от p_{Cs} для $Cs + Ba$ -системы при примерно одинаковом значении тока через преобразователь. Видно, что уменьшение давления Cs вызывает увеличение объемного падения напряжения.

Таким образом режим кнудсеновской дуги оказывается менее эффективным по сравнению с дуговым режимом при высоких давлениях в основном вследствие быстрого ухода ионов и возбужденных атомов на электроды. Чтобы увеличить время жизни ионов и возбужденных атомов и тем самым уменьшить потери энергии на ионизацию и величину объемного падения, можно добавить в зазор некоторое количество инертных газов A, Kr, Xe, которые вследствие эффекта Рамзауэра слабо рассеивают тепловые электроны, и интенсивно рассеивают атомы и ионы цезия.

Зондовые и вольтамперные исследования [5,7] низковольтного дугового разряда в смеси цезий-аргон и цезий-барий-аргон при низком давлении цезия показали, что напуск аргона в межэлектродный зазор при плазменном давлении цезия

приводит к значительному росту концентрации плазмы в зазоре, и к заметному уменьшению температуры электронов и скачка потенциала у эмиттера. Распределение параметров плазмы, типичное для разряда низкого давления с высокой степенью ионизации в чистом цезии, при напуске аргона переходит в распределение, характерное для разрядов в ТЭП с относительно высоким давлением цезия (см.рис.6). Вследствие роста концентрации плазмы с добавлением аргона падение напряжения в межэлектродном зазоре уменьшается и стремится к значению, характериому для дуги при высоком давлении.

Наклон вольтамперной характеристики в разрядном режиме в смеси цезий-аргон меньше, чем в чисто цезиевом разряде, и при некотором положительном напряжении характеристики пересекаются. Это связано с влиянием кулоновского рассеяния электронов на ионах при высоких концентрации плазмы ($\sim 10^{14}$ см$^{-3}$). С ростом давления цезия положительный эффект влияния аргона уменьшается и при $p_{Cs} \gtrsim 10^{-1}$ тор аргон только ухудшает вольтамперные характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

I. Ю.А.Дунаев, А. Мустафаев, А. Эндер, И.П.Явор. Доклад на настоящей конференции.
2. Ю.А.Бырдин, Б.Я.Любимов, А.Ф.Настоящий. ТВТ, 5, № I, 25 (I967)
3. Н.Д.Моргулис, Ю.П.Корчевой, Д.Я.Дудко. ЖТФ, 38, I065 (I968)
4. Д.Г.Бакшт, И.Г.Гвердцители и др. ЖТФ, 39, I536 (I969).
5. Р.Я.Кучеров, В.К.Неволин, Г.И.Ткешелашвили, В.П.Циберев ЖТФ. 40. 2I75 (I970)
6. Э.П.Бусыгин, В.Г.Григорьянц, В.Г.Жуков, И.П.Явор. ЖТФ, 40, 2II (I970)
7. Р.Я.Кучеров, В.К.Неволин, Г.И.Ткешелашвили, В.П.Циберев ЖТФ, 40, 2472 (I970).
8. Р.Я.Кучеров, А.Ф.Настоящий. Доклад на 2 Международной конференции по ТЭП. Стреза, Италия, I968г.
9. Ю.А.Бырдин, Т.Г.Бырдина, Д.В.Каретников. ТВТ, 8, № 2, 246 (I970).
I0. Р.Я.Кучеров, В.К.Неволин, Г.И.Ткешелашвили, В.П.Циберев. ЖТФ, 4I, I35 (I97I)
II. Г.А.Дюжев, Б.Я.Мойжес, Е.А.Старцев, В.Г.Юрьев. ЖТФ, 4I, № II (I97I)
I2. Г.А.Дюжев, Б.Я.Мойжес, В.А.Немчинский, Е.А.Старцев, С.М.Школьник, В.Г.Юрьев. ЖТФ, 4I, № II (I97I)
I3. Л.Спитцер. "Физика полностью ионизованного газа" Изд.ИЛ.I964
I4. Г.А.Дюжев, А.М.Марциновский, Г.Е.Пикус, Э.Б.Сонин, В.Г.Юрьев, ЖТФ, 37, I825 (I967)
I5. Ф.Г.Бакшт, И.Л.Коробова, Б.Я.Мойжес. ЖТФ, 40, 843 (I970)
I6. Г.А.Дюжев, В.Б.Каплан, Б.Я.Мойжес, В.Г.Юрьев. ЖТФ, 4I, 453 (I97I)
I7. Р.Я.Кучеров, Г.И.Ткешелашвили, В.К.Цхакая. ЖТФ, 38, II88 (I968)

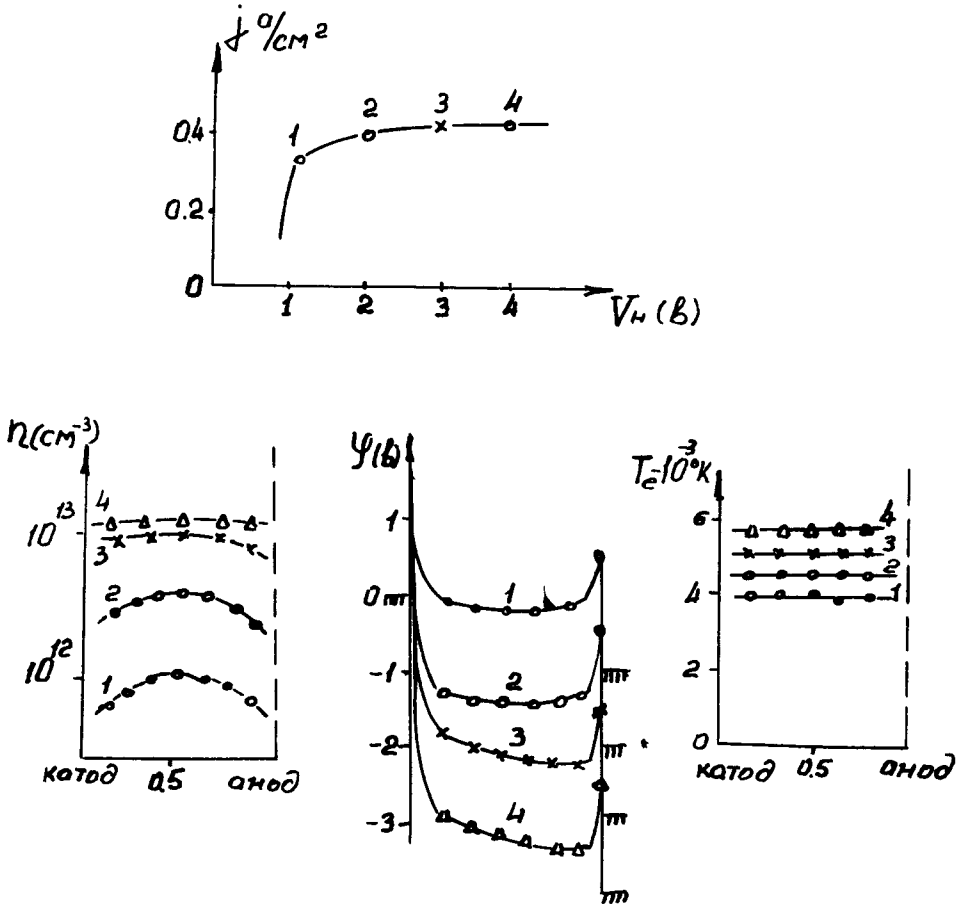


Рис. 1.

Распределение параметров плазмы кнудсеновской дуги.

$P_{Cs} = 10^{-3}$ торр, $T_к = 830°K$, $d = 1$ мм.

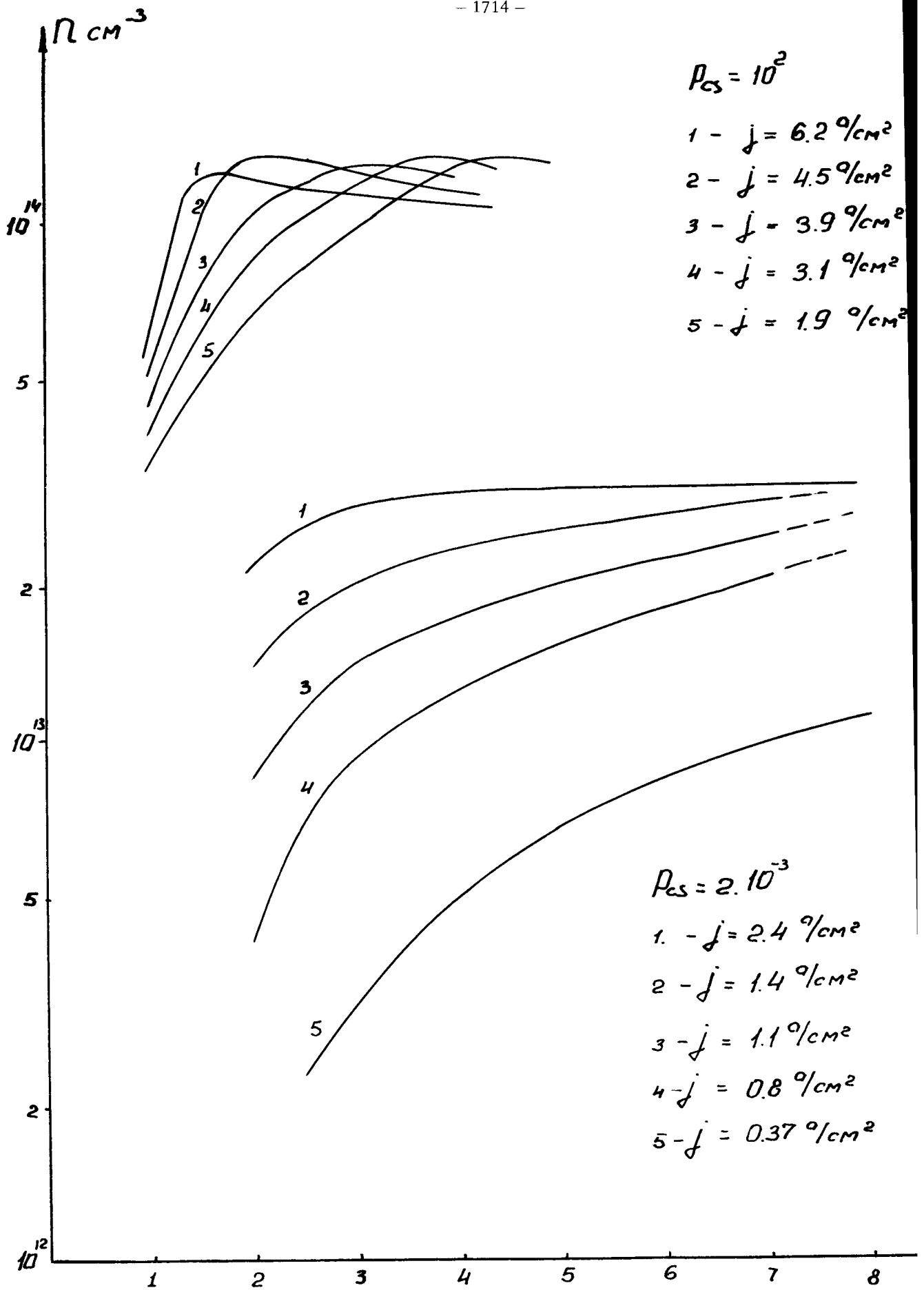


Рис. 2.

Зависимость концентрации от напряжения на приборе.

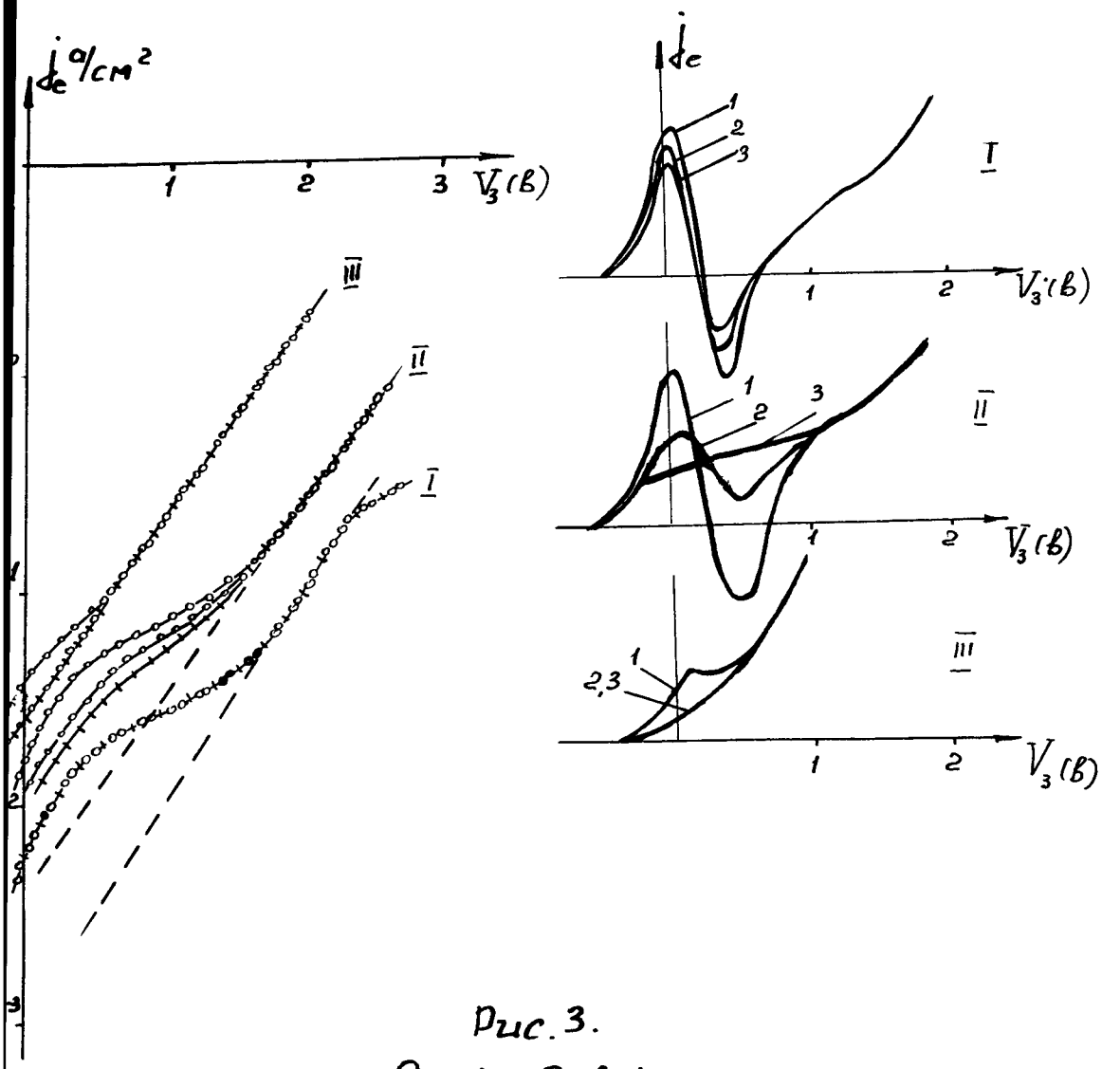


Рис. 3.

Изменение вида зондовых характеристик с зазору при различных концентрациях плазмы.

$_s = 10^{-2}$ торр, $V_н = +2{,}0$ в, $d = 2$ мм, $x = 0{,}5$ мм (о , 1),

$x = 1{,}0$ мм (о , 2), $d = 1{,}5$ мм (х , 3).

I – $j = 10^{-2}$ а/см², $n \sim 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$,

II – $j = 0{,}2$ а/см², $n \sim 2 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$,

III – $j = 4{,}2$ а/см², $n \sim 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

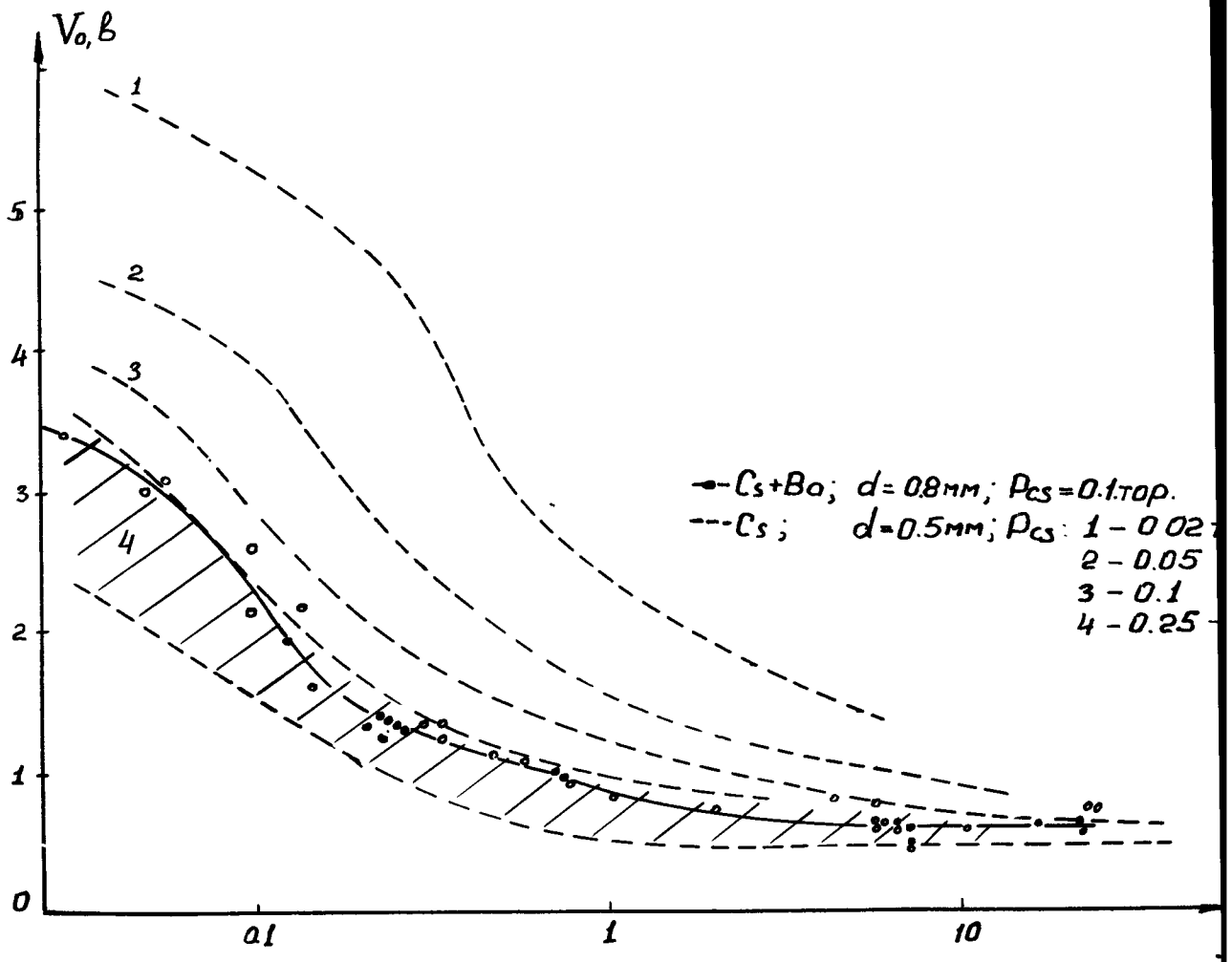

V_0, в
1
2
3
4
5
4
3
2
1
0
0.1
1
10
—•— Cs+Ba; d = 0.8мм; P_{Cs} = 0.1тор.
--- Cs; d = 0.5мм; P_{Cs}: 1 – 0.02
2 – 0.05
3 – 0.1
4 – 0.25

Рис. 4

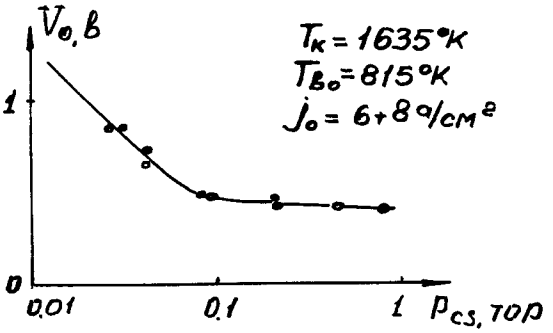
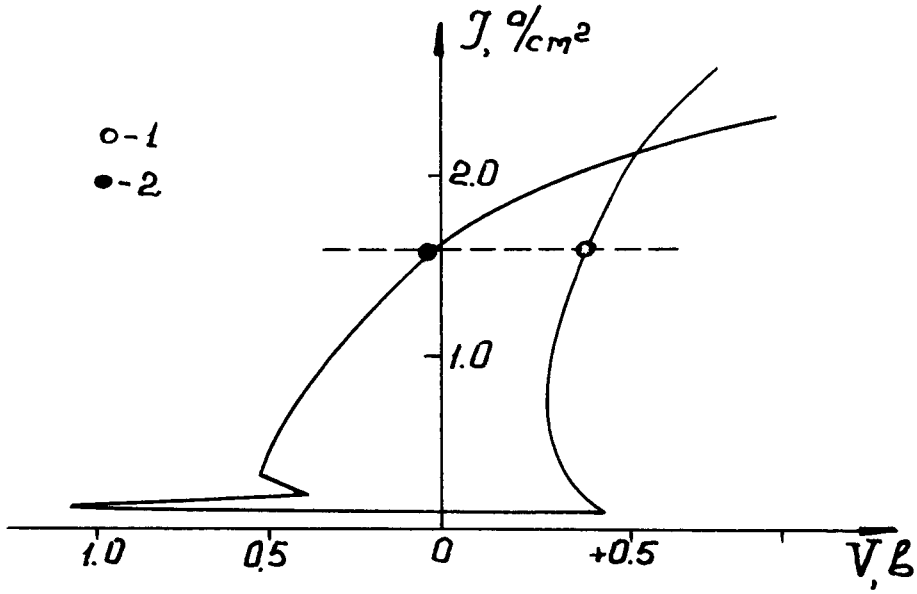

V_0, в
$T_к$ = 1635°K
T_{Ba} = 815°K
j_0 = 6÷8 а/см²
1
0
0.01
0.1
1
P_{Cs}, тор

Рис. 5.



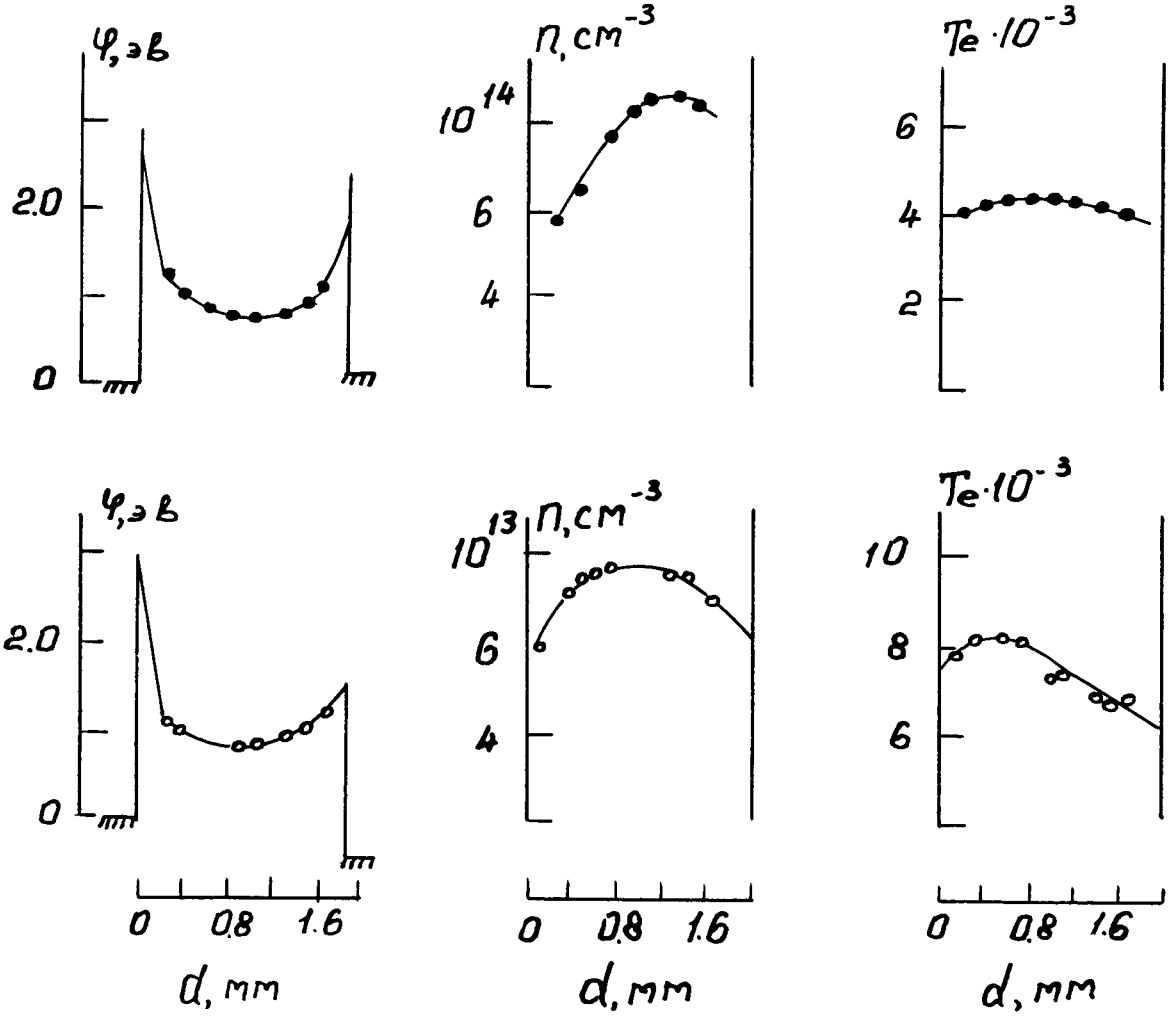


Рис. 6

Распределение потенциала, концентрации и электронной температуры по зазору.

$T_к = 1800°K$. 1- $p_{Cs} = 10^{-2}$ тор, $p_{Ar} = 0$;

2- $p_{Cs} = 10^{-2}$, $p_{Ar} = 5.0$ тор

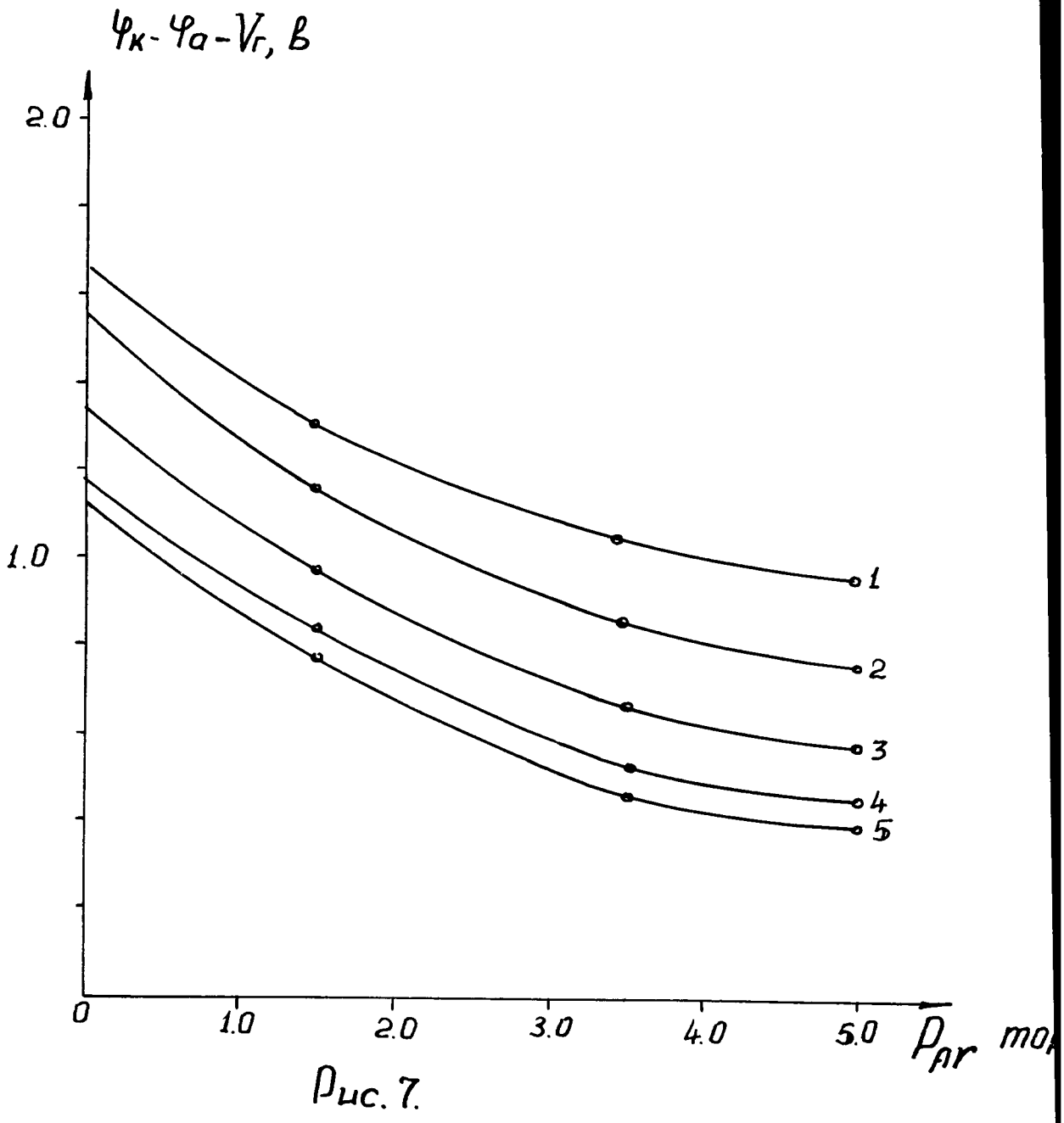


Рис. 7.

Зависимость величины минимального напряжения на зазоре от давления аргона.

1-d=0.5, 2-1.0, 3-2.0, 4-3, 5-4 мм

D I S C U S S I O N

N.S. RASOR: You call this a thermionic converter, and say you hoped to find practical applications for it. I am not sure how I ld understand this. Did you in fact ever get into the power output rant, or do you still have hopes of doing so?

G.A. DYUZHEV: I merely said that an operating regime based on cesium pressure seems likely to be no worse than a high-pressure me. I did not claim that it would be better. Other things being l, it is of course always advantageous to reduce the cesium pres- because the interelectrode gap is then less critical for the ut power, and because it is generally easier to work with low um pressures. Thus a system of this kind may well be of practical rest.

D.T. SHAW: As the pressure is very low in your experiments your ribution function is likely to deviate significantly from an ropic distribution. How do you determine the electron temperature such a plasma?

G.A. DYUZHEV: At energies below 1.5-2 eV we have a Maxwellian ribution function; this has been demonstrated by experiments. For s reason it is perfectly legitimate to speak of the electron tem- ature in such a system.

BLANK

Investigation of Transient Pressures in the Plasma of a Thermionic Emission Converter

V.B. Kaplan, A.M. Martsinovskii, B.I. Tsirkel', V.G. Yuriev
USSR

nsient processes in a thermionic converter were investigated
gnition and quenching of the arc and during the transition
n one arc mode to another. The investigations were made by
sing the anode with a square wave having a steep (~o,1 μs) front
decay. The basic measurements were performed by optical means
ng an integrator with a time resolution of ~2o nsec to record the
k signals from the photomultiplier.

variation of the current and the distribution of plasma para-
ers across the gap were measured during delivery of the square
ential pulse. In the manner we were able to study the sequential
nge of the processes related to the motien of the electrons
$1o^{-9}$ sec), of the ions ($\sim 1o^{-6}$ sec), and to the generation time
$1o^{-5}$ sec). Conclusions could be drawn regarding the velocity and
uliarities of the stepwise ionization under different conditions
m the character of the increase in charge carriers and excited
m populations.

estigations of the arc ignition have shown that there are distinct
elopment stages of the discharge with corresponding characteristic
es. The dependencies of these stages on external parameters of
converter (cesium vapor pressure, interelectrode spacing, and
ssion rate) and on the supplied potential have been determined.
plasma production process and the alterations in the plasma at
ferent stages of the arc formation have been investigated. The ion
eration mechanisms have been investigated in correspondence to
discharge development. The essential differences between the
ition processes at low cesium pressures (when the mean free path
the electrons and ions considerably exceeds the interelectrode
cing: $l_{ei} \gg d$) and at high cesium vapor pressures ($l_{ei} \ll d$), where
formation of a channel can be observed, have been determined.

investigating the quenching, characteristic decay times of the
centration and of the discharge current were determined. It has
n shown that under conditions to be found in a thermionic con-

verter, ambipolar diffusion plays a decisive role in neutralizat
of the plasma, while recombination is only essential at high
($\sim 10^{+14}$ cm^{-3}) concentrations.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ ТЭП

В.Б.Каплан, А.М.Марциновский, Б.И.Циркель, В.Г.Юрьев

Исследования кинетики поджига и гашения низковольтной уги, а также переходных явлений в условиях сформировав-ейся плазмы, могут не только дать дополнительную информа-ию о физических процессах в ТЭП, но и представляют прак-ический интерес в связи с проблемами запуска и остановки ЭП, а также перехода из одного стационарного режима в ругой.

Помимо вопросов, непосредственно связанных с методами преобразования, исследование нестационарных процессов низковольтной дуге имеет и более широкое значение. Если оджиг разряда при холодных электродах /искровой пробой/ орошо изучен [1,2], то кинетика поджига разряда с эмитирующим катодом исследована недостаточно, несмотря на о, что многие связанные с этим вопросы весьма важны для ехнических применений.

Настоящая работа продолжает исследования нестационарных процессов в короткой низковольтной дуге в парах цезия [3,4] . Она посвящена более детальному выяснению процессов, протекающих на начальной стадии развития разряда, заканчивающихся образованием квазинейтральной плазмы.

Развитие дуги изучалось на приборах с плоскопараллельными электродами /торцы цилиндров диаметром 6 и 10 мм */ при межэлектродном расстоянии $d \sim 1 \div 1{,}5$ мм. Исследования проводились в диапазоне давлений цезия $p_{Cs} \sim 10^{-2} \div 1$ торр и температур катода $T_к \sim 900 \div 1200^{\circ}$К, когда напряжение поджига дуги V_i значительно превышает напряжение гашения $V_г$. Поджиг дуги производился периодической подачей на анод прямоугольного импульса напряжения с амплитудой $V_p > V_i$ и с фронтом 0,1 ÷ 0.2 мксек. Частота следования импульсов выбиралась максимальной при условии полного рассасывания плазмы в паузу между импульсами и составляла обычно ~ 1 кгц

Выбор методики изучения нестационарных процессов представляет определенную сложность. Электрические параметры разряда - ток и напряжение - сравнительно просто регистрировать во времени, однако они дают ограниченную информацию о протекающих в плазме процессах. Поэтому наряду с изучением электрических характеристик разряда, необходимо исследовать в динамике и микроскопические параметры плазмы.

Использование с этой целью хорошо отработанных для условий ТЭП зондовой [5,6] и спектральной [5,7] методик сталкивается с определенными трудностями. Зондовая методика не всегда применима для исследования быстропротекающих процессов из-за конечного времени формирования призондового слоя, кроме того, как показали измерения, наличие в межэлектродном промежутке зонда, находящегося под тем или иным потенциалом, может заметно изменять скорость развития разряда. Спектроскопическая методика практически безинерционна и не вносит возмущений в исследуемый объект, однако измерения сильно затрудняются из-за сравнительно малой интенсивности регистрируемых световых сигналов в условиях цезиевой низковольтной дуги при пространственном разрешении $\sim 0.1 \div 0.2$ мм. Особенно это относится к начальной стадии развития разряда.

Трудности, связанные с измерением, малых световых сигналов удалось преодолеть использованием фотоэлектрической регистрации со стробируемым интегрированием выходного сигнала ФЭУ. Проверка показала, что процесс развития разряда в исследованных условиях воспроизводится от импульса к импульсу.

---

* Экранировка электродов и другие элементы конструкции приборов описаны в [5] .

азработанный для этой цели стробируемый интегратор 8 озволил легко рагистрировать форму импульса свечения временем разрешением до 20 нсек при соотношении сигнал - шум $\frac{1}{10} \div \frac{1}{100}$ на обычном двухкоординатном потенциометре. При более слабых сигналах /на уровне темнового тока ФЭУ и ниже/ интегратор использовался с системой счета. Применение стробируемого интегратора позволило использовать спектроскопическую методику как основную для изучения нестационарных процессов в цезиевой дуге.

Общий характер изменения тока во времени оказался одинаковым во всем исследованном интервале внешних параметров. На кривых $j(t)$ /рис.1/ отчетливо наблюдаются три стадии поджига: задержка тока / $0 \div \tau_1$ /, пробой / $\tau_1 - \tau_2$ / и релаксация / $\tau_2 - \tau_3$ /. При этом наиболее существенным фактором, определяющим время развития разряда, является величина перенапряжения $\Delta V = V_p - V_i$, причем τ_1 и $\tau_2 \sim 1/\Delta V$. Однако сами физические процессы при поджиге дуги оказались существенно различными при низких / $\ell_{e,i} >> d$ / и высоких / $\ell_{e,i} << d$ / давлениях цезия.

Низкие давления цезия / $\ell_{e,i} >> d$ /

При низких давлениях цезия развитие дуги с эмиттирующим катодом происходит равномерно по всей поверхности электродов. Такое необычное развитие разряда, без образования разрядных каналов, подтверждается исследованием радиального распределения параметров плазмы, которое находилось численным решением уравнения Абеля [9]. Как видно из рис.2, на котором приведены типичные распределения светимости одной из линий цезия и рекомбинационного континуума в различные моменты поджига, концентрация возбужденных атомов и ионов растет одновременно по всей площади электродов /кривые 1а и 2а рис.2/. После образования квазинейтральной плазмы в начале стадии релаксации, вследствие амбиполярной диффузии, происходит расплывание плазмы за границу электродов, что приводит к увеличению области разрядного свечения в радиальном направлении / кривая 5а/*.

При подаче импульса напряжения на анод начальное распределение потенциала при $\ell_{e,i} >> d$ должно соответствовать распределению потенциала в плоском диоде, так как поверхностная ионизация в рассматриваемых условиях мала, а объемная ионизация практически не успевает начаться. В такой ситуации начальными процессами в развитии разряда и создания разрядной плазмы должны быть процессы прямой ионизации и возбуждения атомов электронным ударом. Эти процессы идут в прианодной части зазора, где электроны обладают достаточной для ионизации и возбуждения энергией, о чем свидетельствует распределение интенсивности спектральных линий в зазоре /рис.3/.

---

* Максимум на этой кривой у границы зазора, скорее всего, связан с выносом атомов из зазора из-за повы-

Если характерное время нарастания тока больше времени жизни возбужденного атома τ_i, то заселенность уровня в каждый момент времени определяется соотношением:

$$N_i^* = \frac{j}{q} \sigma_i(\varepsilon) N_a \tau_i \quad (1)$$

, где N_i^* – концентрация возбужденных атомов на i-том уровне, N_a – концентрация нейтральных атомов, $\sigma_i(\varepsilon)$ – сечение возбуждения уровня электронным ударом, ε и q – энергия и заряд электрона.* Энергия электронов у анода сравнительно мало меняется со временем, поэтому $\sigma_i(\varepsilon)$ у анода можно считать постоянной. Следовательно, при прямом возбуждении концентрация возбужденных атомов у анода должна линейно возрастать с ростом тока. Такой механизм возбуждения на начальном участке развития разряда хорошо подтверждается экспериментальными данными /рис.4/. При этом наклоны прямых $N_i^*(j)$ с точностью до коэффициента 2 соответствуют наклонам, вычисленным по /1/ на основании данных [11,12] для σ_i и τ_i. Подобные результаты получаются и для других исследованных перенапряжений / V_p = 5,90 и 7,35 в / при этом концентрация возбужденных атомов у анода определяется для данного интервала напряжений практически только проходящим током.

При прямом механизме возбуждения по зависимости интенсивности спектральных линий от времени в различных точках зазора можно судить о характере изменения распределения потенциала. Появление свечения в определенном месте зазора должно свидетельствовать о том, что в данный момент времени потенциал в этой точке достиг значения, соответствующего энергии возбуждения рассматриваемого уровня [13] . Однако на время появления свечения заметное влияние оказывает диффузия возбужденных атомов из области возбуждения. Как показывает оценка этим объясняется размытие резкой границы на распределении интенсивности свечения по зазору /рис.3/.** Поэтому граница генерации определялась экстраполяцией участка быстрого спада интенсивности на ось x /пунктир рис.3/. Задержка связанная с конечным временем жизни исследованных возбужденных уровней не велика / $\sim 10^{-7}$ сек/.

Сопоставление начала возбуждения различных уровней показывает, что возбуждение начинается с самого низко лежащего уровня и захватывает уровни с более высокой энергией. Это хорошо видно из кривых 1 и 3 рис.5, которые относятся к наиболее далеко отстоящим друг от друга исследованным уровням. / E_i^* = 3 и 3,5 эв/. Небольшой энергетический интервал не дает возможности по этим дан-

---

шения электронного давления. При высокой температуре электронов этот эффект может сказываться уже при сравнительно небольших /порядка нескольких процентов/ степенях ионизации [10] .

* Каскадные переходы могут заметно влиять в рассматриваемых условиях на заселенность лишь s-уровней цезия [11] .

** Размытие распределения $N_i^*(x)$ оценивалось для линейно убывающей с ростом x функции генерации возбужденных атомов, в предположении бесконечной площади

ным детально проследить распределение потенциала в зазоре на различных стадиях развития разряда. Полученные данные позволяют говорить лишь о скорости перемещения области с соответствующим значением потенциала по зазору. Учитывая, однако, что потенциалы катода и анода сохраняются неизменными, высота максимума потенциала определяется проходящим током, а ход потенциала в межэлектродном промежутке не должен претерпевать изломов, можно, используя данные рис.5, достаточно уверенно судить о вероятном распределении потенциала в различные моменты времени /рис.6, кривые 2-4/.

Из приведенных результатов следует, что к тому моменту, когда значение потенциала по всем зазоре превышает энергию возбуждения исследуемых уровней, основное изменение потенциала сосредоточено в узкой прикатодной области, а во всем межэлектродном промежутке уже существует квазинейтральная плазма. Как видно из сопоставления рисунков 5 и 1, токи через прибор в эти моменты времени меньше тока стационарного разряда, который близок к току эмиссии катода. При малых перенапряжениях / $V_p \sim V_i$ / различие может достигать 5 - 6 раз. Это позволяет сделать вывод о том, что на определенной стадии развития разряда осуществляется режим с задерживающим барьером у катода, но с уже сформировавшимся катодным падением потенциала /виртуальный катод/. Отметим, что для малых перенапряжений моменты появления свечения у катода, соответствующие возникновению виртуального катода, примерно совпадают с изломом тока на участке пробоя. /См. кривую 3 рис.1/. Повидимому, наблюдаемое увеличение скорости роста тока как раз связано с быстрым "съеданием" задерживающего барьера.

Отметим также, что примерно к моменту появления свечения у катода, наблюдается отклонение от прямолинейной зависимости интенсивности спектральных линий от тока /рис.4а /. Это должно быть связано с изменением условий возбуждения /и ионизации/, так как при наших условиях соотношение $\Sigma N_i^* << N_a$ хорошо выполняется. Такое изменение может быть вызвано началом образования потенциальной ямы для электронов и накоплением в яме медленных электронов, которые до этого отводились на анод.

Примерно в это время начинается отмечавшееся выше распространение свечения спектральных линий за границы электродов в радиальном направлении. К сожалению, чувствительность используемой методики пока оказалась недостаточной для того, чтобы зафиксировать в этих ус-

---

электродов. Распределение возбужденных атомов по скоростям принималось максвелловским, а длина свободного пробега много большей характерного расстояния размытия $\tau_i \bar{v}_a$ / $\bar{v}_a$ – средняя тепловая скорость атомов/. Истинная граница генерации в зазоре соответствует экстраполяции участка быстрого спада интенсивности на ось x /пунктир на рис.3/: При этом из-за конечной величины τ_i определяется верхняя граница для времени появления потенциала.

ловиях излучение рекомбинационного континуума и непосредственно оценить концентрацию медленных электронов. Минимальные концентрации, измеряемые в наших условиях / $\sim 10^{12}$ см$^{-3}$ /, регистрировались на несколько более поздних стадиях разряда, соответствующих примерно концу участка пробоя. Поэтому не исключено, что в моменты времени, соответствующие диаграммы 3–4 рис.6, уже существует небольшой прианодный барьер, задерживающий электроны плазмы, однако концентрация медленных электронов при этом незначительна и не влияет существенно на механизм генерации ионов.

Высокие давления цезия / $l_{e,i} \ll d$ /

В области исследованных температур катода поверхностная ионизация невелика и недостаточна для осуществления условий диффузионного режима в диоде при отсутствии объемной ионизации. Как показывает оценка, дебаевские радиусы, соответствующие термодинамически равновесным концентрациям для $T_к \sim 1000$ К, оказываются порядка межэлектродного расстояния, или даже больше. В таких условиях приложенное к межэлектродному промежутку поджигающее напряжение в первый момент времени падает на расстояниях, значительно превышающих длину свободного пробега электронов по отношению к возбуждению резонансного уровня цезия / $l \sim 10^{-2}$ см при $P_{Cs} \sim 1$ торр/, происходит интенсивное возбуждение $6P$ уровня и релаксация электронов по энергиям. В результате в прианодной области число быстрых электронов с энергией, превышающей $E_1 = 1{,}4$в, будет небольшим, что должно сильно снизить скорость процессов прямого возбуждения и ионизации. Действительно, измерения концентрации возбужденных атомов на уровнях $8S$, $7D$ и $6F$ на начальных стадиях развития разряда показывают, что в прианодной области концентрация оказывается на два порядка ниже, чем следует из /1/ в предположении, что все электроны имеют у анода энергию $\sim qV_p$. Относительно малая скорость прямых процессов и возрастание времени подхода ионов от анода к катоду из-за диффузионного характера их движения существенно увеличивают времена развития разряда при высоких P_{Cs}, особенно на стадии задержки тока /рис.7/.

Интенсивное возбуждение резонансного уровня и пленение резонансного излучения приводят к быстрому росту заселенности $6P$ – уровня. Поэтому ступенчатая генерация включается уже на стадии задержки, и процесс развития разряда с самого начала оказывается весьма сложным. На это указывает характер распределения свечения линий по зазору. На рис.8 приведены также данные для перехода $7D_{3/2} - 6P_{1/2}$, другие линии дают сходную картину распределения с наличием нескольких /двух или трех/ перемещающихся по зазору максимумов свечения. Как видно из рисунка, первый максимум свечения появляется у анода и достигает насыщения за 0,5 ÷ 1 мксек, пока разрядный ток не успевает изменить своего начального значения при $t = 0$ / кривые 1÷ 3/. Затем вместе с возрастанием тока

свечение распространяется к середине зазора, где формируется второй, более интенсивный максимум /кривые 4÷6/. Его формирование заканчивается приблизительно в тот момент, когда на кривой $j(t)$ начинается перегиб /точка 7/. Рост тока после перегиба сопровождается образованием третьего пика свечения, расположенного уже ближе к катоду / кривые 8÷11/, причем одновременно с началом образования третьего максимума наблюдается повторный рост первого прианодного максимума. При дальнейшем развитии разряда и переходе к стадии пробоя отчетливо выделяются области прианодного и прикатодного свечения /кривые 13÷15 /.

При уменьшении напряжения поджигающего импульса второй пик приближается к аноду и формируется медленнее. При больших напряжениях анодное свечение распространяется сразу до катода, где формируется второй пик. После этого происходит вторичный рост свечения у анода, а затем образование третьего пика в середине зазора.

Перегиб тока на стадии задержки, наблюдаемый при достаточно больших поджигающих напряжениях / $V_p > 3{,}8 \div 4{,}0$в /, связан, повидимому, с тем, что прямая ионизация быстро исчерпывает свои возможности, а ступенчатая требует значительного времени. При более низких напряжениях развитие разряда с самого начала обусловлено ступенчатыми процессами, поэтому возрастание тока происходит очень медленно и перегиб отсутствует.

В отличие от развития разряда при низком давлении / $l_{e,i} >> d$ / при высоком давлении уже в начале стадии пробоя в зазоре формируется узкий разрядный канал – область плазмы занимает лишь небольшую часть разрядного промежутка в центре электродов /рис.1б/. По мере роста тока разрядный канал распространяется на всю площадь электродов. Концентрация возбужденных атомов и ионов в разрядном канале увеличивается при расширении разряда, так же, как и средняя температура электродов в шнуре.*

х х х

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при развитии разряда низкого давления с эмиттирующим катодом на значительном участке пробоя определяющими являются процессы прямой ионизации и возбуждения. Обычно эти процессы успевают создать концентрацию ионов, достаточную для прохождения тока эмиссии катода, еще до того, как образуется потенциальная яма с медленными электронами и включается механизм ступенчатой генерации. Только при самых низких $V_p \sim V_i$ когда достаточно длительное время существует режим с виртуальным катодом, ступенчатые процессы успевают развиться на стадии пробоя. Радиальная однородность разряда на стадиях задержки и пробоя при низких P_{cs} также связана с определяющей ролью

---

* Отметим, что некоторое нарушение радиальной однородности может наблюдаться в конце стадии задержки.

прямой ионизации при развитии разряда.

При высоких давлениях цезия прямая ионизация играет меньшую роль, а ступенчатые процессы начинают включаться уже с самого начала развития разряда. Лишь после того, как ступенчатая генерация ионов достигнет достаточной величины, разряд переходит в стадию пробоя и ток возрастает до значений, близких к стационарному току. Так как область интенсивной ступенчатой генерации должна быть сосредоточена в центре электродов, где потери энергии минимальны, на участке быстрого роста тока происходит шнурование разряда.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Бакшту и Г.Э.Пикусу за плодотворные дискуссии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.РЕТЕР "Электронные лавины и пробой в газах" Мир, Москва, 1968.

2. ДЖ.МИК, ДЖ.КРЭГС "Электрический пробой в газах" ИЛ, Москва, 1960.

3. В.Б.КАПЛАН, А.М.МАРЦИНОВСКИЙ, Б.И.ЦИРКЕЛЬ, В.Г.ЮРЬЕВ. Сборник "Вопросы физики низкотемпературной плазмы", Наука и техника, Минск, 1970.стр.537.

4. W.B. KAPLAN, A.M. MARTSINOVSKI, B.I. TSIRKEL, V.G. YURIEV. Proc. of the 9th Int. Conf. on Phenom. in Ionized Gases Bucharest, 1969, p. 199.

5. G.A. DYUZHEV, A.M. MARTSINOVSKI, B.Ya. MOIZHES, G.E. PIKUS, W.B. KAPLAN, G.A. SHAHNAZAROVA, V.G. YURIEV Proc. IIth Conf. on Therm. Pow. Gen. Stresa. 1968 p. 117

6. Г.А.ДЮЖЕВ, А.М.МАРЦИНОВСКИЙ, Б.Я.МОЙЖЕС, Г.Е.ПИКУС, Б.И.ЦИРКЕЛЬ, В.Г.ЮРЬЕВ. ЖТФ. 36,/1966/ 679; 692.

Г.А.ДЮЖЕВ, А.М.МАРЦИНОВСКИЙ, Б.Я.МОЙЖЕС, Г.Е.ПИКУС, Б.И.ЦИРКЕЛЬ, В.Г.ЮРЬЕВ. ЖТФ. 37, /1967/ 1825.

7. В.Б.КАПЛАН, Б.Я.МОЙЖЕС, Г.Е.ПИКУС, Г.А.ШАХНАЗАРОВА, В.Г.ЮРЬЕВ. ЖТФ. 36, /1966/ 1901.

8. W. G. KLARK, A.L. KERLIN Rev. Sci. Instr. 38, № 11 /1967/ 1593.

9. W.I. PEARCE "Получение и исследование высокотемпературной плазмы" Сб.статей, ИЛ, 1962.

10. Г.А.ДЮЖЕВ, В.Б.КАПЛАН, Б.Я.МОЙЖЕС, В.Г.ЮРЬЕВ. ЖТФ, 41 /1971/ 453.

11. И.П.ЗАПЕСОЧНЫЙ, ТВТ, 5, /1967/ 7.

12. P.M. STONE, Phys. Rev., 127, /1967/ 1155.

13. Э.П.БУСЫГИН, В.Г.ГРИГОРЬЯНЦ, Б.Г.ШУСТОВ, И.П.ЯВОР. ЖТФ. 40, /1970/ 221.

Подписи к рисункам.

Рис. 1 Временная зависимость тока для различных перенапряжений при малых давлениях цезия V_t = 4,95 в, V_p (в) : 1-7,35; 2-5,90; 3-5,25; 4-5,13; 5-5,04. P_{Cs} = 0,01 торр, $T_к$ = 1000°К, Затухающие колебания тока на начальном участке кривых $j(t)$ /0,5÷1 мксек/, связанные с паразитными реактивностями прибора, усреднены.

Рис. 2 Различие в характере развития разряда при больших и малых давлениях цезия.
Точками на кривых $j(t)$ указаны моменты времени, для которых приведены радиальные распределения интенсивности свечения линии λ = 6723 А /переход $7D_{3/2} - 6P_{1/2}$ / и рекомбинационного континуума на уровень $6P$ / λ = 4900 А/. Диаметр электродов ø = 10 мм. Температура катода $T_к$ = 1100°К.

Рис. 3 Распределение интенсивности линии λ = 6723 А / $7D_{3/2} - 6P_{1/2}$ / по зазору в различные моменты развития разряда /для кривой 3 рис.1/
1 - t = 0,60; 2-1,30; 3-2,15; 4-2,80; 5-3,60; 6-4,60 мксек.

Рис.4 Зависимость концентрации возбужденных атомов цезия, определенной из интенсивности соответствующих спектральных линий, от тока на начальной стадии развития разряда. /кривая 3 рис.1, V_p = = 5,25в/ 1 - уровень $8S_{1/2}$, λ = 7609 А; 2 - $7D_{3/2}$; λ = 6723 А; 3-$6F_{7/2}$; λ = 7280 А.
Вверху приведена зависимость от тока интенсивности двух линий λ = 7280 А / $6F_{7/2} - 5D_{5/2}$ / и 6355 А /$9S_{1/2} - 6P_{1/2}$ / для более поздних стадий разряда.

Рис. 5 Моменты появления свечения линий цезия в различных точках зазора. 1 ÷ 3 - V_p = 5,25 /кривая 3 рис.1/, 1 - λ = 7609 А /E = 3,02 эв/; 2 - λ = =6723 А /E = 3,2 эв/, 3 - λ = 7280 А /E = 3,51 эв/, 4 - V_p = 5,90 в /кривая 2 рис.1/, λ = 6723 А; 5 - V_p = 7,35 в /кривая 1 рис.1/, λ = 6723 А.

Рис. 6 Характер измерения потенциала в межэлектродном промежутке при развитии разряда. V_p = 5,25 в /кривая 3 рис.1/, d = 1,1 мм, E = 3,24 эв, $\chi_к$ = $\chi_а$ = 1,7 эв. 1 – начальное распределение потенциала плоского диода / t = 0/; 5 - конечное распределение в развитой дуге [10] ; 2÷4 - распределения в промежуточные моменты времени: 2 - t = 1 мксек, j = 4,5 ма/см ; 3 - t = 2,5 мксек, j = 13,5ма/см , 4 - t = 4 мксек, j = 45 ма/см . Точки соответствуют экспериментальным данным рис.5. Кривые 2÷4 проведены схематически.

Рис. 7 Временная зависимость тока на участке задержки при высоких давлениях цезия. $T_к$ = 960 ° К, P_{Cs} = = 0,44 торр, d = 1,3 мм, V_t = 3,6 в, V_p /в/: : 1-3,96; 2-4,10; 3-4,17; 4-4,27; 5-6,22.

Рис. 8 Распределение интенсивности свечения линии λ = 5732 А по зазору в процессе развития разряда. Моменты времени, для которых сняты распределения I_λ / × /, указаны точками на кривой j / t /. а - образование первого и второго максимумов свечения; б - образование третьего максимума; в - переход в стадию пробоя с образованием прианодной и прикатодной областей свечения.

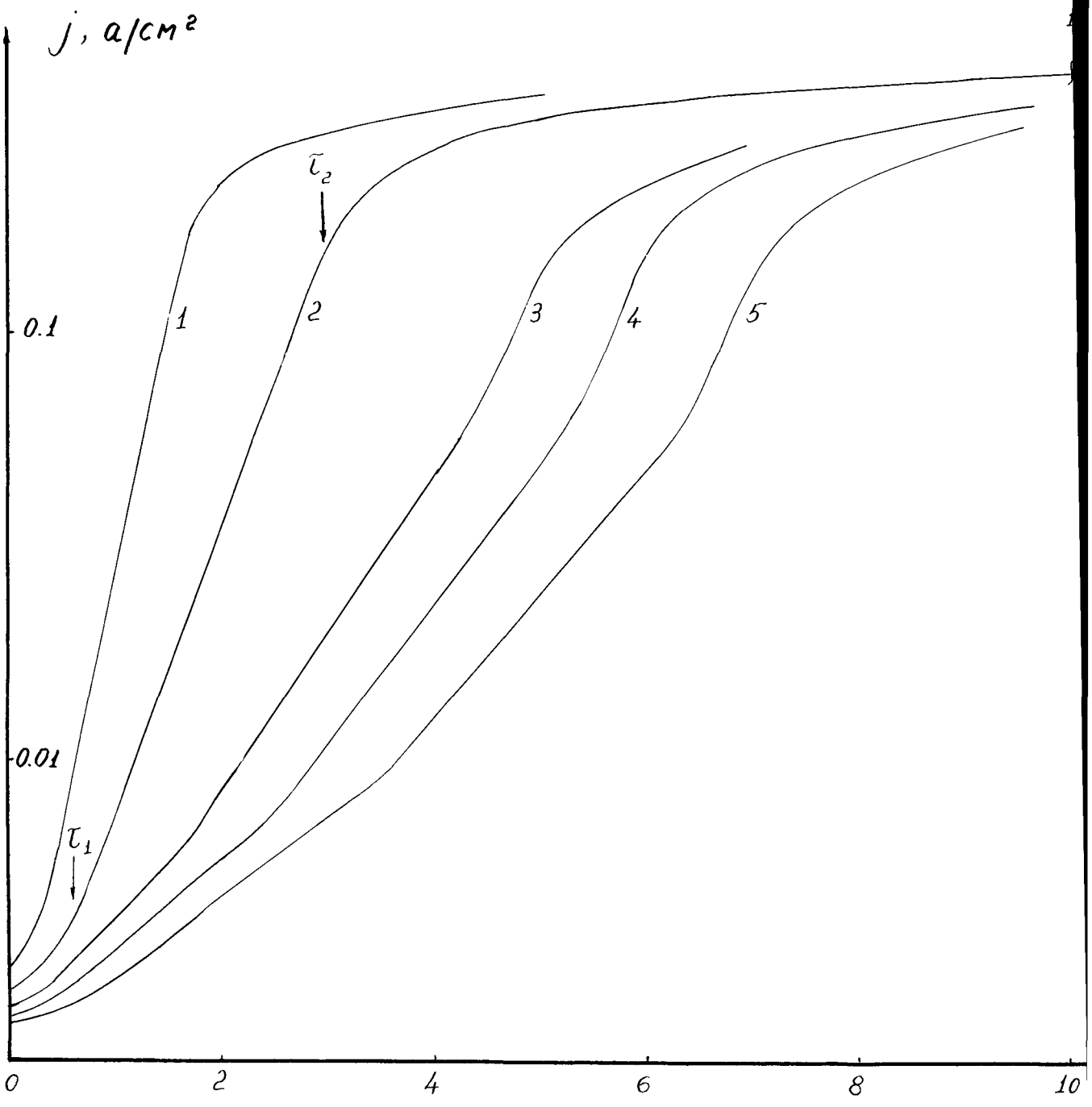
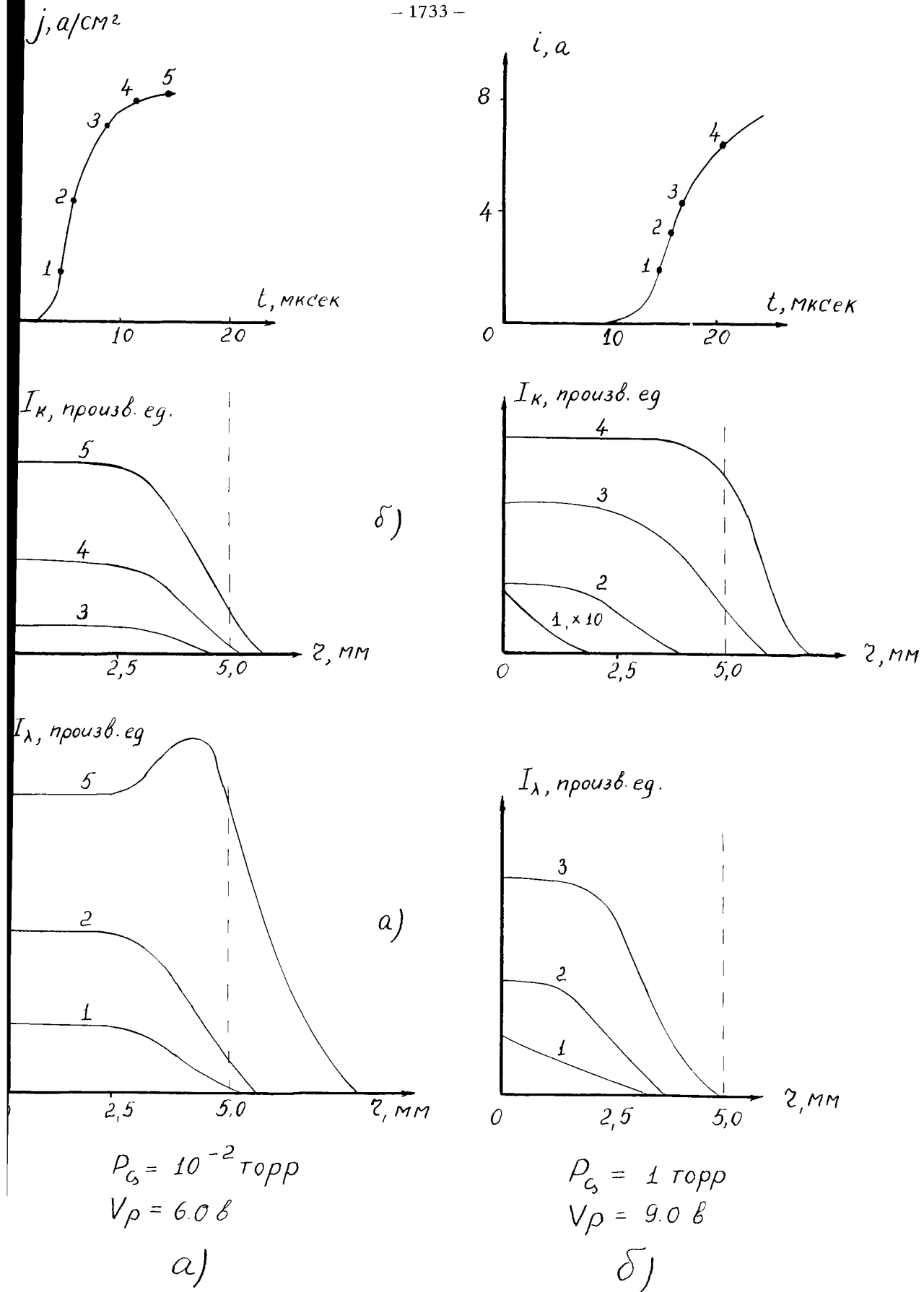


Рис.I

Временная зависимость тока для различных перенапряжений при малых давлениях цезия. V_i = 4,95в, V_p(в): I – 7,35; 2 – 5,90; 3 – 5,25; 4 – 5,I3; 5 – 5,04. P_{Cs} = 0,0Iторр, $T_к$= I000°К. Затухающие колебания тока на начальном участке кривых $j(t)$(0,5÷Iмксек), связанные с паразитными реактивностями прибора, усреднены.



$P_{Cs} = 10^{-2}$ торр
$V_p = 6.0$ в

а)

$P_{Cs} = 1$ торр
$V_p = 9.0$ в

б)

Рис. 2

Различие в характере развития разряда при больших и малых давлениях цезия. Точками на кривых $j(t)$ указаны моменты времени, для которых приведены радиальные распределения интенсивности свечения линии λ =6723Å (переход $7D_{3/2} - 6P_{1/2}$) и рекомбинационного континуума на уровень 6P (λ =4900). Диаметр электродов ϕ = 10мм. $T_к$ = 1100°К.

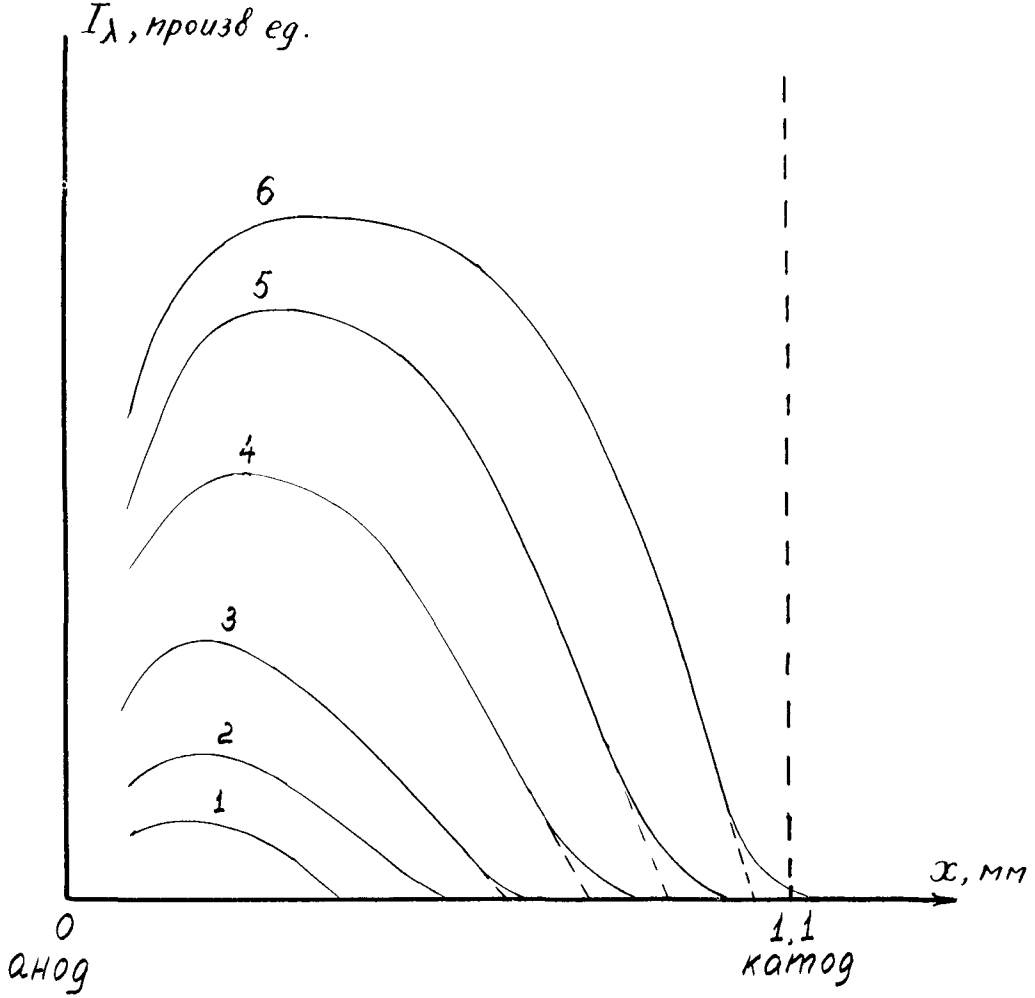


Рис. 3

Распределение интенсивности линии $\lambda = 5723\text{Å}$ ($7D_{3/2} - 6P_{1/2}$) по зазору в различные моменты развития разряда (для кривой 3 рис.1). 1 – t =0,60; 2 – 1,30; 3 – 2,15; 4 –2,80; 5 – 3,60; 6 – 4,60 мксек.

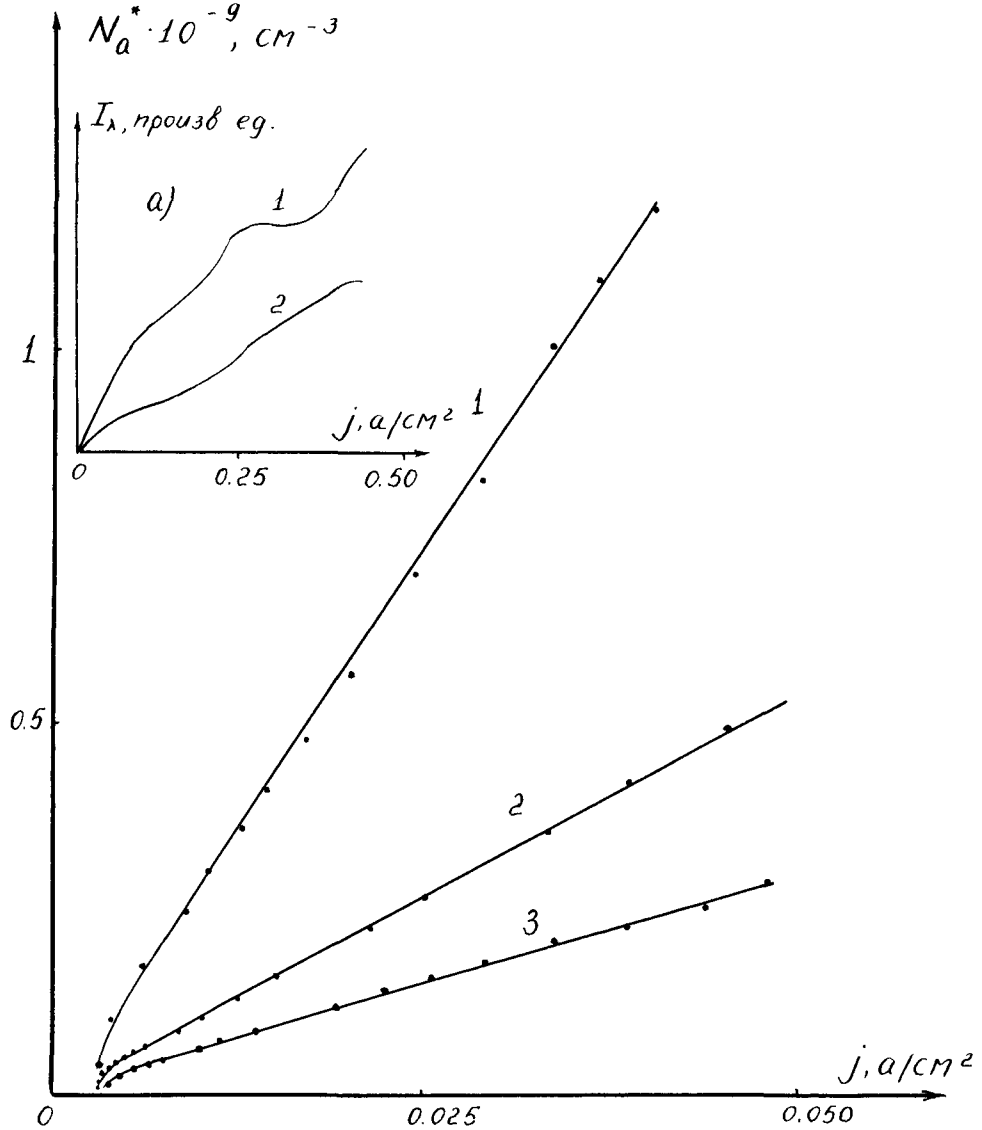


Рис. 4

Зависимость концентрации возбуждённых атомов цезия, определённой из интенсивности соответствующих спектральных линий, от тока на начальной стадии развития разряда (кривая 3 рис.1. V_a = 5,25в). 1 – уровень $8S_{1/2}$, 2 – уровни

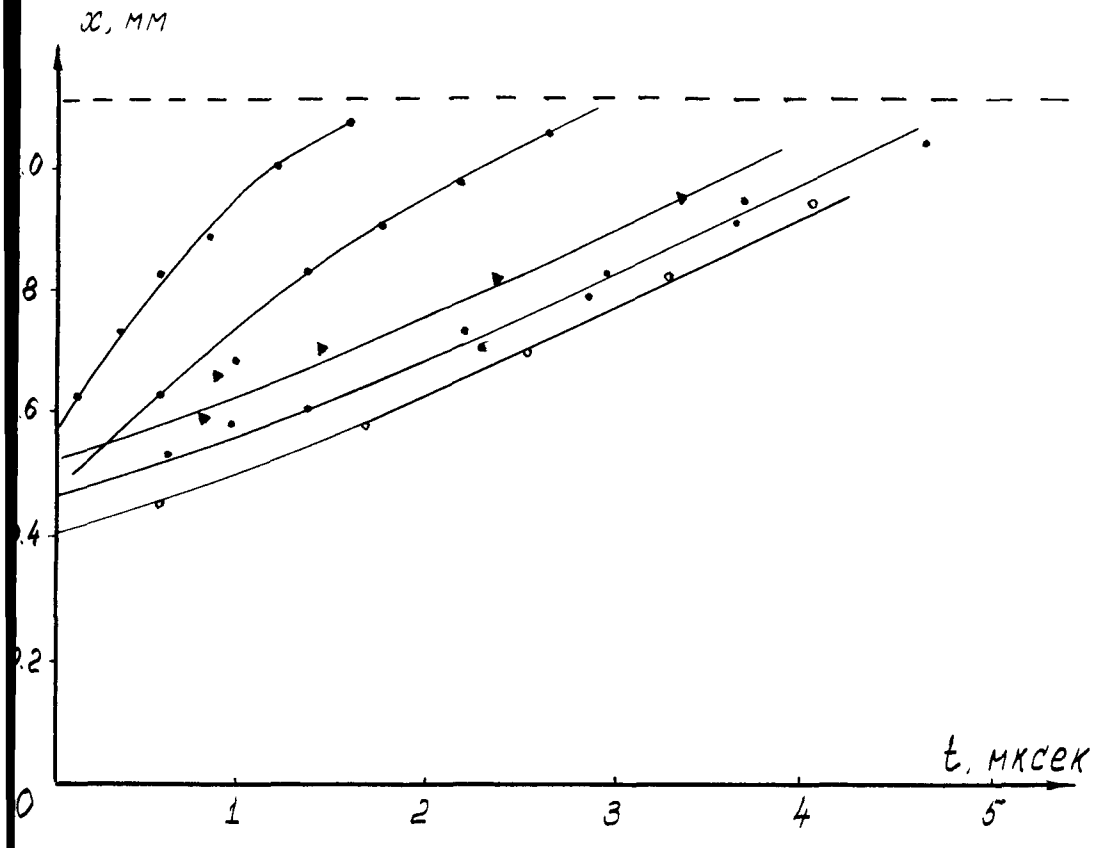


Рис. 5

Моменты появления свечения линий цезия в различных точках зазора. I ÷ 3 – V_p = 5,25в (кривая 3 рис.I), I – λ = 7609 Å (E = 3,02эв); 2 – λ = 6723Å (E = 3,24эв), 3 – λ = 7280Å (E = = 3,5Iэв); 4 – V_p = 5,90в (кривая 2 рис.I), λ = 6723Å; 5 – V_p = =7,35в (кривая I рис.I), λ = 6723Å.

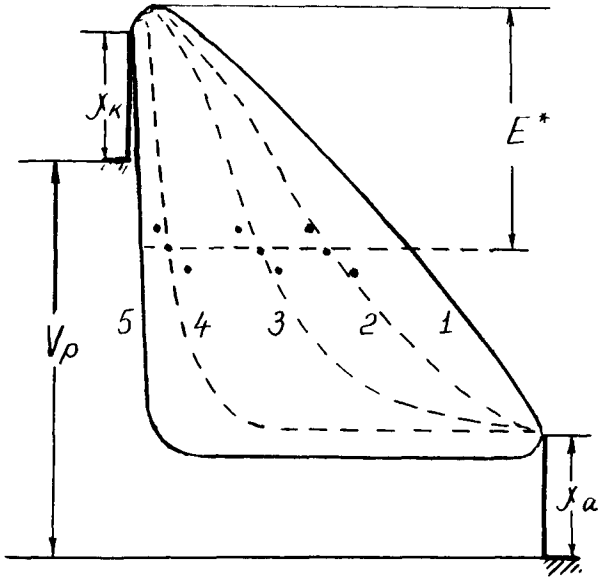


Рис. 6

Характер изменения потенциала в межелектродном промежутке при развитии разряда. V_p = 5,25в (кривая 3 рис.I), d = I,Iмм, E = 3,24эв, $\chi_к = \chi_a$ = I,7эв. I- начальное распределение потенциала плоского диода (t =0) 5 - конечное распределение в развитой дуге [I0] ; 2 ÷ +4 - распределения в промежуточные моменты времени : 2 - t =Iмксек, j = 4,5ма/см ; 3 - t = 2,5мксек, j = = I3,5ма/см ; 4 - t = 4мксек, j = 45ма/см . Точки

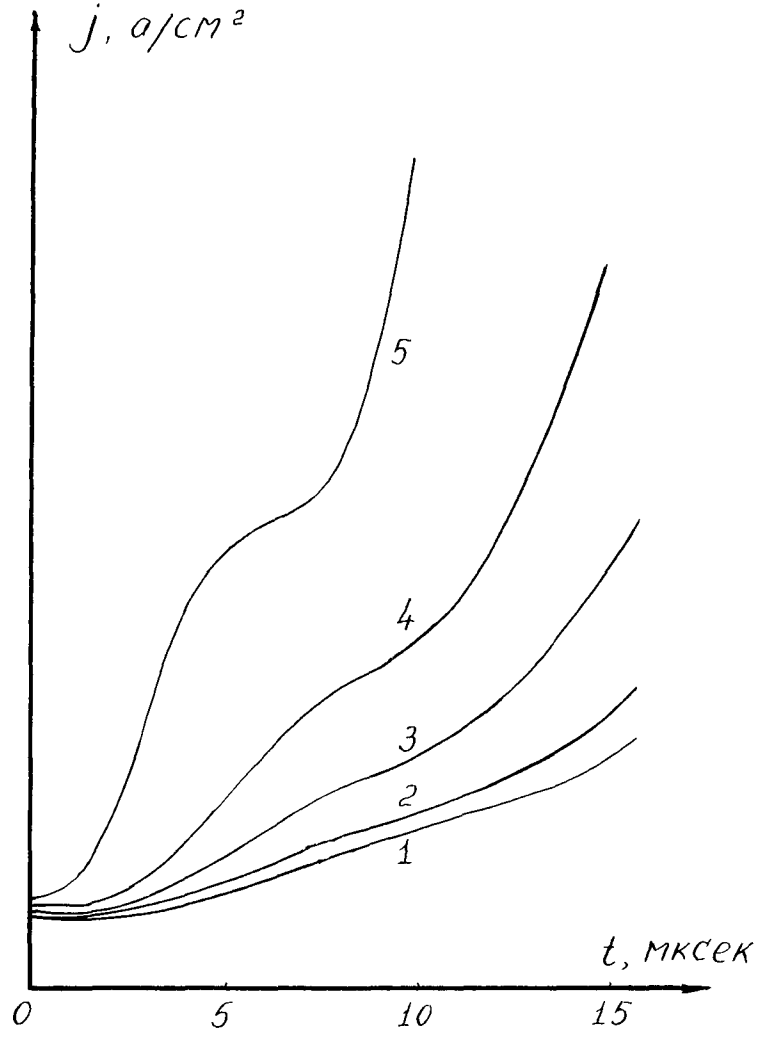


Рис. 7

Временная зависимость тока на участке задержки при высоких давлениях цезия. $T_к$ = 960°К, P_{Cs} =0,44торр,

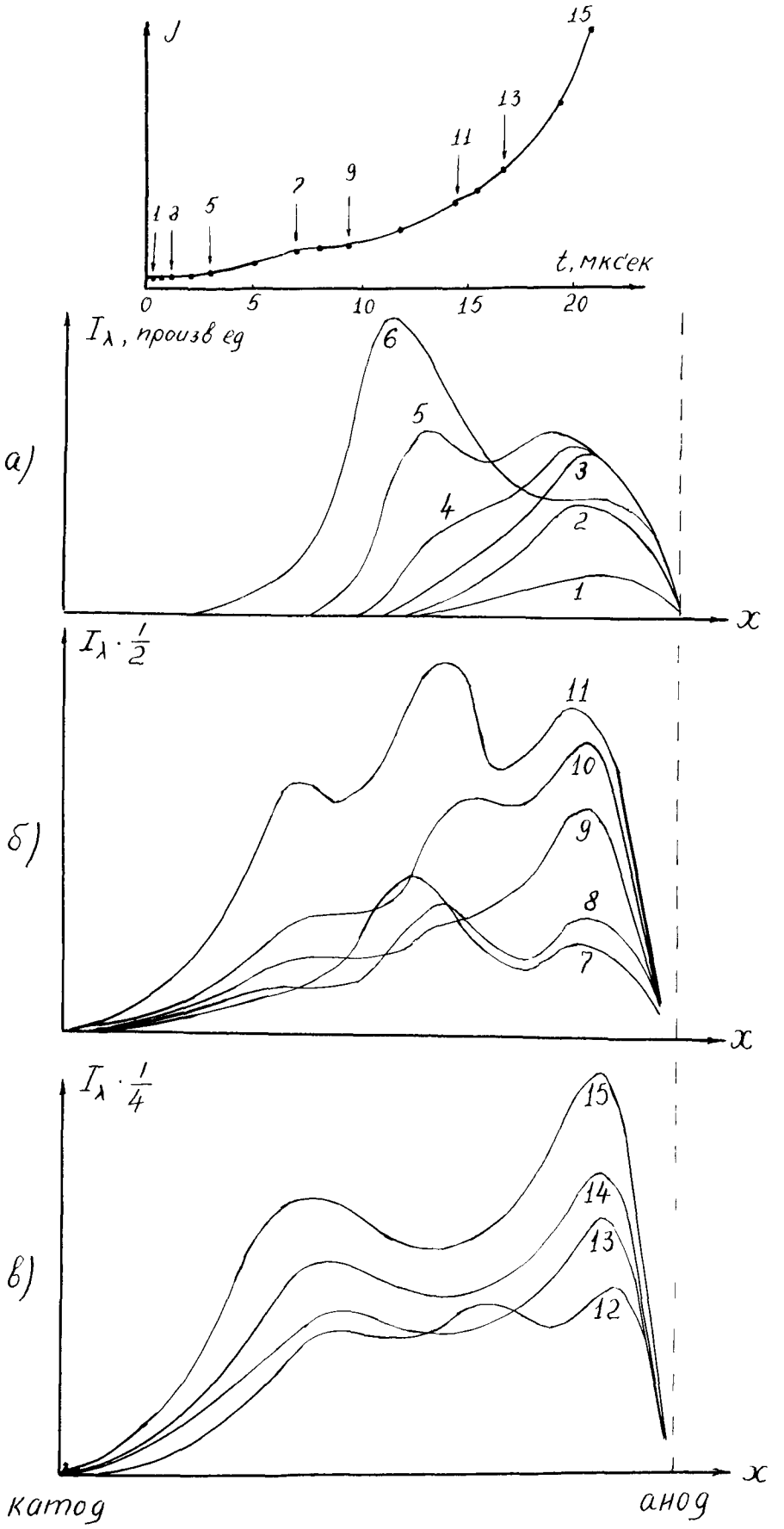


Рис. 8

Распределение интенсивности свечения линии λ =5732Å по зазору процессе развития разряда. Моменты времени, для которых сняты распределения $I_\lambda(x)$, указаны точками на кривой $j(t)$. а – образование рвого и второго максимумов свечения; б – образование третьего максимума; в – переход в стадию пробоя с образованием прианодной и прикатодной областей свечения.

D I S C U S S I O N

N.S. RASOR: When we operate our pulsed diodes in inert gases insert a train of pulses, initiating a pulse in each case before plasma has completely decayed. The plasma is completely uniform a from some very sharp striations, for which we have no satisfactor explanation. Your curves show jumps, although they do not seem to very sharp. Have you observed a similar phenomenon, or have you s anything in your work that might serve to explain these striation I might add that our pulses are considerably shorter than yours – perhaps only 1 usec.

G.A. DYUZHEV: In 1 μsec your plasma would not have time to r turn to a steady state. Your observations are in fact rather simi to certain phenomena described in this paper which, in the author opinion, are associated with the complex processes of stepped lev excitation. A detailed discussion of this problem would hardly be possible now, for a great deal more thought and experimental work must be devoted to it.

Probe Measurements of a Cesium Plasma in a Simulated Thermionic Energy Converter

K. Shimada

Jet Propulsion Laboratory
California Institute of Technology
Pasadena, California 91103

Abstract

Cesium-filled thermionic energy converters are being considered as candidate electrical energy sources in future spacecraft requiring tens to hundreds of kilowatts of electric power. The high operating temperatures necessary for a large specific power and high efficiency inevitably impose stringent constraints on the converter fabrication to achieve the desired reliability of the power system. The converter physics for reducing operating temperatures and cesium plasma losses are being studied to achieve high reliability without sacrificing the power performance of the converters. Various cesium parameters which affect the converter performance are: (1) electron temperatures, (2) plasma ion densitites, and (3) electric potential profiles. These were investigated using a Langmuir probe in a simulated converter. The parameters were measured in different cesium discharge modes.

Introduction

To increase the reliability and to relax the engineering constraints so that the practical converters can be more readily fabricated, a reduction of operating temperatures is being considered. An investigation of a new mode of operation or a new improved converter design is essential to meet the high reliability and performance of a low-temperature converter.

---

* This paper presents the results of one phase of research carried out at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under Contract No. NAS 7-100, sponsored by the National Aeronautics and Space Administration.

In this article results of recent investigations of a cesium plasma using a Langmuir probe in a simulated thermionic converter are presented. The results include: (1) electron temperatures, (2) plasma ion densities, and (3) electric potential profiles in various discharge modes.

Test Vehicle

The diode used for probing the cesium plasma is a simulated thermionic energy converter with parallel plane electrode geometry. This device differs from a practical converter in that it has: (1) a sapphire window, (2) a large interelectrode distance D, which is 5.2 mm and 2.1 mm during the measurements for cesium temperatures up to 444°K and to 533°K respectively, and (3) a movable Langmuir probe. The 1-mm-diam probe wire, similar to that of Bullis [1], protrudes through a hole in the collector at its center. A micrometer mechanism makes it possible to move the probe across the entire interelectrode spacing between the collector and the emitter. The active area of the probe (0.0078 cm^2) is parallel to the collector. The active area of the collector is 1.25 cm^2; hence, the probe occupies 1/160 of the current-collecting area of the diode. The probe area is the exposed cross section of a tantalum wire. For a case with D = 5.2 mm, the cylindrical side of the probe was insulated by tantalum oxide, 0.005 cm thick, formed directly on the wire by a thermal oxidation process. In contrast, the probe was insulated with a layer of plasma-sprayed alumina for a case with D = 2.1 mm. The probe assembly is attached to the tube envelope through stainless steel bellows and the probe may be moved by a micrometer screw with respect to the tube envelope where the collector is mounted.

During the measurements, the diode envelope was heated by electric heating tapes. The cesium reservoir was kept at least 50°K below the tube envelope temperature so that the cesium pressure could be determined by the cesium reservoir temperature.

Measurements

The plasma parameters were measured with a circuit (Fig. 1) consisting of: (1) the diode loop for driving it as a cesium gas discharge tube, and (2) the probe loop for measuring the probe current flowing in the probe-collector circuit through a variable probe bias. The probe characteristics were displayed on an X-Y recorder as the probe potential was swept between -6 V and +1 V with respect to the collector. A family of characteristic curves was obtained for different locations of the probe, and each family was taken for different discharge modes of the diode. Depending upon the diode current, the conduction occurred in four different modes of cesium discharge: (1) extinguished mode, (2) anode glow mode, (3) ball-of-fire mode, and (4) plasma mode. The first two modes occur at low currents before the cesium vapor breaks down and the remaining modes, which are accompanied by the characteristic plasma column in the interelectrode space, occur thereafter. The diode operations were further defined by measuring the emitter temperature T_E and the cesium reservoir temperature T_R. The emitter temperature was measured through a sapphire window using an optical pyrometer at the blackbody hole in the emitter.

The location of the probe tip was measured from the plane of the collector by noting the turns of the micrometer screw required to protrude the probe into the interelectrode space. Thus, the probe tip is flush with the collector surface, showing no protrusion, when d = 0, and the tip is 1.04 mm from the collector when d = 1. From the measured probe characteristics, the temperatures of electrons, plasma ion densities, and the potential profiles in the interelectrode gap were determined.

Also, the visual observations of the cesium discharge are incorporated with the analysis to obtain comprehensive interpretations of these results.

Results

To investigate various modes of cesium discharge, the diode was initially operated at relatively low temperatures at which the diode exhibits all modes, depending upon the magnitude of current. A volt-ampere curve shown in Fig. 2 was obtained with T_E = 1173°K and T_R = 404°K. This curve exhibits a break at a voltage where the cesium vapor ignites. The volt-ampere curve is divided into two regions: the lower-current unignited region, and the higher-current ignited region. Within the unignited region, the cesium discharge occurs in two modes, i.e., the extinguished mode and the anode glow mode, depending upon the diode current. The anode glow mode is accompanied by a rapid increase of the diode current as a result of an increased electron-space-charge neutralization by those ions generated in the anode glow. As the applied voltage increases, the energy supplied to the stream of electrons becomes sufficiently large to cause a propagation of visible glow (ionized zone) toward the emitter which in turn results in the cesium ignition.

In an ignited condition the voltage drop in the plasma, which is in contact with the collector, becomes small since the net space charge in the plasma is nearly zero. Consequently, the diode becomes equivalent to a diode having its virtual collector at the edge of the ball-shaped plasma. The emitter and plasma are separated by a thin dark space. Current conduction occurs with the interelectrode gap partially filled with a ball-of-fire plasma [2] at the magnitude of current shown at (3) in Fig. 2. As the current increases further, the plasma merely spreads to a larger area, maintaining the current density constant. The voltage across the diode remains practically constant between point (3) and (4) in the volt-ampere curve. This region is, therefore, similar to that in a normal glow discharge [3] in inert gases at low pressures. Further increase of diode current requires an increase in the diode voltage to produce an intense plasma. The plasma mode, which occurs between the ball-of-fire mode and an intense-plasma mode, is identified as the maximum power point in practical converters. Similar observations were made by Hansen [4] in a thermionic converter having an interelectrode spacing of approximately 1 mm.

The probe characteristics, showing the functional dependence of probe current on the probe voltage with respect to the collector, were also measured at four different operating points associated with four different discharge modes. A typical result is shown in Fig. 3, where the

positive current indicates that the net current to the probe is an electron current, and the negative current indicates that the probe is collecting more ion current than electron current, and/or the probe is emitting electrons. An increased electron emission from the probe, because of an increased heating from the hot emitter, becomes more evident when the probe is located closer to the emitter. The middle part of the probe curve is predominantly prescribed by the thermalized group of electrons as is shown in the semilog plots (Fig. 4).

Curves shown in Fig. 4 for three different values of T_R with T_E = 1123°K indicate that the logarithm of electron current is linearly dependent upon the probe voltage V_p except for values where the local breakdown or the back emission from the probe disturbs the probe current. From the slope of the curve, which is proportional to e/kT_e, the electron temperature T_e was determined.

The electron temperature T_e was practically independent of distance d (Fig. 5) and varied between 17,000 and 3000°K for cesium reservoir temperatures between 404 and 444°K. At higher cesium temperatures the electron temperature decreased to as low as 2.1 times that of the emitter temperature; for example, T_e = 2572°K when T_E = 1273°K with D = 2.1 mm. Observed functional dependence did not agree with other published results [1 and 5], which were obtained at higher cesium temperatures or with diodes with smaller gaps. The difference at low cesium temperature case appears to be caused by the fact that the current conduction is drift-dominated in the present work in contrast to the diffusion-dominated conduction in others, in which electrons cool off toward the collector. It may be concluded that the cesium discharge at relatively low pressures and low electrode temperatures is more similar to a glow discharge in inert gases than to a cesium discharge in an ignited thermionic energy converter.

The plasma ion densities were determined from the negative-saturation values of the probe characteristics. In this calculation the probe back-emission I_b was graphically subtracted from the negative saturation to obtain the ion current component I_i (Fig. 6). The results obtained at T_E = 1173°K, for the ion density N_i, are shown in Fig. 7 in semi-log curves. The ion densities increase toward the emitter (larger d), and it varies exponentially as expected [6]. The ion density, which was of the order of 10% of the cesium gas density, increased with the cesium reservoir temperature T_R.

Lastly, the electric potential profiles in the diode for four different modes of operation will be discussed. The electric potential of the inter-electrode space was determined as the probe voltage at which the probe current equaled 1/160 (probe area/collector area) of the diode current. This method was used since the current flow was drift-dominated in this diode in which an LTE (local-thermodynamic-equilibrium) plasma did not exist. The electric potential determined by this method is plotted as a function of distance in Fig. 8, after normalizing the potential to zero volts at d = 0 (collector). The correction required for this normalization was approximately 0.35 V which can be considered as the work function difference between the collector and the probe. For comparison the electric potential profiles are also shown in Fig. 9 at higher cesium temperatures.

he space potentials in the ignited mode here were determined differently rom the previous case by determining the break in probe characteristics here the electron current saturated.

Conclusion

The electron temperature varied between 17,000 and 3000°K for esium reservoir temperatures between 404 and 444°K. The temperature igher than expected was a result of low cesium pressures at which the urrent conduction was drift-dominated. However, the electron tempera- ures as low as 2572°K was recorded when T_E = 1273°K with higher cesium emperature at 533°K. The current conduction was diffusion-dominated n this case.

The ion plasma densities were in a range between $10^{13}/cm^3$ and $10^{12}/cm^3$. The magnitude as well as the functional dependence of densi- ies on the location in space was as expected.

The potential profile was obtained in four modes of discharge. The esult showed clearly a region of anode glow having a small plasma drop djacent the collector. The similarity in potential profiles between the all-of-fire mode and the plasma mode was established; the difference etween these two modes mainly lies in the size of the plasma and not the ntensity.

References

[1] Bullis, R. H., and Wiegand, W. J., IEEE Report on the Thermionic Conversion Specialist Conference, Cleveland, Ohio, pp. 258-265, Oct. 1964.

[2] Johnson, E. O., RCA Review, Vol. XVI, pp. 82-108, Mar. 1955.

[3] von Engel, A., Ionized Gases, p. 195. Oxford University Press, London, 1955.

[4] Hansen, L. K., and Warner, C., IEEE Report on the Thermionic Conversion Specialist Conference, Cleveland, Ohio, pp. 310-319, Oct. 1964.

[5] Reichelt, W. H., and Kruer, W. L., IEEE Report on the Thermionic Conversion Specialist Conference, San Diego, California, pp. 129-137, Oct. 1965.

[6] Shimada, K., "Space-Charge Distribution in a Neutral Plasma," in Supporting Research and Advanced Development, Space Programs Summary 37-42, Vol. IV, pp. 56-59. Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, Calif., Dec. 31, 1966.

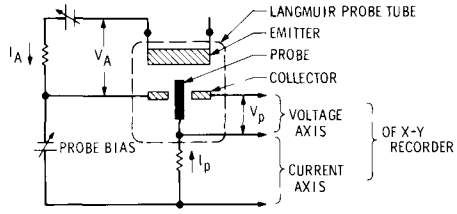


Fig 1. Schematic circuit diagram

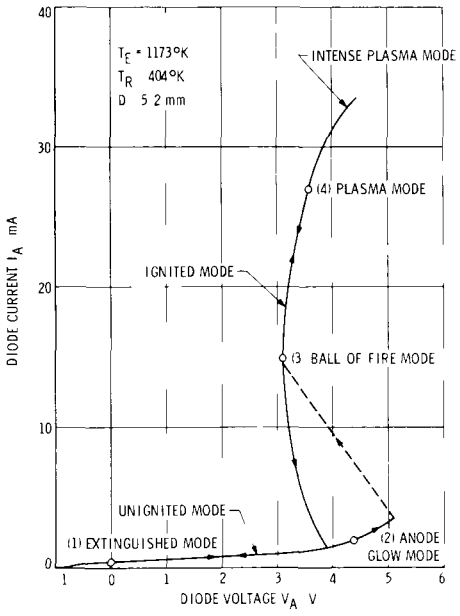


Fig 2. Diode volt-ampere curve

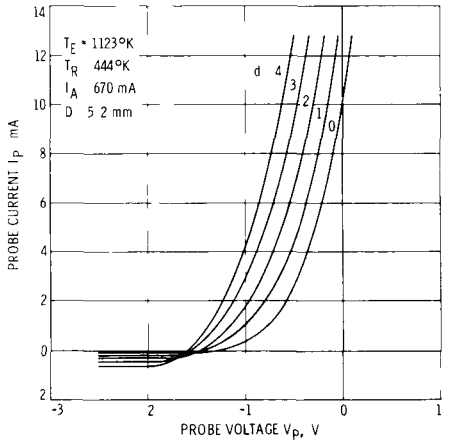


Fig 3. Probe characteristics

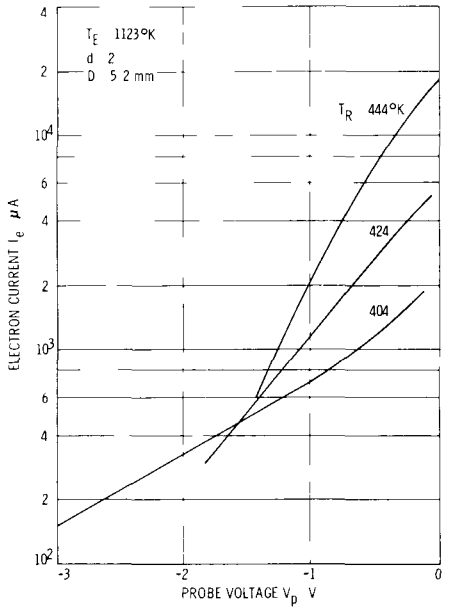


Fig 4. Electron current versus probe voltage

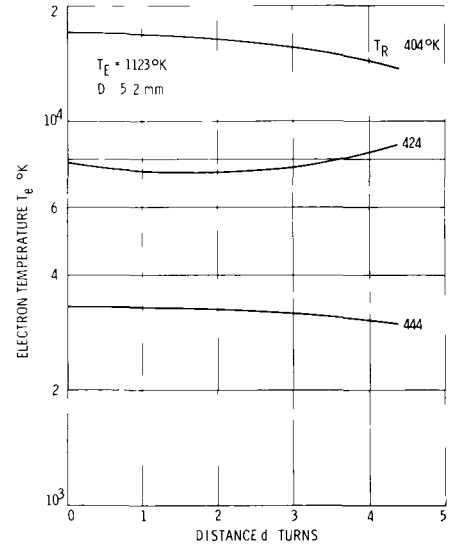


Fig 5. Electron temperature versus probe location

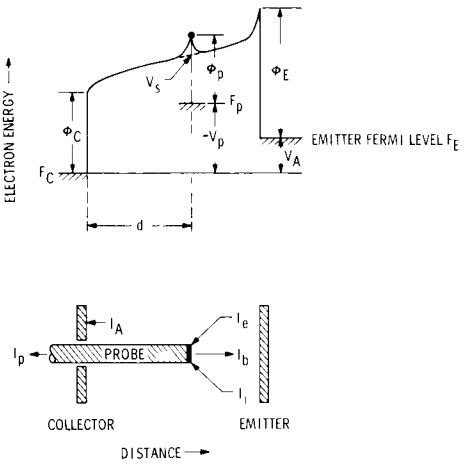


Fig 6. Electron energy diagram

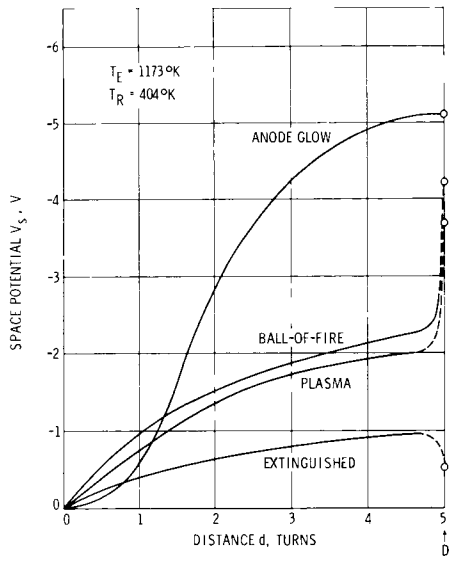


Fig 8. Space electric potential profile, D = 5.2 mm

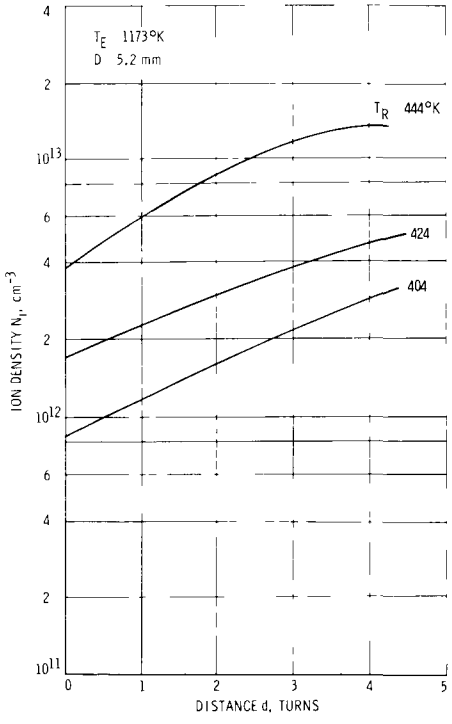


Fig 7. Plasma ion density versus probe location

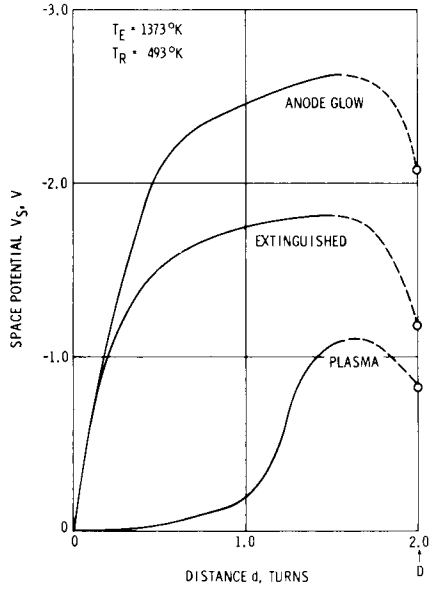


Fig 9. Space electric potential profile, D = 2.1 mm

BLANK

A UNIFORM THEORY OF PLASMA AND ITS SHEATHS IN THE THERMIONIC DIODE

U. Daybelge

Institut für Theoretische Physik
Ruhr-Universität Bochum
Germany

ABSTRACT

A transport theory for thermionic converters is suggested which avoids artificial division of the interelectrode space into various regions such as sheath, space charge, and plasma regions. Instead of patching separate solutions for such regions, a matched-asymptotic analysis provides a uniformly valid solution for the whole region. The theory incorporates the interaction of the gas and the electrode surfaces and yields the dependence of macroscopic variables upon the microscopic boundary conditions. In order to develop a mathematical tool we first consider a simplified model.

This work was performed within the activities of the Sonderforschungsbereich Bochum/Jülich in the field of plasma physics.

INTRODUCTION

In the transport theory of thermionic diodes it is usually assumed [1] - [4] that the interelectrode space may be divided into plasma, space charge and kinetic sheath regions to make a separate analysis for each region. An analysis of the transition between the model regions is in general omitted. The above procedure has the disadvantage that it can neither take the interaction of the regions nor the effects of the electrode surfaces properly into account.

In order to develop a uniform theory for thermionic diodes we consider first a relatively simple model which permits future generalizations. The model consists of an electron gas between two planar electrodes which are kept at different temperatures. A given current flows between the two electrodes. The interaction of free electrons with the electrodes is taken into account via reflexion, absorption and accomodation coefficients. The distribution function of the electrons satisfies the Poisson`s equation and the Boltzmann equation with the Bhatnagar-Gross-Krook collision operator.

Within the sheath, the three conservation equations and the Poisson equation are not sufficient for the determination of density, temperature, mean velocity and potential, since stress and heat flux are not negligible there. The necessary additional equations are found through an asymptotic solution of the Boltzmann equation. The distribution function in the sheath is composed of two parts. The distribution of the particles moving

towards the electrode are found using inner and outer expansions in the phase space. Then, the reflexion coefficients and the emission constitute a relation between the distributions of particle groups moving to and from the electrode. The appropriate moments of the total distribution function yield the additional equations needed. Finally, the solution of the extended system of conservation equations is obtained by asymptotic expansions in the configuration space.

BASIC EQUATIONS

The basic equations governing the sheath and plasma structure in our model are the Boltzmann and Poisson equations with microscopic boundary conditions expressing reflexion, absorption and emission processes. Substituting a B. G. K. collision operator for electron-electron collisions and nondimensionalizing by the values of the thermal speed $\bar{c}_m = \left(\frac{kT_m}{m}\right)^{1/2}$, number density n_m, potential ϕ_m at the field minimum and by the interelectrode spacing L, these equations become

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + y \frac{d\phi}{dx} \frac{\partial f}{\partial v_x} = \alpha (f^M - f) \tag{1}$$

$$\varepsilon_D^2 y \frac{d^2\phi}{dx^2} = n \tag{2}$$

where $y \equiv e\phi_m / kT_m$, $\alpha = L/\lambda_{MFP}$, and $\varepsilon_D = \lambda_D / L$.

The Debye length and the mean free path are denoted by λ_D and λ_{MFP} , respectively. In the following analysis we shall assume $1 < y \ll \alpha < \varepsilon_D^{-1}$. The velocity moments of the Boltzmann equation (1) give the nondimensional conservation equations

$$\frac{d}{dx}(nu) = 0 \tag{3}$$

$$\frac{d}{dx}(nT + nu^2) = yn\frac{d\phi}{dx} + \frac{d\tau}{dx} \tag{4}$$

$$\frac{d}{dx}\left[nu\left(\frac{5}{2}T + \frac{u^2}{2}\right)\right] = ynu\frac{d\phi}{dx} + \frac{d}{dx}(\tau u - q) \tag{5}$$

which are coupled to higher order equations through the heat flux vector q and the shear stress τ . In a collision dominated plasma, however, q and τ becomes negligibly small outside the sheath region, so that the equations (2), (3), (4) and (5) form a closed system.

Accordingly, the Boltzmann equation (1) can be solved by Chapmann-Enskog method, and q and τ are calculated as first order quantities depending on the gradients of n, u, T and ϕ . The influence of the electrodes on the plasma properties also gradually die off with distance from the electrodes. The influence of the microscopic boundary conditions is conveyed to the plasma through the "boundary layer" solution of eqs. (1) to (5). As a result of large gradients inside the sheath region, q

and τ are nonnegligible here. To close the system of equations (2) to (5) one needs additional information, which can be obtained from higher order moment equations of (1) by some additional assumptions. In such a procedure, the connection between the microscopic boundary conditions, which affect the distribution function, and the macroscopic quantities is obscured. Instead of following such a method, we shall attempt to obtain an asymptotic solution of the Boltzmann equation inside the sheath region. A similar point of view is taken by Narasimha et al in a series of papers [5] , in the study of the structure of shock waves in neutral gases. The major difference here is in the complicated boundary conditions and the existence of an electrostatic potential barrier. At a surface element dS with a normal vector $\vec{n}$ it is assumed that in a steady state

$$f(\vec{n}\cdot\vec{v}>0) = \sigma f(\vec{n}\cdot\vec{v}<0) + \frac{\delta}{2\pi}\left(\frac{m}{kT_s}\right)^2 \times \exp\left\{-\left(\frac{m}{2kT_s}\right)\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)\right\}\Psi(S) + f_{Emis.} \tag{6}$$

where σ and δ are the specular and diffuse reflexion coefficients. The temperature T_s is related to the electrode temperature T_E and the gas temperature T by the thermal accomodation coefficient γ in $T_s = \gamma T_E + (1-\gamma)T$

The surface collision density at S is given by

$$\Psi(S) = \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{\vec{n}\cdot\vec{v}\leq 0} v_x f(\vec{v})\, dv_x \tag{7}$$

Absorption by the electrode is indicated through the inequality $\sigma+\delta<1$. The distribution function of the emitted par-

ticles is denoted by $f_{\varepsilon mis}$, which may be assumed as a half-sided Maxwellian.

Equation (1) can be formally integrated using the method of characteristics. The equation of the characteristics or trajectories is $v_x^2/2 - y\phi = E$ where E is the total energy, and the solution can be written as

$$f^{\mp}(x) = f^{\mp}(r)\exp\left[-\tilde{\alpha}\int_r^x \frac{\mp d\xi}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi)}}\right] + \tilde{\alpha}\int_r^x \frac{f^M(\xi)}{\mp\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi)}}\exp\left[-\tilde{\alpha}\int_\xi^x \frac{\mp d\xi'}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi')}}\right]d\xi \qquad (8)$$

Above, $\tilde{\alpha} \equiv \alpha/\sqrt{2y}$, $\mathcal{E} \equiv E/y$ and r is the abcissa of a boundary on a trajectory where the motion in a given direction starts. The plus or minus sign indicates the direction of the motion. Figure 1 illustrates that the condition $\mathcal{E}+\phi(\xi) \geqslant 0$ leads to the trapping of low energy particles between an electrode and the potential barrier. Trapping may end by either absorption or by diffuse reflexion.

The Maxwellian distribution function $f^M(\xi)$ in (8) can be written as

$$f^M(\xi) = \text{konst}\cdot\frac{n(\xi)}{\sqrt{T(\xi)}}\exp\left\{-\frac{y}{T(\xi)}\left[\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi)} - \frac{u(\xi)}{\sqrt{2y}}\right]^2\right\} \qquad (9)$$

where the konstant is equal to $n_m/\bar{c}_m\sqrt{2\pi}$. The quantities u, n and T are in turn defined by the moments of the distri-

bution function f. Therefore, the equations (6), (8) together with the Poisson's equation form a closed system whose solution can be found by, for example, an iterative method, such as used in [6] in a study of strong shocks.

In order to obtain analytic information about the sheath-plasma structure we will use below the asymptotics wherever possible.

ANALYSIS

We attempt to find the potential $\phi(\xi)$ and the temperature $T(\xi)$ in the form of the sum of three asymptotic series:

$$\begin{aligned}\phi(\xi) \sim\ & \varphi_0(\xi) + \varepsilon\varphi_1(\xi) + \cdots \\ & + \Pi_0^1(\tau_1) + \varepsilon\Pi_1^1(\tau_1) + \cdots \\ & + \Pi_0^2(\tau_2) + \varepsilon\Pi_0^2(\tau_2) + \cdots\end{aligned} \tag{10}$$

where $\tau_1 = (1/2+\xi)/\varepsilon$ and $\tau_2 = (1/2-\xi)/\varepsilon$ are the magnified distances from the 1. electrode at x = 1/2 and 2. electrode at x = 1/2, respectively. Further, $\varepsilon = \varepsilon_D\sqrt{\gamma}$.

$$\begin{aligned}T(\xi) \sim\ & T_0(\xi) + \varepsilon T_1(\xi) + \cdots \\ & + \Theta_0^1(\tau_1) + \varepsilon\Theta_1^1(\tau_1) + \cdots \\ & + \Theta_0^2(\tau_2) + \varepsilon\Theta_1^2(\tau_2) + \cdots\end{aligned} \tag{11}$$

In the above expansions $\varphi_i(\xi)$ and $T_i(\xi)$ are slowly varying functions in $[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$, whereas $\Pi_j^i(\tau_i)$ and $\Theta_j^i(\tau_i)$ possess steep gradients in the respective sheath regions and remain constant for τ_i tending to infinity (or several Debye lengths

away from the i-th electrode). Through the Poisson`s equation (2) and the equation of mass conservation (3), similar expansions for $n(\xi)$ and $u(\xi)$ can be inferred.

Equation (8) indicate that for values of $\mathcal{E}$ smaller than $\tilde{\alpha}^2$, the exponential terms outside a small neighbourhood of x are vanishingly small. For this reason the first term in (8) representing the effect of boundaries at x is negligibly small, if x is taken in the middle region. More precisely, if $|x-r| \gg \sqrt{\mathcal{E}+\phi}/\tilde{\alpha}$.

The assumed expansions (10) and (11) also guarantee that in the middle region both $\phi(\xi)$ and f^M are slowly varying functions of position. Therefore, the second term in (8) can be evaluated by Laplace`s method [7], expanding ϕ and f^M in Taylor series around x and integrating term by term. The result is an asymptotic series with respect to large $\tilde{\alpha}$, namely

$$f^{\mp}(x,\mathcal{E}) \sim f^M(x,\mathcal{E})\left\{1 - \frac{\mp\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}{\tilde{\alpha}}\,\frac{\partial \ln f^M}{\partial x} - \frac{\mp\,\phi'(x)}{\tilde{\alpha}\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}} + \cdots\right\} \tag{12}$$

In this expansion we see that the third term can be dropped if $\mathcal{E}$ is sufficiently large. It is possible to transform the second term into a Chapman-Enskog correction term [5]. To the solution (12) there corresponds a solution of (3) - (5) neglecting τ and q [8].

As we have stated above, the validity of (12) is restricted to $\varepsilon \ll \tilde{\alpha}^2$. In other words, the Chapman-Enskog solution is not a uniformly valid solution in the velocity space even when x is far away from the electrodes. For such high energies integrals in (8) cannot be evaluated locally. For still higher energies the second integral vanishes due to the Maxwellian integrand, and we note that the tail of the distribution function of particles leaving one electrode is identical to the tail of indicent particles on the other electrode.

The analysis of (8) in sheath regions is more complicated. Depending on the value of the averaged velocity $\tilde{u} = u/\sqrt{2y}$, the distribution functions f^+ and f^- deviate strongly from Maxwellian and from each other in all ranges of the energy.

To extract analytic information about f^+ and f^- in the sheath regions, first we have to consider the incident particles. For the second electrode f^+ is the distribution of incident particles. If $\varepsilon > 1$ we note that

$$\sqrt{\varepsilon + \phi(\xi)} = \sqrt{\varepsilon + \phi(x)} \left[1 + \frac{\psi(\xi)}{\varepsilon + \phi(x)} \right]^{1/2} \qquad (13)$$

where $\psi(\xi) = \phi(\xi) - \phi(x)$, so that

$$\sqrt{\varepsilon + \phi(\xi)} \sim \sqrt{\varepsilon + \phi(x)} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\psi(\xi)}{\varepsilon + \phi(x)} + \cdots \right]$$

Therefore, for $1 \ll \mathcal{E} \ll \tilde{\alpha}^2$ we can write

$$\exp -\tilde{\alpha}\int_{\xi}^{x}\frac{d\xi'}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi')}} \sim e^{-\frac{\tilde{\alpha}(x-\xi)}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{\tilde{\alpha}}{(\mathcal{E}+\phi(x))^{3/2}}\int_{\xi}^{x}\psi(\xi')\,d\xi' + \cdots\right] \tag{14}$$

Accordingly, we transform $f^M(\xi)$ in (9) as

$$f^M(\xi) \sim \text{konst.}\,\frac{n(\xi)}{\sqrt{T(\xi)}}\exp -\frac{y}{T(\xi)}\left\{\left[\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}-\tilde{u}(\xi)\right]^2+\left[\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}-\tilde{u}(\xi)\right]\frac{\psi(\xi)}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}\right\} \tag{15}$$

$$\sim \hat{f}^M(\xi)\left\{1-\frac{2y}{T(\xi)}\left[\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}-\tilde{u}(\xi)\right]\frac{\psi(\xi)}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}+\cdots\right\}$$

where

$$\hat{f}^M(\xi) = \text{konst}\,\frac{n(\xi)}{\sqrt{T(\xi)}}\exp -\frac{y}{T(\xi)}\left[\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}-\tilde{u}(\xi)\right]^2$$

Hence,

$$f^+(x) = \tilde{\alpha}\int_{r}^{x}\frac{f^M(\xi)\exp\left[-\tilde{\alpha}\int_{\xi}^{x}d\xi'/\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi')}\right]}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(\xi)}}$$

$$\sim \frac{\tilde{\alpha}}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}\int_{r}^{x}\exp\frac{-\tilde{\alpha}(x-\xi)}{\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}}\,\hat{f}^M(\xi) \tag{16}$$

$$\times\left\{1-\frac{\psi(\xi)}{\mathcal{E}+\phi(x)}\left[\frac{1}{2}+2\frac{y}{T(\xi)}\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}\left(\sqrt{\mathcal{E}+\phi(x)}-\tilde{u}(\xi)\right)\right]\right.$$

$$\left.-\frac{\tilde{\alpha}}{2(\mathcal{E}+\phi(x))^{3/2}}\int_{\xi}^{x}\psi(\xi')\,d\xi'\right\}d\xi + O(\mathcal{E}^{-2})$$

In order to evaluate $\hat{f}^M(\xi)$ inside the sheath of the 2. electrode we substitute (10) into the Poisson's equation:

$$n(\xi) = \varepsilon^2 \phi''(\xi) \sim \varepsilon^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi^2} \left[\varphi_0(\xi) + \varepsilon \varphi_1(\xi) + \cdots \right] + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial \tau_2^2} \left[\overline{\Pi}_c^2(\tau_2) + \varepsilon \overline{\Pi}_1^2(\tau_2) + \cdots \right] \right\}$$

where the derivatives of $\overline{\Pi}_j^1$ in 2. sheath region are, by definition, zero.

$$n(\xi) = \ddot{\overline{\Pi}}_c^2(\tau_2) + \varepsilon \ddot{\overline{\Pi}}_1^2(\tau_2) + O(\varepsilon^2) \tag{17}$$

From the equation of mass conservation we can also find $\tilde{u}(\xi) = \text{konst}/n(\xi)$. Since $\ddot{\overline{\Pi}}_j^2(\tau_2)$ do vanish outside the sheath, which is by assumption much shorter than $\sqrt{\varepsilon + \Phi(x)}/\tilde{\alpha}$, we can set the exponential term in (16) equal to unity. The first term in (16) becomes

$$f^+(x) \sim \frac{\varepsilon \tilde{\alpha}}{\sqrt{\varepsilon + \Phi(x)}} \int_0^\infty \ddot{\overline{\Pi}}_0^2(\tau_2)\, G(\tau_2)\, d\tau_2$$

Integration by parts gives

$$f^+(\varepsilon, x) \sim \frac{\varepsilon \tilde{\alpha}}{\sqrt{\varepsilon + \phi(x)}} \left\{ -\dot{\overline{\Pi}}_0^2(0) \frac{\hat{f}^M(0)}{n(0)} + \overline{\Pi}_c^2(0) \times \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\hat{f}^M}{n} \right)_{\tau_2 = 0} + O(\varepsilon) \right\} \tag{18}$$

In order to calculate the lower energy range of $f^+(\varepsilon, x)$ for the "bounced particles" from the potential barrier, we can take $f^+(\varepsilon, r) = f^{M+}(\varepsilon, r)$ where r is the abscissa ofthe potential barrier. These results will not be given here. It is expected that the macroscopic quantities are not much affected by the values of $\sqrt{\varepsilon}$ not close to $\tilde{u}$ since their difference occures in exponential factors.

Substitution of $f^+(\varepsilon,\frac{1}{2})$ in (6) yields $f^-(\varepsilon,\frac{1}{2})$. Applying equation (8), one also finds at any point x half distribution function $f^-(\varepsilon,x)$

The energy moments of $f(\varepsilon,x)=f^+ + f^-$, in turn, yield τ and q in dependence on lower order moments and the boundary conditions. As $\varphi_0(\xi)$ are already known from the "outer" solutions of (2) - (5), for which τ and q were neglected, the substitution of τ and q in terms of Π_0^i and Θ_0^i yields a closed system of equations for the latter unknowns. The solution of this system can be achieved by numerical methods.

CONCLUSIONS

The preceding investigation has developed the necessary insight into the mathematical procedure for a general unified description of the thermionic diode. Numerical studies are in progress.

As far as the preliminary results go our study indicates that within the sheath of a thermionic diode the distribution function strongly deviates from Maxwellian and isotropy. The interplay between the microscopic boundary conditions and the averaged quantities seems to be much more complicated than generally assumed.

REFERENCES

[1] BLUE, E., INGOLD, J. H., Rept. on Thermionic Conversion Specialist Conf., Cleveland, Ohio, October, 1964

[2] INGOLD, J. H., Rept. on Thermionic Conversion Specialist Conf., Houston, Texas, Nov. 1966

[3] SELF, S. A., SHIH, C. A., Phys. Fluids 11 (1968) 1532

[4] CLARC, M., LIEB, D., Rept. on Thermionic Conversion Specialist Conf., Miami, Florida (1970)

[5] NARASIMHA, R., J. Fluid Mechanics 34 (1968) 1.

[6] LIEPMANN, H. W., NARASIMHA, R., CHAHINE, M. T., Phys. Fluids 5 (1962) 1313

[7] ERDÉLYI, A., "Asymptotic Expansions", Dover, New York (1956).

[8] BLUE, E., INGOLD, J. H., "Direct Energy Conversion", Ch. 5, Thermionics (SUTTON, G. W. Ed.), MacGraw-Hill (1966)

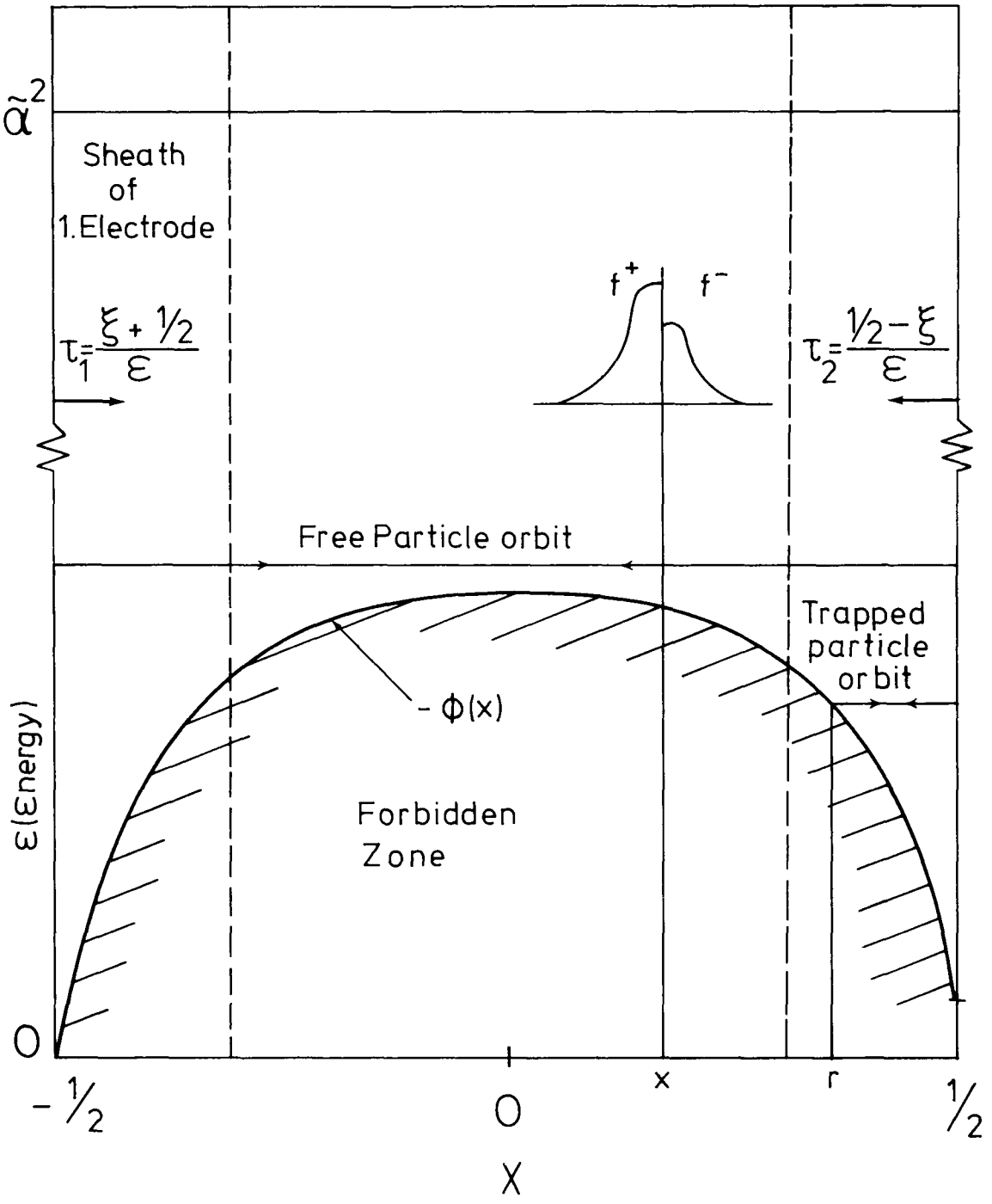


Fig.1

The Phase Space Diagram for a Thermionic Diode

24.610

E IGNITED MODE OF CESIUM THERMIONIC DIODE.
. THE CHARGE INFLUENCE ON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS.

by G.Musa, A.Popescu, N.Niculescu, A.Baltog, I.Mustaţă

Institute of Physics, Bucharest, Romania

Introduction.

e ignited mode of operation of the cesium thermionic diode can considered as one of the most convenient working conditions of ch devices. The published papers concerning this subject are voted especially to the study of the low voltage arc, which rresponds to the optimum output performances of the cesium con- rters. However,the other type of hot cathode discharges as anode ow or ball-of-fire, are important too, in order to understand he arc ignition and related physical processes. The aim of the resent paper is to investigate the relation between electrical harges and the volt-ampere characteristics of the ignited cesium iode.

.Experimental.

he experimental device and circuitry are shown schematically in ig.1. The discharge occurs between a 7 mm diameter molybdenum nitter (E), and a stainless-steel collector (C) of 50 mm diame- er, which is provided in center with a thin 7 mm diameter nikel rid. The emitter (E) is heated by electron bombardment and the btained temperature controlled by a tantal-tungsten thermocouple. n order to realize a planar geometry of the 5 mm interelectrodic ap, the emitter (E) has a 30 mm diameter stainless-steel guard ing. The discharge between emitter and collector is obtained using

a variable d.c. tranzistorised power supply and the corresponding volt-ampere characteristic are recorded with an X-Y recorder.At a distance of 5mm from the collector (C),is mounted the detector grid (G),a planar metallic surface of 50mm diameter which is provided in center with a grid of 3mm x 4mm surface,in front of which is mounted the detector ensemble (D),described in detail in [1]. The detector ensemble (D) is composed from a 0,2mm diameter tungsten wire as thermionic cathode (K) and a silver plate (A) of 3mm x 5mm size as anode. In order to eliminate the ion influence detrmined by the ions comming from the other directions than the grid type holes, the detector ensemble (D) is mounted in a cage which is connected to the detector grid (G). Two variable tranzistorised supplies are provided in order to insure accelerating or retarding electric field between the electrodes (C) and (G),respectively (G) and detector ensemble (D).
A pulse generator is included in the circuitry too,with the view of application of short high current pulses between the emitter (E) and the collector (C). An oscilloscope is used alternatively to follow the shape of applied pulse,the decay time of the plasma,as well as the various transient signals at the detector ensemble (D).
The steady-state signal at the detector (D) is taken using a recordin galvanometer connected with the helycoidal potentiometer.
Various experimental measurements can be realised using a number of switches of which only one (S) is given in fig.1.
The experimental device is placed in an electrically heated furnace,the cesium reservoir tube being heated with a separate oven,kept at a temperature always 20-30 degrees lower than principal oven temperature.
The experimental device is provided with facilities to add noble gases at convenient pressure.

3.Results.

All the experimental results are related with the volt-ampere characteristics of the cesium diode for various emitter temperature and cesium pressures.
A typical volt-ampere characteristics is given in fig. 2.

point (a) corresponds (using Rasor's phenomenological des-
ption [2]) to anode glow,the points (b),(b') and (c) to the
ached anode glow,the point (d) to ball of fire ande the
nt (e) to the low voltage arc.The potential jump near point
) is due to spurious small detached anode glows which appear
n interelectrodic space is large.

.The influence of positive charges and added noble gases on the volt ampere characteristics.

influence of positive and negative charges on volt-ampere
racteristics was studied using the detector emsemble (D) as
harge source and the applied voltages $U_{(D)-(G)}$ and $U_{(G)-(C)}$
select the positive or negative charges directed through the
d type collector into the emitter-collector gap.The charges
the detector were produced by an electrical discharge between
ted cathode (K) and the anode (A).
fig.3 are given a typical set of volt-ampere characteristics
the following conditions:

ve ber	Discharge current	Potential at (G)-(C) gap	Potential at (D)-(G) gap	$T_{emitter}$	T_{Cs}
	o	o	o	1250°K	493°K
	o	ion accelerating to emitter-collector	o	1250°K	493°K
	100 mA	"	ion accelerating to emitter-coll.	1250°K	493°K
	o	electron accelerating to emitter-collector	o	1250°K	493°K
	100 mA	"	o	1250°K	493°K

improving influence of the positive charges on volt ampere
racteristic is observed especially for detached anode glow
ball of fire region of the discharge(see curve (3) in compa-
on with (1) and (2)). The ions supply decreases the potential
p accross the electrodes. For low voltage arc mode of operati-
due to high charge density in this case,the influence of ex-
nal positive charges is unsignificant. Due to lack of diffe-
ces between curves (1) and (2) we may conclude that an extrac-
n of electrons from the emitter collector plasma has no influ-
e on the V-I characteristics. On the contrary,an extraction
positive charges from the emitter collector space (compare

curve (4) and (1) increases the potential drop across the elec trodes.

It is interesting to compare the above mentioned results with the influence of noble gas addition at the same conditions of emitter temperature and cesium pressure.

As may be seen from fig. 4 , the noble gas addition (in our case 1 torr xenon) does not change significantly the region of detached anode glow and the ball of fire one. The important improvement appears in the region of low voltage arc due to the reduction of ion loss by lowering the mobility of cesium ions [3] . From comparison of figures (3) and (4) we may conclude that in the detached anode glow and ball of fire regions the potential drop accross the electrodes is not controlled by diffusion ion loss but by the rate of ion production.In some cases an increased voltage drop accross the electrodes was observed when xenon is added to cesium vapours,for the negative resistance range of the VI characteristics,probably due to the decrease of ionization rate in the presence of xenon

3.2.Relaxation time of perturbed volt ampere characteristics

The pulse generator (see fig.1) has been used for the perturbation of volt ampere characteristics of the thermionic diode,by the application of high current (approximately 10 A) and short duration pulses (approximately 10^{-6} sec) with the diode operating at various points on the characteristic and following the relaxation time of the output characteristics of the diode with an oscilloscope.

The experimental arrangements permits continuous application of the pulses with a period of repetition of 80 msec,or application of only one pulse,the decay time being followed on the remanent screen of oscilloscope. No significant differences were observed between the two cases.

The observed relaxation times are controlled by the diffusion time of the ions and depends on the cesium pressure and potential distribution in the interelectrode gap.

The values of decay times are important in the range of the volt ampere characteristic corresponding to anode glow,detached anode glow and ball of fire mode of discharge.In the range of

w voltage arc mode,the decay times are very short due to ion celerating fields towards the electrodes and rapid ion col- ctions.

logarithmic shape decay curves has been observed only in the nge of volt ampere characteristic,corresponding to anode glow the other regions of the characteristics,due to the negative esistance,appears deformation of the relaxation time curves, termined by the plasma oscillations.

e to the strong dependence of the relaxation time on the po- ntial distribution in the interelectrodic gap,it was not pos- ble to obtain a real dependence on the cesium pressure.

fig. 5 are given some typical observed relaxation curves cor- esponding approximately to the points a,b, and c indicated in g. 2.

om the relaxation curves corresponding to the anode glow mode operation,using the relation $I=I_o \exp(-t/\tau)$ the values of τ have en deduced for cesium ions in cesium vapours $\tau_{Cs} = 90\mu sec$, r $T_{Cs}=473^oK$ and $T_{emitter}= 1225^oK$ and 1325^oK , as well as at e same conditions but with 1 torr added xenon in the device e decay time $\tau_{Cs+Xe}= 270\,\mu sec$ of cesium ions in cesium- non mixture.

ing the relation [4] ,

$$\frac{\tau_{Cs\,r\,Xe}}{\tau_{Cs}} = 1 + \frac{\mu_o(Cs^+ in\ Cs)}{\mu_o(Cs^+ in\ Xe)} \cdot \frac{P_{Xe}}{P_{Cs}} \qquad (1)$$

ere $\mu_o(Cs^+ in\ Cs)$ and $\mu_o(Cs^+ in\ Xe)$ are the reduced mobili- es of cesium ions in cesium vapours and respectively of the me ions in xenon.The p_{Cs} and p_{Xe} are the pressures of cesium pours and of the added noble gas. Using the value $\mu_o(Cs^+ in\ Xe)$ 0,98 $cm^2/V.sec$ given in [5] the obtained value of mobility Cs^+in Cs) was 0,15 $cm^2/V.sec$ which corresponds to the atomic sium mobility. That means that in anode glow the predominant ns are the atomic ones for $T_{Cs}=473^oK$.

3.Diffused electronic and ionic current through the grid type anode .

ing the electrical circuitry given in fig.1,the diffused elec- onic and ionic currents through the grid type anode have been

measured. The detector ensemble (D)can be used alternatively as selective ions detector when the cathode (K) is heated and the switch S in position 1,or as electrons detector when the cathode (K) is not heated and the switch S is in the position 2. The principle of ion detection is based on the increase of the space charge limited electronic current of a thermionic diode at the arrival of positive ions which compensate the electronic space charge.

The diode current is recorded with a galvanometric recorder versus accelerating or retarding electric field in the drift space,between electrodes (G) and (C).

In order to record the electronic current at the detector, the cathode (K) and anode (A) are connected and used as simple positive electrode which collects the electrons.

In fig. 6 are given the measured electronic and ionic currents at the detector for zero potential difference between the electrodes (G) and(C), for various points on the volt ampere characteristics given in fig.3. These currents are represented versus emitter-collector current,corresponding to the points taken on the volt-ampere characteristics in fig.3.

The electronic current at the detector is as expected directly proportional to the thermionic diode current which reaches the collector. Consequently the experimental points for electronic current at the detector must be on a straight line,crossing the origin of the axis as dashed line in fig.6.

As may be seen, the experimental points are near this line, except the point corresponding to anode glow,because at this point a thin glow discharge sheath appears in the outside part of the collector (C) (towards the grid (G)). Also with the increase of diode current in low voltage arc mode,the cross sectio of discharge increases,the experimental points for diffused electronic currents, moving under the straight dashed line in fig. 6. The ionic current at the detector,which give information on the ionic current from plasma to the collector,is given in arbitrary units in figure 6. The value of diffusing ionic current decreases with the increase of thermionic diode current and beca practically zero for point (C) on the volt-ampere characteristc (fig.3). This can be explained by the appearance of a strong io

tarding voltage drop at the anode. The obtained results gest a motive diagrame as given in fig.7,for anode glow and ll of fire mode.

om the retarding characteristics of the diffusing electronic d ionic current a tentative measurement of electron and ion mperature has been performed using the relations

$$i_+ = i_{o+} e^{-\frac{eV}{kT_i}} \qquad i_- = i_{o-} e^{-\frac{eV}{kT_e}}$$

fig. 8 is given a volt ampere characteristics and the corsponding values of the temperature of electrons for various ints on this characteristics.It must remark that this method ves information on the electron temperature corresponding to ll of fire and detached anode glow region,where the probe thod is not convenient [6].

e value of temperature of ions obtained from retarding characristics was practically the same for various experimental contions. This value is higher than the temperature of the expemental tube. For example at a value of 520°K of the oven in ich was placed the experimental device,the temperature obtaid for ions from retarding characteristics was about 1000–00°K.

4. The measurement of short pulse discharge produced cesium ions mobility.

section 3.2 the nature of ions produced in anode glow dischar was revealed from the cesium ions mobility measurements. was pointed out in some previous papers [7 – 8],the species f ions in cesium vapours,depends on the path of ions as well on the type of discharge,the dominant ionic species being omic or molecular cesium ions.

ing the experimental arrangement given in fig.1,the values of e mobility of pulse discharge produced ions was measured. ross the emitter collector was applied directly high current ort duration time pulses from the pulse generator. In order to sure a low break-down voltage,the emitter was heated at 1200°K. he ions are detected at the detector D. The delay times between he application of the pulse and the appearance of the signal ion detector was observed on an ascilloscope,for different

values of the electric field in the drift space (G)-(C) and fo different cesium pressures.

The observed delay time t is related to the mobility of cesium ions μ_{Cs^+} by the relation

$$\mu_{Cs^+} \cdot x = \frac{d}{t} \qquad (2)$$

where d is the distance and x the electric field in the drift space. If μ_{Cs^+} is the reduced mobility of cesium ions, the equation (2) can be written as

$$\mu_{oCs^+} = \frac{P_{Cs}}{760} \cdot \frac{273}{T_D} \cdot \frac{d}{t} \cdot \frac{1}{x} \qquad (3)$$

Where p_{Cs} is the cesium pressure, T_D is the temperature in th ions drift space, and $\mu_{o\ Cs^+}$ is the reduced mobility of cesi ions.

The experiment was performed with added noble gas to cesium va pours too.

Taking into account the obtained values of t as well as the experimental conditions it is possible to compute using the relation (3) the value of reduced mobility of cesium ions $_{Cs}$ For the values of t obtained when xenon was present in the de ce in the computation of $_{Cs^+}$ the Blanc's equation for the mobility in the mixture must be used.

The obtained values of reduced mobility from different experi- mental conditions was of 0,2 - 0.24 cm^2/ Vsec, corresponding to molecular cesium ions. We may conclude that in pulsed dis- charge the dominant species of ions are the molecular ones.

Conclusions

The experimental results obtained from the measurements using a grid type anode and an electron and ion detection system, can be useful for the study of the ignited mode of operation of the cesium plasma diode.

The results are important especially for the knowledge of physical processes in the anode glow, detached anode glow and ball of fire mode of ignited cesium diode.

ption of figures

g.1. Experimental arrangement.
g.2. Typical V-I characteristics.
g.3. Influence of positive and negative charges on the V-I characteristics.
g.4. Added noble gas influence on V-I characteristics.
g.5. Typical relaxation times.
g.6. Diffusion electronic and ionic currents versus emitter-collector current.
g.7. Emitter-collector gap potential distribution for anode glow (a) and ball of fire (b) mode.
g.8. The V-I characteristics and the corresponding electron temperature.

ferences

E.Badareu,I.Popescu,C.Ghiţă,G.Musa; Rev.Roum.Phys.10,426,(1970)
N.S.Rasor; Proc.1-st Thermionic Electrical Power Generation, London,1965.
E.Badareu,G.Musa,D.Popescu,A.Baltog;Proc.VII-th Int.Conf.Ioniz. Gases,Belgrade,384,(1965)
G.Musa,A.Baltog,L.Năstase,I.Mustaţă;Proc.IX-th Int.Conf.Ioniz. Gases,Bucharest, p.10,(1969).
H.S.W.Massey,E.H.S.Burhop;Electronic and Ionic Impact Phenomena,Oxford,1952.
A.Popescu,N.D.Niculescu,E.Gallin,G.Musa;Rev.Roum.Phys. 17, 47,(1972).
A.Popescu,N.D.Niculescu;Proc.IX-th Int.Conf.Ioniz.Gases, Bucharest,p.8 (1969).
R.S.Bergman,L.M.Chanin;J.Appl.Phys. 42, p.4208,1971.

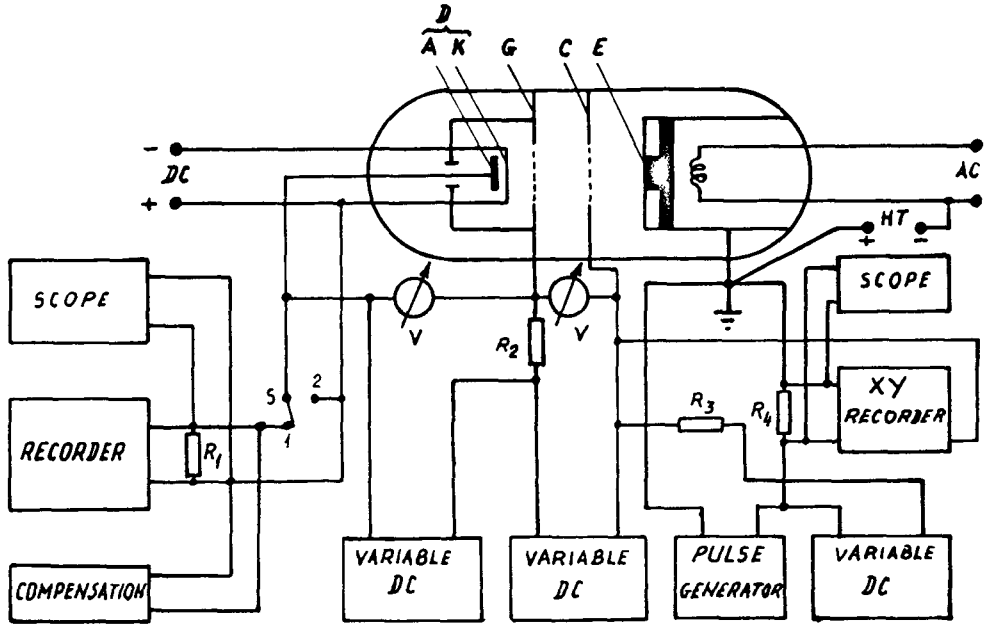


Fig. 1

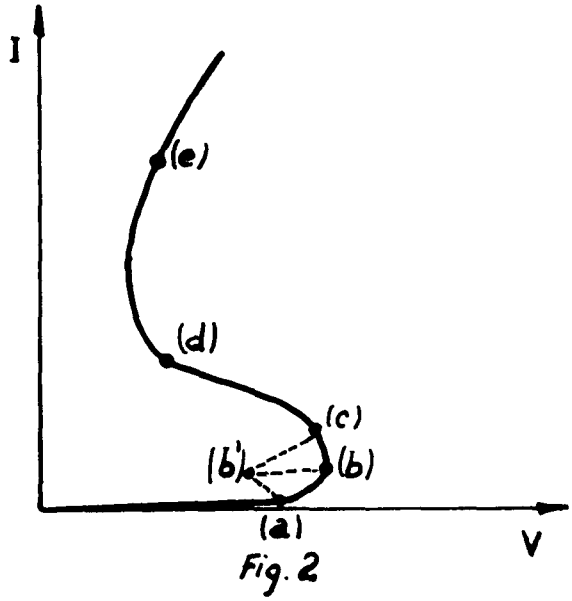


Fig. 2

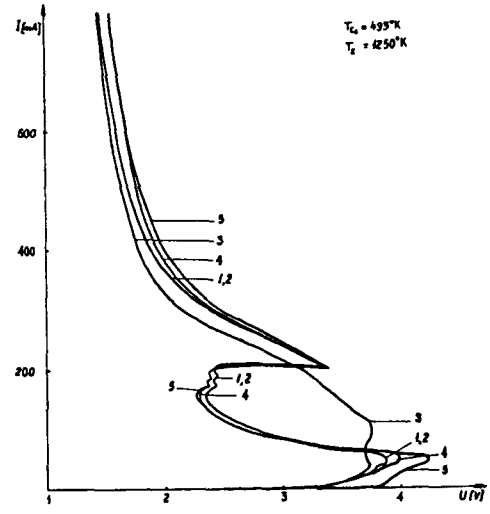


Fig. 3

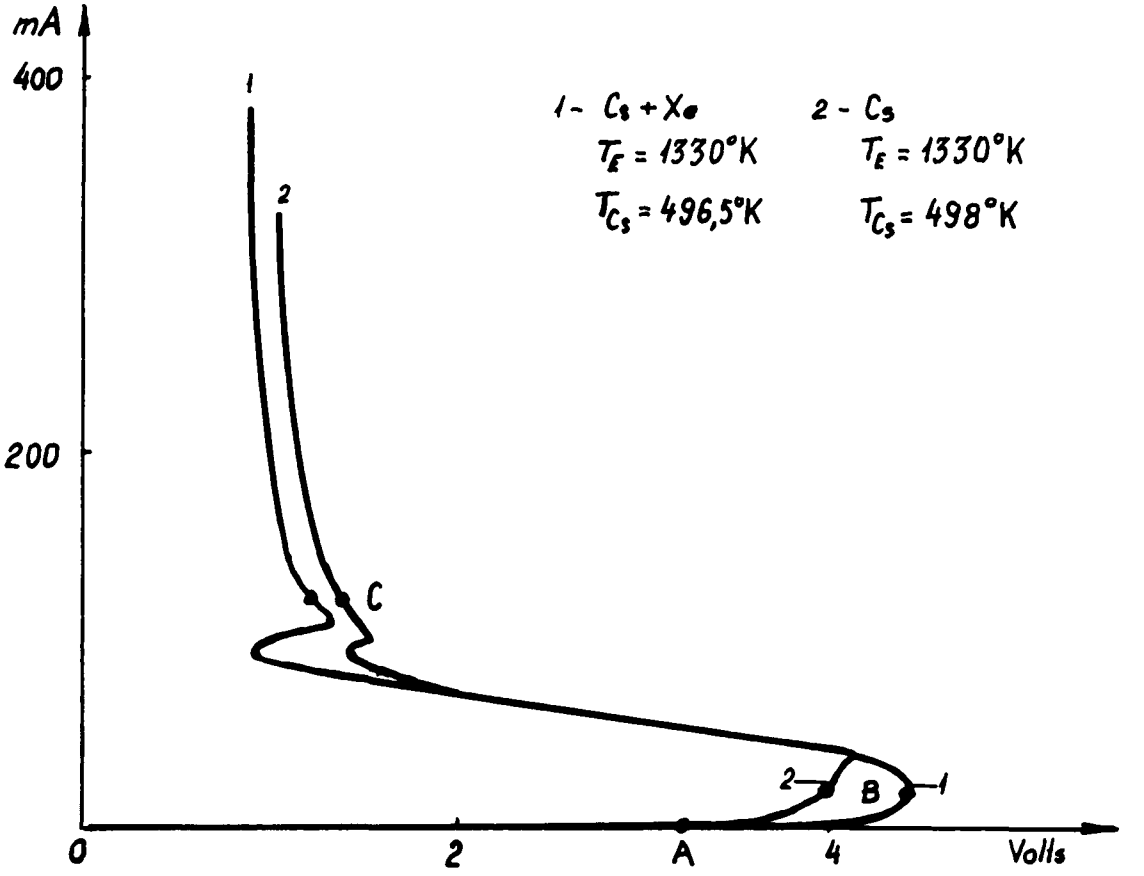

mA
400
200
1
2
1- $C_s + X_e$
$T_E = 1330°K$
$T_{C_s} = 496,5°K$
2 - C_s
$T_E = 1330°K$
$T_{C_s} = 498°K$
C
2
B
1
0
2
A
4
Volts

Fig. 4

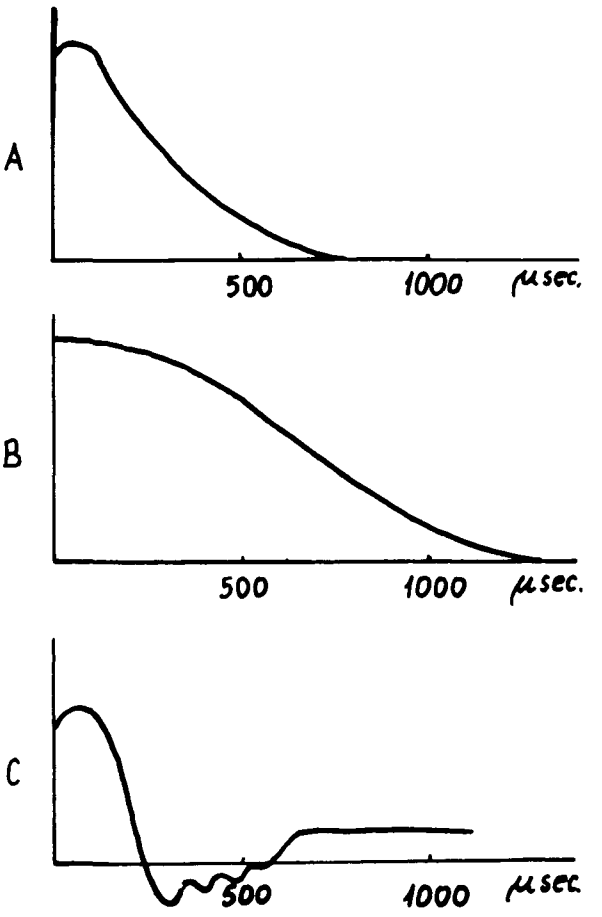

A
500
1000
μsec.
B
500
1000
μsec.
C
500
1000
μsec.

Fig. 5

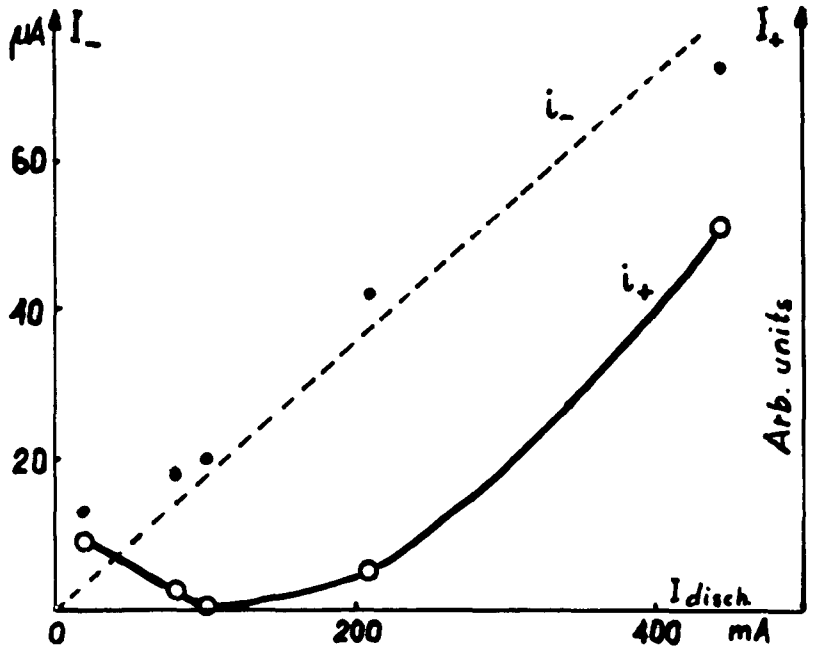


Fig. 6

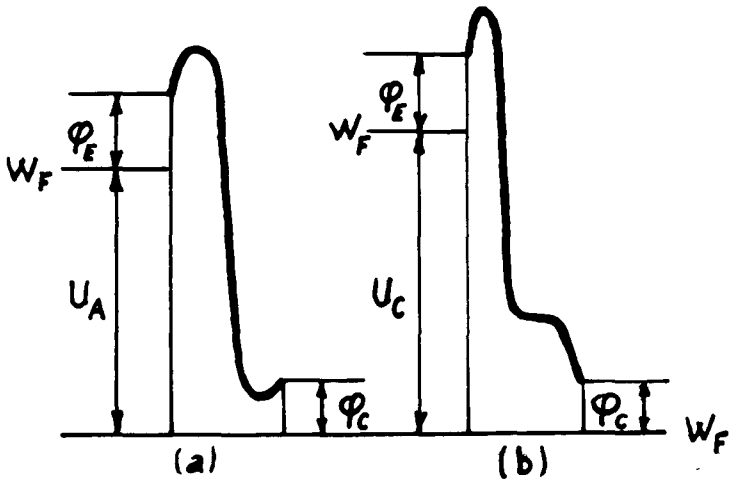


Fig. 7

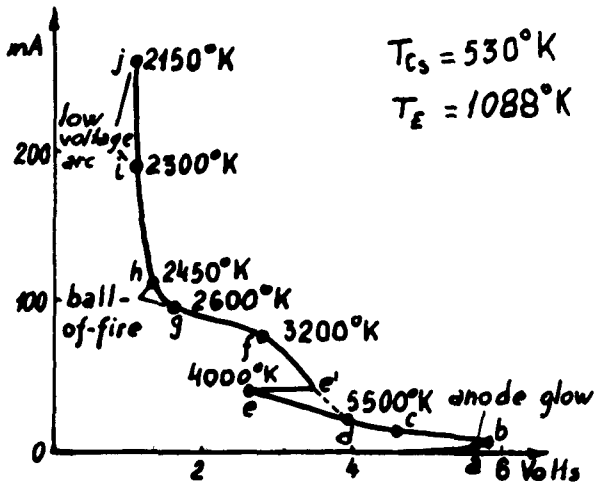


Fig. 8

DIE IONISIERUNG DES QUECKSILBERDAMPFES UND DES CÄSIUMDAMPFES IM KERNREAKTOR

J. Kramář, Forsch. Inst. f. Starkstromelektrotechnik,
Běchovice bei Prag, ČSSR.

Zusammenfassung

Experimentelle wird der Einfluss der Strahlung im Kernreaktor auf den Strom einer Quecksilberdampfentladungsröhre mit kalter Molybdänkathode und einer Cäsiumentladungsröhre mit heisser Wolframkathode verfolgt. Im ersten Falle /Hg/ betrug die Spannung an der Entladungsröhre bis 200 V und es war die Wirkung der Ionisation sichtbar, was, laut durchgeführter Analyse, der Volumenionisation des Quecksilberdampfes zugeschrieben wird. Im zweiten Falle /Cs/ wurde mit der Spannung 5 V an der Röhre gearbeitet und es konnte kein Einfluss der Strahlung auf den Röhrenstrom festgestellt werden; der Erwägung nach sollte sich dieser Einfluss im thermionischen Energiewandler unter dessen Betriebsbedingungen nicht äusseren.

Summary

The radiation effect in nuclear reactor on electrical current of mercury discharge tube with cold molybdenum cathode as well as in cesium discharge tube with hot tungsten cathode are investigated experimentally. In the former case /mercury tube/ the voltage on discharge tube reached 200 V and radiation effect have been observed. After performed analysis assumed it due to volume ionisation of mercury vapor. In the second case /cesium tube/, the voltage on discharge tube reached 5 V only and no radiation effect on tube current have been observed. Taking into account the information obtained from experiments, this effect should not be also observed in thermionic energy converter on its normal operation conditions.

Ionization of Mercury Vapor and Cesium Vapor in a Nuclear Reactor

J. Kramář, Research Institute of Electrical Engineering
Běchovice near Prag, Czechoslovakia

Introduction

The submitted report results from the paper [1] on the ionization of mercury vapor in nuclear reactor, which consisted of an experimental part and of a theoretical evaluation of attained results. The mentioned paper is completed by the presented report dealing with the influence of nuclear reactor environment on the ionization of cesium vapor from the aspect of cesium diode operating as a thermionic energy converter.

Ionization of Mercury Vapor

In the course of the experimental work the current - voltage characteristics of mercury discharge tubes were measured; these tubes provided with an aluminium case were inserted into the horizontal channel of a nuclear reactor. The tube contained two molybdenum electrodes of roughly plane surface, one operating as an anode, the other as a cold cathode. On the electrodes a d.c. voltage of 0 up to 200 V was applied.

Theoretical expressions for the electrical current were derived first of all it was assumed that the cathode current I_k is caused by the flow of photons and neutrons to the cathode; for this case we have obtained the following expression

$$(1)\quad \ln I_k = \ln (K_1 . N_r) + 40 . p . \exp (-740 . p / U)$$

in which N_r is the power of a nuclear reactor, K_1 is a factor of proportionality, P /torr/ the pressure of saturated mercury vapor and U /V/ the voltage between anode and cathode.

In the second case we assumed that the discharge tube current is transported through the products of the volume ionization and thus we have obtained the expression

$$(2)\quad I_V = \frac{K_2 . N_r . P}{\alpha} . \exp (\alpha . d - 1)$$

in which K_2 is a proportionality factor, $\alpha = 20 . p . \exp (-740 . p / U)$ is the ionization coefficient for mercury vapor and $d = 2$ cm is the anode - cathode distance.

The results of measurements and calculation according to equations /1/ and /2/ are represented in Fig. 1. Because of the lines course of the measured characteristics we consider the discharge current to be caused by the volume ionization of mercury vapor. In the next experimental work we have investigated whether some perceptible volume ionization occure also in cesium vapor.

ization of Cesium Vapor; Experiment Arrangement.

Owing to the difficulties with the lead currents, which in case of cesium vapor are much greater than in case of mercury or, we had to employ only low anode voltage and therefore we e used the warm cathode, to reach sufficient emission current. diagram of the cesium discharge tube in Fig. 2 illustrates the indrical arrangement of the electrodes. The cathode is made of gsten wire of 0,15 mm diameter, the nickel anode has an internal face of approximately 1,8 sq.cm. Two discharge tubes of such an angement together with an vacuum diode of an identical electrode tem /without cesium filling/ were provided with an aluminium case the whole assembly was inserted into a horizontal channel of erimental nuclear reactor of Czechoslovak Academy of Sciences Řež near Prag. Current - voltage characteristics were taken by

help of C.R.O. with the a.c. anode voltage of 5 V_{max}. The measurent was performed when the described sound was a/ outside the ctor, b/ inside the reactor in the reactor channel provided with raphite stopper /Position I/ and c/ inserted on the bottom of channel /Position II/ without a graphite stopper. The conditions both the positions for the reactor power of 2 MW were approximay following:

	Position I	Position II
ow of thermal neutrons	2.10^{11}	2.10^{12} n/cm^2.s
ow of fast neutrons	2.10^{10}	10^{12} n/cm^2.s
- Radiation	$2,5.10^{7}$	5.10^{7} rad/h

asurement Results and Conclusions

To enable the evaluation of measurement results from the point view of the volume ionization caused by the radiation in a nuclear actor, it would be necessary to exclude the effect of cesium coring of the cathode on its work function. Therefore we have chosen low cesium temperature /temperature of the discharge tube bulbes/ the range of 20 to 85 °C, i.e. the cesium vapor pressure of the der up to 10^{-4} torr. In the range of the mentioned cesium temperare and corresponding with the requirement of the stability of thode work funstion, we have employed the lowest possible cathode mperature to obtain the thermionic current of the discharge tube all as well.

Under mentioned conditions the cesium vapor pressure is roughly orders below the value when in usual service of a thermionic ergy converter /1 torr/. Simultaneously undes the same conditions s current density at the collector was about 0,6 mA/sq.cm, what lower roughly by 4 orders than in the service of a thermionic nverter. Therefore we supposed if the effect of the volume ionizaon of cesium vapor occurred during our experiments, it ought to cur as well under the operation conditions of a thermionic converr inserted in the reactor core.

The measurement of discharge tubes was performed at the cathod heating by the filament current I_h = 2 Aef. To this current corresponds the cathode temperature of about 2260 °K, as calculated from the saturation current of the tubes or from its filament current. Under these conditions the cathode is not covered with cesium and its work function has the constant value of 4,5 eV for the polycristalinic tungsten. An exemple of the current - voltage characteristic is shown in the Fig. 3. From the characteristic of the discharge tube the quick transition from the exponential current region into the region of saturated current is quite evident. The temperature of tube bulb increased up to 75 °C /tubes with additional heating/ when measured outside a reactor, in nuclear reactor position I till 60 °C, in the position II till 85 °C. The measureme of discharge tube characteristics was carried out at 5 different values of reactor performance, beginning from 5 kW up to 4 MW. Unde all these service conditions of discharge tubes the value of satura ted current remained constant in the range of ± 13 %, what can be attributed to the effect of slight fluctuations of the filament current. Also the exponential regions of the characteristics do not show any visible differences.

From the measurements results that under the examined conditions in cesium vapor no important volume ionization occured, which would be induced by the effect of a nuclear reactor. This final result should be also applied under normal operation conditions of thermionic energy converter; this agree well with the measuremen /3/. The effect of ionization observed in mercury vapor could be explained by the multiplication effect of the relatively high appli voltage; these conditions are not fulfilled in the thermionic energy converter.

-.-.-

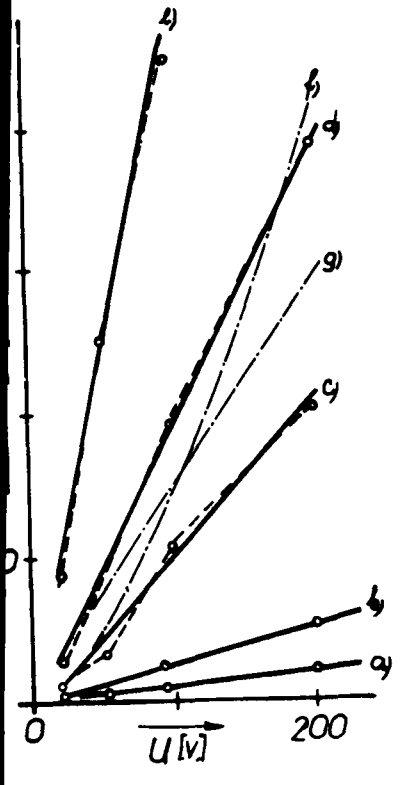


Fig. 1 : I-U-Characteristics of the Hg-arc-discharge tube

a-e: measured

f-g: calculated (current in arbitrary wints)

a:	N_r = 2o kW,	T = 23°C	
b:	2oo kW	25	
c:	1 MW	35	
d:	2 MW	5o	
e:	2 MW	85	
f:	2 MW	85°C,	Eq. (1)
g:	2 MW	85	(2)

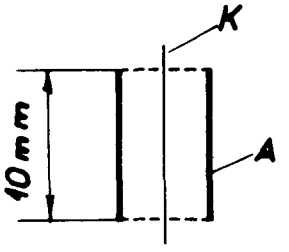


Fig. 2: Arrangements of electrodes

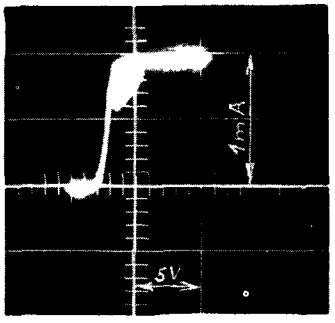
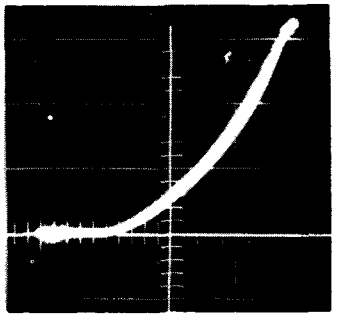


Fig. 3: I-U-characteristics

a) Cs-vapor-discharge tube



b) Vacuum diode

A

Abramov, Yu. 1503
Alleau, T. 1245

B

Babanin, V.I. 1151
Baksht, F.G. 1529
Baltog, A. 1761
Besocke, K.H. 1385
Bohdansky, J. 1455
Bradke, M. von 1435, 1445
Busygin, E.P. 1675

C

Cherkovetz, V.E. 1661
Claassen, H.A. 1563

D

Daybelge, U. 1747
Derbilov, V.I. 1517
Desplat, J.L. 1397
Dunaev, Yu.A. 1151, 1675
Dunlay, J. 1081
Dyuzhev, G.A. 1587, 1699

E

Ender, A.Ya. 1151, 1177

F

Fedorus, A.G. 1351
Fröhlich, G. 1279, 1289

G

Gladysh, G. 1503
Goretzki, H. 1423
Grigor'yants, V.G. 1675
Gunther, B. 1103
Gus'kow, Yu.K. 1661
Gverdtsiteli, I.G. 1117, 1139
Gyftopoulos, E.P. 1323

H

Hansen, L.K. 1223
Hatsopoulos, G.N. 1323
Haufler, G. 1423
Helrich, C.S. 1563
Henne, R. 1207
Herion, J. 1361

J

Jucker, J. 1423

K

Kalandarishvili, A.G. 1139
Kaplan, V.B. 1721
Karetnikov, D.V. 1517
Kiryushchenko, A.I. 1661
Knauß, G. 1189
Konoplev, Yu.M. 1351
Korobova, I.L. 1529
Krahl-Urban, B. 1375
Kramář, J. 1773
Kucherov, R.Ya. 1117, 1699
Kudziev, A.G. 1117
Kuznetsov, V.I. 1177

L

Lebedev, M.A. 1643, 1661
Levitsky, S.M. 1623
Lieb, D. 1091

M

Mahr, D. 1445
Maier, E. 1289
Martsinovskii, A.M. 1721
Matsuda, S. 1081
Mayer, R. 1279, 1289
Mayev, S.A. 1643
Medvedev, V.K. 1351
Miyake, M. 1409
Moizhes, B.Ya. 1529, 1699
Morgulis, N.D. 1623
Morozova, G.G. 1643
Musa, G. 1761
Mustafaev, A.S. 1151
Mustaţă, I. 1761

N

Naumovetc, A.G. 1351
Nevolin, V.K. 1127
Niculescu, N. 1761

O

Ondracek, G. 1255

P

Pfeiffer, R. 1445
Pigford, T.H. 1103
Poirier, V. 1081
Popescu, A. 1761
Privalov, I.N. 1643

R

Rasor, N.S. 1027
Reiter, F.W. 1575
Rufeh, F. 1061, 1091, 1103

S

Sano, T. 1409
Serov, Yu.L. 1675
Shaw, D.T. 1547
Shcherbinin, P.P. 1471
Shimada, K. 1269, 1739
Shut'ko, A.V. 1487
Sitnov, V.I. 1151
Smereka, T.P. 1351

Sch

Schindler, M. 1199
Schmidt, D. 1255

T

Tsakadze, L.M. 1117
Tsiberov, V.P. 1127
Tsirkel', B.I. 1721
Tskhakaya, V.K. 1117, 1127, 1139
Turundayevskii, V.B. 1517

U

Urbaniec, K. 1233

V

Vedula, Yu.S. 1351
Vetter, H. 1279

W

Wagner, H. 1301
1361
1375

Warner, C. 1339

Y

Yarygin, V.I. 1127

Yur'ev, V.G. 1587
1699
1721

Yavor, I.P. 1675

Z

Zherebtsov, V.A. 1487