

EUR 3126.i

COMUNITÀ EUROPEA DELL'ENERGIA ATOMICA - EURATOM

MISURA DELLA COSTANTE DI
MOLTIPLICAZIONE INFINITA DI RETICOLI
A URANIO NATURALE E GRAFITE NELL'INSIEME
CRITICO RB-1 CON IL METODO DELLA
REATTIVITA' NULLA

di

G. GHILLARDOTTI
(SNAM)

1966



RELEASED FOR ANNOUNCEMENT
IN NUCLEAR SCIENCE ABSTRACTS

Relazione elaborata da SNAM-Progetti
Laboratori Riuniti Studi e Ricerche, Milano - Italia

Contratto Euratom N. 038-64-3 TEGI

RIASSUNTO

La ricerca descritta in questo rapporto ha per oggetto la messa a punto del metodo della reattività nulla (PCTR) applicato ai reticoli a uranio naturale e grafite, e il suo confronto col metodo di sostituzione.

Le esperienze relative sono state eseguite nell'insieme critico RB-1 dal Laboratorio di Montecuccolino, Bologna.

La ricerca si è svolta in due fasi successive:

a) Messa a punto preliminare del metodo, condotta sui reticoli di Latina e di Brookhaven,

b) Confronto col metodo di sostituzione.

A questo scopo sono state eseguite due serie di misure su due reticoli che differivano l'uno dall'altro soltanto per l'elemento di combustibile, una barra piena di \varnothing 29,2 mm in un caso, un tubo da 30 mm \varnothing interno, 50 mm \varnothing esterno nell'altro, \varnothing del canale 70 mm, passo del reticolo quadrato 224 mm. Questi reticoli sono stati scelti tra quelli provati nell'insieme critico MARIUS col metodo di sostituzione.

Per ridurre al minimo le incertezze nel confronto, le misure nell'RB-1 sono state eseguite servendosi degli stessi materiali e della stessa strumentazione precedentemente utilizzati in MARIUS.

Le grandezze misurate nell'RB 1, e confrontate con quelle corrispondenti già conosciute dagli esperimenti di sostituzione, sono:

a) la differenza tra l'intensità di moltiplicazione e quella di assorbimento, $(K_{\infty} - 1) \Sigma_a$,

b) la struttura fine del flusso nella cella,

c) l'indice Pu/U .

Combinando le misure a) e b) si ottiene il fattore di moltiplicazione infinita, K_{∞} .

I risultati della ricerca si possono riassumere come segue:

1. È stata definita una procedura sperimentale coerente e completa per la misura del K_{∞} dei reticoli a uranio naturale e grafite col metodo della reattività nulla. Lo stesso dicasi per la procedura di elaborazione dei risultati sperimentali.
2. L'errore su $(K_{\infty} - 1)$ intrinseco alla misura può, a nostro giudizio, ridursi al 2 %. Questo limite è stato raggiunto nell'ultima esperienza su reticoli con elementi di combustibile tubolari.
3. L'accordo coi risultati ottenuti dal CEA nell'insieme critico MARIUS si è rivelato molto buono.

DISCLAIMER

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

INDICE

1. OGGETTO DELLA RICERCA	pag. 1
2. PRINCIPIO DELLA MISURA	" 5
3. ESPOSIZIONE DEL METODO	" 9
3.1 Misure di periodo e determinazione della massa di rame che dà reattività nulla	" 9
3.2 Indici spettrali	" 17
3.3 Misure di flusso nella cella	" 25
3.4 Criteri di Donahue et al. e calcolo di K_{oo}	" 39
4. RISULTATI SPERIMENTALI	" 43
4.1 Latina	" 43
4.2 Brookhaven	" 54
4.3 CEA - B1 B29.2	" 65
4.4 CEA - B1 T5	" 80
5. CONFRONTO CON LA CORRELAZIONE CEA	" 93
6. CONCLUSIONI	" 98

APPENDICI

A. DATI E COSTANTI	" 100
- Reticolo B1 B29.2	" 100
- Reticolo B1 T5	" 102

B. DESCRIZIONE DEI RETICOLI E DELLE ATTREZZATURE AUSILIARIE	pag.104
- Reticolo di Latina	" 104
- Reticolo di Brookhaven	" 106
- Reticolo B1 B29.2	" 109
- Reticolo B1 T5	" 111
C. DESCRIZIONE DEL REATTORE RB1	" 113
C.1 Contenitore	" 113
C.2 Nocciolo del reattore	" 114
C.3 Elementi di combustibile	" 115
C.4 Dispositivi di controllo e sicurezza	" 117
D. PROCEDIMENTO SPERIMENTALE PER LE MISURE DI PERIODO....	" 121
D.1 Considerazioni sulle misure di reattività e sulla riproducibilità della misura	" 121
D.2 Misure di reattività	" 124
E. PROCEDIMENTO SPERIMENTALE PER LE MISURE DI INDICI SPETTRALI	" 126
E.1 Procedimento sperimentale per la misura dei rappor- ti al Cd dei rivelatori oro manganese rame.....	" 126
E.2 Procedimento sperimentale per la misura degli in= dici Pu/U	" 128
F. INTERCALIBRAZIONE DEI RIVELATORI	" 131
F.1 Intercalibrazione dei fogli di Mn	" 131
F.2 Intercalibrazione dei contenitori di Cd per misure di RCd	" 135
F.3 Normalizzazione dei rivelatori Pu/U	" 138

G. STIMA DEGLI ERRORI SPERIMENTALI SUL FLUSSO DI STRUTTURA FINE	pag.140
G.1 Errore associato alla misura dell'attività di ogni singolo foglio	" 140
G.2 Errori di normalizzazione	" 143
G.3 Errori associati al posizionamento dei rivelatori nel reticolo	" 144
G.4 Errore associato alla determinazione del $\bar{\phi}$	" 147
G.5 Errore totale associato al rapporto dei flussi medi nel combustibile e nel moderatore	" 148
 <u>BIBLIOGRAFIA</u>	 " 151
 <u>ELENCO FIGURE</u>	 " 152



4

7

4

7



Hanno collaborato alla ricerca :

Dr. P. Basso
Ing. G. Brighenti
Ing. E. Crispino
Prof. S. Gallone
Prof. G. Ghilardotti
Dr.a C. Giuliani
Dr. B. Montagnini
Dr.a V. Pierpaoli
Dr.a W. Roncato
Dr.a E. Vigliano

SNAM PROGETTI, S. Donato Mil.

Ing. A. Baccolini
Dr. F. Casali
Dr. A. Corberi
Dr. A. Garagnani
Dr. V. Giacobbi
Ing. G. Zappellini

CNEN, Bologna



1

2

3

4

5



6

1. OGGETTO DELLA RICERCA. (*)

Come è noto il metodo della reattività nulla (PCTR) [1][2], consente di misurare direttamente la differenza fra l'intensità di moltiplicazione e di assorbimento di un mezzo moltiplicante, $(K_{oo}-1) \Sigma a$. Con una misura addizionale, di struttura fine, la costante di moltiplicazione infinita del reticolo può essere determinata con una precisione che gli autori del metodo ritengono non inferiore al 3%/_{oo}.

L'interesse del metodo sta nel fatto che permette di ottenere risultati precisi utilizzando soltanto una piccola porzione del reticolo da provare. E' sembrato pertanto vantaggioso esplorare sull'insieme critico RB1 installato presso il Laboratorio d'Ingegneria Nucleare di Montecuccolino dell'Università di Bologna, la potenzialità del metodo e le sue limitazioni, allo scopo di dotare la Comunità di una nuova installazione e di una nuova tecnica di misura, ambedue pienamente messe a punto. Si può prevedere l'applicazione di questo tipo di misura ad elementi contenenti plutonio, difficilmente disponibili in grande quantità.

Su queste premesse, è stato stipulato un contratto di ricerca il cui obiettivo è lo sviluppo di un metodo di valutazione della costante di moltiplicazione infinita di reticoli ad uranio naturale e grafite sulla base delle misure da farsi nell'RB1.

Il lavoro è stato diviso in due fasi :

(*) Manoscritto ricevuto il 6 giugno 1966

Fase 1: messa a punto preliminare del metodo della reattività nulla da eseguirsi sui reticoli di Latina e di Brookhaven ;

Fase 2: confronto del metodo della reattività nulla con il metodo di sostituzione (misure eseguite sul reticolo Marius per due diverse geometrie dell'elemento di combustibile).

Fase 1 - Messa a punto preliminare del metodo della reattività nulla.

Eseguita su reticoli a uranio naturale e grafite immediatamente disponibili, quali appunto il reticolo di Latina e il reticolo di Brookhaven. Sono stati sviluppati i seguenti punti :

- 1) Messa a punto della procedura sperimentale.
- 2) Definizione della procedura d'interpretazione dei risultati.
- 3) Analisi teorica e sperimentale delle diverse cause d'errore, in modo da arrivare a una valutazione della precisione del metodo.

Fase 2 - Confronto del metodo PCTR con il metodo di sostituzione.

Si trattava di paragonare i risultati ottenuti con il metodo PCTR con quelli ottenuti con il metodo di sostituzione.

D'altra parte, piccole differenze nelle caratteristiche fisiche dei metodi usati e nelle prestazioni degli strumenti rendevano il confronto incerto. Si è perciò deciso di fare alcune misure nell'RB1 usando esattamente gli stessi materiali e gli stessi strumenti precedentemen=

te utilizzati per misure di sostituzione nell'insieme critico Marius del C.E.A.

Più precisamente, questi esperimenti sono eseguiti su una sezione di reticolo quadrato a uranio naturale e grafite con un passo di 224 mm, un diametro di canale di 70 mm (sigla convenzionale B1), per due differenti geometrie del combustibile e precisamente:

- barra con un diametro di 29,2 mm (sigla convenzionale B29.2)
- tubo, 30 mm di diametro interno e 50 mm di diametro esterno (sigla convenzionale T5).

Le grandezze misurate nell'RB1 e da confrontare con le corrispondenti grandezze già conosciute dagli esperimenti di sostituzione sono :

- $(K_{\infty}-1) \sum a$
- $\sum a$ legato al fattore di utilizzazione termico, che a sua volta è ricavato dalle misure di struttura fine
- indici spettrali: come il rapporto al Cd di detector diversi e l'indice Pu/U da confrontarsi con le corrispondenti grandezze misurate al centro della regione sostituita, in Marius.

L'esperienza sul reticolo di Latina è stata descritta in dettaglio nel 1° Rapporto di Avanzamento, relazione SNAM-LRSR n° 2297, giugno 1964, quella sul reticolo di Brookhaven nel 2° Rapporto, relazione SNAM-LRSR n° 2449, novembre 1964, quella sul reticolo B1-B29.2 nel 3° Rapporto, relazione SNAM-LRSR n° 2695, giugno 1965, e infine quella sul reticolo B1-T5 nel 4° Rapporto, relazione SNAM-LRSR n° 2829, ottobre 1965.

Il presente Rapporto Finale, mentre vuole dare un'idea dell'intero ciclo di esperienze, tuttavia fa particolare riferimento alle ultime due esperienze, quelle sui reticoli B1-B29.2 e B1-T5, come quelle che sono risultate più complete e più elaborate.

2. PRINCIPIO DELLA MISURA.

Consideriamo un mezzo moltiplicante, costituito da uranio naturale o debolmente arricchito, più un moderatore. L'esclusione dei forti arricchimenti e degli altri tipi di combustibile ci consente di applicare con sicurezza il formalismo tradizionale del calcolo dei reattori termici. Supponiamo di avvelenare il mezzo con un assorbitore prevalentemente termico, fino a ridurre il fattore di moltiplicazione infinita all'unità. La quantità di veleno necessaria è legata al K_{∞} del mezzo non avvelenato dalla relazione

$$(1) \quad K_{\infty} = \frac{K_{\infty}}{K'_{\infty}} = \frac{f}{f'}$$

dove f è il fattore di utilizzazione termica, e le grandezze con apice quelle relative al mezzo non avvelenato. f qui e nel seguito è definito in modo da includere anche gli assorbimenti epitermici, eccezion fatta per l'assorbimento in risonanza dell' U^{238} . La (1) si può riscrivere in modo da far figurare esplicitamente l'assorbimento del veleno, come segue

$$(2) \quad K_{\infty}^{-1} = f \frac{(\sum_a V \bar{\phi})_x}{(\sum_a V \bar{\phi})_y}$$

dove a è la sezione d'assorbimento macroscopica di Westcott

$\bar{\phi}$ è il flusso $1/v$, mediato sul volume considerato

V è il volume

e l'indice x si riferisce al veleno,

l'indice U al combustibile.

La (2) in realtà è una formula di prima approssimazione, ottenuta supponendo che la struttura fine del flusso nella cella non sia perturbata dall'introduzione del veleno, ipotesi d'altronde praticamente ben verificata, come si vedrà.

La (2) si può anche riscrivere

$$(3) \quad (K_{\infty}-1) \Sigma_a = \Sigma_a x \frac{V_x \bar{\phi}_x}{V \bar{\phi}}$$

dove le grandezze senza indice si riferiscono all'intera cella.

L'esame della (3) mostra che sarebbe possibile risalire a $(K_{\infty}-1) \Sigma_a$, nota la quantità di veleno necessario per ridurre K_{∞} all'unità. Infatti il rapporto $\bar{\phi}_x / \bar{\phi}$ è poco diverso dall'unità, se si colloca il veleno lungo il contorno della cella, e può essere valutato per via teorica, senza introdurre errori apprezzabili sul risultato. Una misura addizionale di struttura fine permetterebbe di determinare il rapporto tra il flusso medio nel veleno e quello nell'uranio, e quindi di risalire a $(K_{\infty}-1)$ attraverso la (2). Resta il problema di trovare un criterio operativo che ci permetta di determinare la quantità di veleno da inserire nella (2) (o nella (3)).

Si osserva a questo punto che la quantità di veleno in questione si potrebbe direttamente misurare in un mezzo moltiplicante infinito critico

co sfruttando il fatto che la reattività non cambierebbe se una porzione qualsiasi del mezzo fosse sostituita dal vuoto. Questo perchè si può ammettere che la cavità vuota abbia $K_{\infty}=1$, così come il reattore infinito critico. Tutto ciò vale anche in un reattore finito, a condizione che sulle pareti della cavità, da cui si estrae la porzione di reticolo in esame (al limite una sola cella), si riesca a riprodurre la distribuzione spaziale ed energetica del flusso che esisterebbe nel mezzo infinito critico.

Queste osservazioni ci forniscono il criterio operativo cercato : la quantità di veleno necessaria per ridurre K_{∞} all'unità si identifica con la quantità di veleno da aggiungere alla cella del reticolo in esame, perchè la reattività del sistema non vari in seguito all'estrazione della cella stessa, beninteso una volta realizzata sul contorno della cella la distribuzione di flusso del reticolo infinito critico. Il reticolo infinito critico è quello in esame, debitamente avvelenato.

In conclusione, la procedura sperimentale si articola logicamente nelle seguenti parti :

- a) Una porzione del reticolo in esame, costituita di solito da 9 celle, per un reticolo quadrato, è inserita nella cavità interna dell'RB1, per tutta la sua lunghezza. Il segmento centrale, alto 50+60 cm, della cella centrale, è usato come cella di prova, cioè si può estrarre dal reattore e caricare di veleno.

- b) La distribuzione spaziale ed energetica del flusso esistente sul contorno della regione di prova viene aggiustata fino a riprodurre quella esistente nel reticolo infinito critico. In realtà in via preliminare si bada soltanto all'aggiustamento spaziale, realizzando un flusso il più possibile uniforme lungo la parete della cella di prova. Quanto all'aggiustamento energetico, si preferisce determinare per diversi spettri la quantità di veleno che dà variazione di reattività nulla, quindi interpolare mediante opportuni criteri.
- c) Si misura la variazione di reattività dovuta all'estrazione della cella di prova, in funzione della quantità di veleno aggiunta, e per interpolazione si determina quella che dà variazione di reattività nulla.
- d) Lo spettro, in cui sono state eseguite le misure di cui al punto c) è individuato mediante la misura di indici spettrali opportuni (rapporto al Cd, indici Pu/U).
- e) Si misura la struttura fine del flusso della cella, in modo da determinare il rapporto tra il flusso medio nel veleno e quello nell'uranio, nonché il fattore di utilizzazione termica.
- f) Le misure di cui ai punti c) e d), e talvolta anche quelle di cui al punto e), vengono ripetute, e per interpolazione mediante opportuni criteri si determinano i valori che si avrebbero nello spettro del reticolo infinito critico, quindi si risale al K_{∞} .

I diversi punti qui elencati sono sviluppati nei paragrafi seguenti.

3. ESPOSIZIONE DEL METODO.

3.1 Misure di periodo e determinazione della massa di rame che dà reattività nulla.

3.1.1 - Preliminare alla misura della costante di moltiplicazione infinita è la verifica delle condizioni sperimentali di validità del metodo PCTR, il che comporta che lo spettro neutronico incidente sulla cella campione sia quello corrispondente al reticolo infinito e che il flusso macroscopico nella porzione di reticolo in esame sia costante tanto assialmente che radialmente.

Per ciò che concerne la prima condizione è in pratica necessario realizzare diverse configurazioni critiche muovendo opportunamente le barre del driver; queste configurazioni inducono nella cella di prova degli spettri leggermente diversi cui corrispondono valori del " K_{∞} misurato" leggermente diversi tra loro. Con un opportuno metodo di interpolazione (§ 4) si provvede poi a determinare uno spettro ottimo, che è da considerare identico a quello che si realizza nel reticolo infinito, e quindi, sempre per interpolazione, è possibile valutare il valore vero di K_{∞} , che è quello che risulterebbe da una misura effettuata nell'esatto spettro di reticolo infinito.

Nelle nostre esperienze abbiamo realizzato generalmente due configurazioni per ogni tipo di reticolo in prova, e in un caso tre configurazioni; i risultati ci hanno mostrato tuttavia che sareb=

be spesso opportuno poter disporre anche di quattro configurazioni.

Quanto alla seconda condizione, l'appiattimento assiale del flusso può essere ottenuto variando opportunamente la densità del combustibile nella zona del driver: nel caso del reattore RB1, parte delle barre "standard" del driver, che sono costituite da pastiglie di UO_2 arricchito al 20%, vengono sostituite da barre "parzializzate", contenenti combustibile solo alle estremità (mentre nella zona centrale, di 100 cm, sono vuote o riempite di solo moderatore o avvelenate con Cu); vi sono poi alcuni spezzoni introdotti solo nella parte superiore del reattore allo scopo di ridurre la disimmetria nella distribuzione assiale del flusso. L'appiattimento è stato poi verificato mediante misure di attivazione di rivelatori di Au disposti a varie quote in alcune posizioni della cella campione e delle celle vicine.

Radialmente, si può pensare che il flusso sia già relativamente appiattito, grazie alla geometria stessa dell'esperienza PCTR; nelle nostre particolari esperienze ciò risulta comunque confermato, sia pure in modo non del tutto esauriente, da alcune misure di attivazione eseguite, nel piano della sezione orizzontale del reattore, in punti analoghi della cella campione e delle altre celle del buffer.

3.1.2 - Avendo così simulato le condizioni di reticolo infinito, si può passare alla misura vera e propria, che procede come segue [1]:

Avvelenata la cella campione con una determinata massa di rame, costituita da lamelle disposte sulla periferia della cella, come indicato in appendice B, si misura il periodo stabile sovracritico del sistema (appendice D) nelle due condizioni di cella campione inserita ed estratta. Si può così valutare la variazione di reattività

$$\Delta \rho = \text{reattività a cella inserita} - \text{reattività a cella estratta}$$

in funzione della massa di rame aggiunta M. Ogni misura di reattività sarà inoltre influenzata dalla temperatura e dalla pressione che si stabiliscono nel contenitore del reattore.

Mentre la prima può essere mantenuta costante, entro limiti sufficientemente ristretti, la seconda subisce piccole variazioni, da misura a misura. Si stabilisce perciò un valore di riferimento della pressione, che indicheremo con p_{standard} , e che in generale si fa coincidere col valore medio delle pressioni, o comunque ne differisce pochissimo, e si corregge ogni valore di reattività , trovato ad una certa pressione effettiva p_{eff} , in modo da riportarlo al valore che si avrebbe in condizioni di pressione $p = p_{\text{standard}}$. Si utilizza allo scopo la formula

$$(1) \quad \rho_{p_{\text{standard}}} = \rho_{p_{\text{eff}}} + \frac{d\rho}{dp} (p_{\text{standard}} - p_{\text{eff}})$$

il cui coefficiente dg/dp è stato misurato e vale $-0,9 \text{ pcm/mmHg}$, per i reticoli da noi considerati.

I valori di $\Delta \rho$ così corretti dipendono ormai solo dalla massa di veleno aggiunto M e appare lecito assumere che tale dipendenza sia lineare in M . I risultati sperimentali vengono perciò interpolati (secondo il metodo dei minimi quadrati) con una retta, sulla quale si legge il valore di M che corrisponde a $\Delta \rho = 0$, diciamo M_0 . Nelle nostre esperienze, per ciascun best-fit si sono impiegate da tre a otto misure complete (cella inserita - cella estratta).

3.1.3 - La massa M_0 corrispondente a variazione nulla di reattività è stata ricavata per interpolazione da misure eseguite tutte in un ambiente riportato, all'incirca, sempre alla medesima pressione. Ora, all'atto della estrazione della cella avvelenata una certa quantità di aria verrà ad occuparne il posto, producendo così un certo assorbimento. Poichè la teoria del PCTR richiede che, a cella estratta, nessun neutrone venga assorbito (o generato) nella cavità da essa lasciata libera (la cavità viene quindi considerata perfettamente vuota), è necessario effettuare un'opportuna correzione. Un primo modo consiste nel sottrarre da M_0 una quantità di rame equivalente in reattività alla differenza tra la massa d'aria contenuta nella cavità e la massa d'aria contenuta nella cella campione medesima (canale ed eventuali porosità del moderatore). Si ottiene così M_{00} , massa di rame che dà variazione nulla di reattività ridotta al vuoto.

Un secondo modo, puramente sperimentale, consiste nell'effettuare una serie di misure di $\Delta \varrho$, tutte per una medesima massa di rame, ma a diverse pressioni. Riportate le misure in un diagramma ($\Delta \varrho, p$), si esegue un best-fit con una retta, il cui coefficiente angolare, $\partial \Delta \varrho / \partial p$, rappresenta il coefficiente di pressione a massa M costante (una misura da noi eseguita ha inoltre mostrato che esso è in realtà praticamente indipendente da M). E' ora facile ridurre con una semplice estrapolazione la massa M_o , misurata ad una certa pressione p_{standard} , alla condizione di vuoto.

Si può assumere infatti

$$(2) \quad M_{oo} = M_o - p_{\text{standard}} \left(\frac{dM_o}{dp} \right)_{p_{\text{standard}}}$$

e d'altra parte, differenziando l'equazione $\Delta \varrho(M, p) = 0$ si ricava

$$(3) \quad \frac{dM_o}{dp} = - \frac{\left(\frac{\partial \Delta \varrho}{\partial p} \right)_M}{\left(\frac{\partial \Delta \varrho}{\partial M} \right)_p}$$

dove sia $(\partial \Delta \varrho / \partial p)_M$ che $(\partial \Delta \varrho / \partial M)_p$ sono noti (quest'ultimo non è che il coefficiente angolare della retta interpolatrice delle misure di $\Delta \varrho$ a pressione costante e per diverse masse di rame, di cui al n. prec.).

La correzione per la presenza dell'aria è risultata, nelle nostre

esperienze, dell'ordine del 10% della massa di rame. Inoltre la correzione medesima appare piuttosto sensibile allo spettro incidente sulla cella campione (si è notata una variazione del 20% per una variazione del rapporto al cadmio del 10%). Ciò significa che una parte della "correzione per l'aria" effettuata per via sperimentale rappresenta in realtà un effetto spettrale (le distorsioni in flusso che si hanno nel passare dalla condizione di cella inserita a quella di cella estratta variano al variare dello spettro incidente).

3.1.4 - Per convenzione, ci si riporta ad una massa $M_{1/v}$ di un assorbitore fittizio di tipo $1/v$ ("rame $1/v$ ") avente la stessa sezione d'urto a 2200 m/s del rame, e che, moltiplicata per il flusso $1/v$ sulla sua superficie, dia lo stesso assorbimento totale della massa di rame M_o . Questa massa fittizia va quindi calcolata in modo da tener conto dell'autoschermo. Introducendo la sezione efficace d'assorbimento $\hat{\sigma}$ e la sezione d'assorbimento a 2200 m/s σ_o del rame, si ha

$$(4) \quad M_{1/v} = M_o \frac{\hat{\sigma}}{\sigma_o}$$

Poichè $\hat{\sigma}$ deve tener conto dell'autoschermo, per il calcolo di $\hat{\sigma}/\sigma_o$ abbiamo fatto uso della formula

$$(5) \quad \frac{\hat{\sigma}}{\sigma_o} = \frac{1}{1 + \beta'} \left[g G_{th} + \frac{\beta'}{R I_{\gamma}} (R I_{es} G_{es} + R I_{ec}) \right]$$

(facilmente ricavabile, nell'ambito del formalismo di Westcott), nella quale β' è il rapporto tra la densità dei neutroni epitermici e la densità dei neutroni termici, legata al rapporto epitermico r_w di Westcott dalla relazione

$$(6) \quad r_w = \frac{\beta'}{b(1 + \beta')}$$

b essendo a sua volta uguale a $4/\sqrt{\pi\mu}$, con μkT = energia di taglio della coda epitermica; g e G_{th} sono il ben noto fattore di Westcott e il fattore di autoschermo termico delle lamelle di rame; RT_{tr} è uguale a $\frac{\sqrt{\pi}}{2} b \sigma_0$, mentre RI_{es} e RI_{ec} sono gli integrali di risonanza epitermici subcadmico ed epicadmico rispettivamente, G_{es} il fattore di autoschermo epitermico subcadmico (I_{es} è quindi dato per diluizione infinita, mentre I_{ec} contiene il proprio fattore di autoschermo). Le notazioni sono in accordo con quelle di Bennet [3] salvo che questo Autore usa $\beta = \beta'/b$; in [3] si possono pure trovare tavole che riportano i reciproci dei fattori di autoschermo e gli integrali di risonanza per diversi spessori della lamina di Cu. Per comodità riportiamo in Tabella 3.1 i dati relativi alle lamine da 0,2 mm da noi usate.

Il parametro variabile β' viene ricavato da misure di rapporto al cadmio, come descritto nel § 3.2.

Tabella 3.1 - Caratteristiche delle lamine di Cu.

Spessore della lamina	$x = 0,02 \text{ cm}$
Densità	$\delta = 8,94 \text{ g/cm}^3$
Sezione d'assorbimento a 2200 m/s	$\sigma_0 = 3,79 \pm 0,04 \text{ barn}$
Fattore di Westcott	$g = 1$
Reciproco del fattore d'autoschermo termico	$D_{th} = 1/G_{th} = 1,009$
Reciproco del fattore di autoschermo epitermico subcadmico	$D_{es} = 1/G_{es} = 1,005$
Integrale di risonanza epitermico subcadmico	$RI_{es} = 1,83 \text{ barn}$
Integrale di risonanza epitermico epicadmico	$RI_{ec} = 2,44 \text{ barn}$
Rapporto tra l'energia di taglio della coda epitermica e l'energia media termico	$\mu = 5,138$
Fattore b	$b = 4/\sqrt{\mu} = 0,9956$

3.2 Indici spettrali.

3.2.1 - Lo spettro delle energie dei neutroni nei vari punti del reticolo in esame può essere rappresentato, sia pure con poco dettaglio, mediante i cosiddetti indici spettrali, come i rapporti al cadmio di alcuni elementi, o gli indici uranio-plutonio.

E' opportuno che, per ogni tipo di correzione spettrale da effettuare, o di sezione efficace da valutare, si adotti un rivelatore la cui sezione d'assorbimento abbia un comportamento simile a quello del materiale in esame.

Nel corso delle nostre esperienze abbiamo adottato rivelatori di Au, Cu, Mn per i rapporti al cadmio, e coppie Pu/U. I rivelatori di Au e Cu sono stati adoperati per il calcolo delle masse di rame $M_{1/v}$, ancora quelli di Au per gli aggiustamenti spettrali secondo Heinemann, quelli di Mn per le correzioni sulle misure di struttura fine (effettuate con foglietti di Mn, § 3.3); finalmente le coppie Pu/U sono servite per il calcolo delle sezioni efficaci del combustibile e per stabilire un confronto con le misure di struttura fine CEA [4], lo spettro delle quali viene per l'appunto individuato con misure di indici Pu/U.

3.2.2 - Per ciò che riguarda il procedimento sperimentale della misura degli indici spettrali rimandiamo all'appendice E. Riportiamo invece le formule da noi adottate per la valutazione del rapporto epitermico k_w ($\circ \beta'$), a partire dalle misure di rapporto al cadmio.

Per r_w si ha [4]

$$(7) \quad r_w = \frac{g G_{th} (1 - h C d R)}{C d R \left[\frac{g}{K} + \left(1 - \frac{1}{C d R} \right) s G_{ep} \right]}$$

dove g ed s sono i noti parametri della teoria di Westcott, G_{th} e G_{ep} sono i fattori di autoschermo alle energie termiche ed epitermiche, h il fattore di trasmissione dell'involucro di Cd, e $K = \sqrt{\pi E_{cd} / 16 E_T}$ dove E_{cd} ed $E_T = kT$ sono rispettivamente l'energia di taglio del cadmio (dipendente dallo spessore del medesimo) e l'energia corrispondente alla velocità più probabile in equilibrio termico alla temperatura T . Il fattore G_{th} può essere calcolato mediante la formula seguente, valevole per i comuni rivelatori a forma di dischetto di spessore sottile [5], [6] :

$$(8) \quad G_{th} = \frac{1}{\tau} \left[\frac{1}{2} - E_3(\tau) \right]$$

dove $\tau = d \bar{\Sigma}_2$, d essendo lo spessore del rivelatore e $\bar{\Sigma}_2$ la sezione (macroscopica) di assorbimento, uguale a $(\sqrt{\pi}/2) \cdot g \cdot N \sigma_0$, dove N è il numero di nuclei per cm³ e σ_0 la sezione d'assorbimento microscopica a 2200 m/s. La funzione $E_3(\tau)$ è l'esponenziale integrale di ordine 3 [7]. Per tener conto del raggio finito del rivelatore (ciò fa sì che vi siano dei neutroni che en-

trano dal bordo, nella misura di qualche per cento sul totale), e della perturbazione di flusso prodotta dal rivelatore stesso, de finiamo i due fattori

$$(9) \quad \varepsilon = \frac{1}{G_{th}^0} \frac{d}{\pi R} \left(1 - \frac{\pi \tau}{6} \right)$$

$$(10) \quad \eta = 1.27 \frac{R}{\ell_{tot}}$$

dove abbiamo ora indicato con G_{th}^0 il fattore G_{th} non corretto, dato dalla formula precedente, con R il raggio del rivelatore, con ℓ_{tot} il libero cammino medio totale del materiale in cui si trova il rivelatore. Il fattore G_{th} corretto risulta allora da to da [5] [6] :

$$(11) \quad G_{th} = \frac{G_{th}^0 (1 + \varepsilon)}{1 + \eta \tau G_{th}^0}$$

I valori calcolati sono risultati in buon accordo con quelli riportati in [4] .

Più difficile è il calcolo di G_{ep} : in pratica ci siamo serviti, per i rivelatori di Au e Cu, dei dati forniti da Bennet [3] e da Beckurts e Wirtz [6] , mentre per il Mn abbiamo fatto uso della approssimazione razionale [6] , p.265, considerando un'unica ri=

sonanza, secondo la formula,

$$(12) \quad G_{ep} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2N\sigma_{ao}d}}$$

dove $N\sigma_{ao} = \sum_{ao}$, sezione d'assorbimento in risonanza, è stata ricavata dai dati [4], p.18, e vale, nel caso nostro, 30 cm^{-1} .

Una formula equivalente alla (7), dalla quale si ricava direttamente β' anzichè r_w , è quella di Bennet [3]:

$$(13) \quad CdR = \frac{g G_{th} RI_{vr} + \beta' (G_{es} RI_{es} + RI_{ec})}{\beta' RI_{ec}}$$

dove le notazioni originali sono state modificate per metterle in accordo con le nostre (in Bennet compaiono $\beta = \beta'/b$, $D_{th} = 1/G_{th}$, $D_{es} = 1/G_{es}$, f in luogo di g). I significati sono quelli stessi indicati in 3.1.3, in particolare $RI_{vr} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} b \sigma_o$.

Per comodità riportiamo nelle tabelle 3.2 e 3.3 i dati relativi alle formule (7) e (13) rispettivamente, per i nostri rivelatori:

Tabella 3.2 - Dati relativi alla formula (7)

Grandezze		Au	Mn
Raggio del dischetto del rivelatore R	(cm)	0,275	0,35
Spessore del dischetto	d (cm)	0,01	0,019
Spessore della copertura di Cd	d ₁ (cm)	0,1	0,04
Sezione microscopica d'assorbimen to a 2200 m/s	σ_e (barn)	98,8	13,26
Parametri di Westcott	μ	5,138	3,681
	b	0,9956	1,1762
	g	1,0053	1
	s	17,3	0,667
Fattore di autoschermo termico (corretto per l'effetto del bordo)	G _{th}	0,905	0,9695
Fattore di autoschermo epitermico	G _{ep}	0,172	0,6935
Fattore di trasparenza del Cd	h	0	0,0022
Fattore K	K	2,2975	2,009

Tabella 3.3 - Dati relativi alla formula (13)

Grandezze		Au	Cu
Raggio del dischetto del rivelatore R	(cm)	0,275	0,275
Spessore del dischetto	d (cm)	0,01	0,01
Spessore della copertura di Cd	d ₁ (cm)	0,1	0,1
Sezione microscopica d'assorbimen to a 2200 m/s	σ_0 (barn)	98,8	3,79
Parametri di Westcott	μ	5,138	5,138
	b	0,9956	0,9956
	g	1,0053	1
Integrale di risonanza epitermico subcadmico	RI_{es} (barn)	52	1,83
Integrale di risonanza epitermico epicadmico (corretto per l'auto= schermo)	RI_{ec} (barn)	297,9	2,63
Fattore di autoschermo termico	G_{th}	0,9439	0,9945
Fattore di autoschermo epitermico subcadmico	G_{es}	0,9662	0,9970

I valori di r_w calcolati a partire dal rapporto al cadmio dell'oro con le due formule differiscono per meno del 5%; questa differenza va imputata al coefficiente G_{th} . Anche su G_{ep} grava un'incertezza dello stesso ordine, sebbene i valori introdotti qui nelle due formule siano casualmente in buon accordo tra loro.

3.2.3 - Il procedimento sperimentale per la misura degli indici Pu/u è anch'esso descritto in appendice C. Riportiamo qui in breve solo il procedimento che li utilizza per il calcolo della sezione d'urto efficace dell' U^{235} . Ricordiamo che l'indice plutonio-uranio, I, è definito dalla formula

$$(14) \quad I = \frac{\frac{\int_0^\infty \sum_f^{Pu^{239}} (E) \phi(E) dE}{\int_0^\infty \sum_f^{U^{235}} (E) \phi(E) dE}}{\frac{\int_0^\infty \sum_f^{Pu^{239}} (E) M(E) dE}{\int_0^\infty \sum_f^{U^{235}} (E) M(E) dE}}$$

dove il numeratore rappresenta il rapporto tra le attività di fissione del Pu^{239} e dell' U^{235} , immersi nel flusso $\phi(E)$, mentre il denominatore rappresenta lo stesso rapporto, relativo però al flusso puramente maxwelliano $M(E)$.

L'indice I è quindi un rapporto di sezioni efficaci; per la valutazione di queste abbiamo adottato il formalismo francese [8] e non quello di Westcott, poichè il primo tiene conto in modo particolare della variazione spettrale del flusso nella zona di raccor-

do tra la parte maxwelliana e la coda epitermica. Come è noto tali indici sono particolarmente sensibili all'andamento spettrale del flusso in questa zona: infatti, mentre la sezione d'assorbimento dell' U^{235} presenta un andamento di tipo grossolanamente $1/v$, quella del Pu^{239} ha una forte risonanza a 0,3 eV. Va da sé che, se si tratta solo di valutare la sezione efficace dell' U^{235} , l'uso del formalismo francese in connessione con delle misure di indice Pu/U non condurrà a risultati molto diversi dall'uso di un normale formalismo di Westcott basato su misure di rapporto al cadmio.

Secondo il formalismo francese, le sezioni d'urto efficaci sono funzioni di tre parametri: T , temperatura del mezzo ($^{\circ}C$), \hat{v} , rapporto di moderazione (ci riferiamo qui al parametro definito per es. in [8]), Z , parametro di eterogeneità, legato in buona approssimazione all'inverso del fattore di svantaggio secondo la formula

$$\frac{\bar{\phi}_v}{\bar{\phi}_m} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{Z} \left(1 - e^{-\frac{\sqrt{\pi}}{2} Z} \right)$$

(per $\bar{\phi}_v / \bar{\phi}_m$ è sufficiente una grossolana approssimazione). Il valore di Z così ricavato va impiegato per le sezioni d'urto che riguardano il combustibile; nel moderatore si pone $Z = 0$. L'indice I si può allora scrivere

$$I = \frac{\hat{\sigma}_f^{Pu^{239}}(T, \hat{v}, Z) \hat{\sigma}_f^{U^{235}}(T, 0, 0)}{\hat{\sigma}_f^{U^{235}}(T, \hat{v}, Z) \hat{\sigma}_f^{Pu^{239}}(T, 0, 0)}$$

dove $\hat{\sigma}_f(T, \check{r}, Z)$ è genericamente la sezione d'urto (microscopica) di fissione di un certo materiale, desunta da [8]. Fissati i restanti parametri, si traccia la curva $I=I(\check{r})$. Su questa curva, in corrispondenza del valore di I misurato in una certa posizione del reticolo si trova \check{r} , col quale (insieme a T e Z) si possono calcolare, tramite [8], le sezioni efficaci richieste.

3.3 Misure di flusso nella cella.

3.3.1 - Come è noto, e come si vedrà esplicitamente nel paragrafo seguente, la misura di $K_{00}-1$, nel metodo PCFR, richiede una misura ausiliaria di struttura fine del flusso nella cella campione. Tali misure, i cui dettagli sperimentali sono analoghi a quelli relativi all'intercalibrazione dei fogli di Mn, esposti in appendice F, sono state effettuate per attivazione γ , usando come rivelatori foglietti di Mn accuratamente intercalibrati, le cui caratteristiche sono state indicate in 3.2, tabella 3.2. Come criterio generale, i rivelatori sono stati posizionati nel reticolo su due piani diversi, precisamente a quota ± 15 cm se si assume come quota zero la mezzeria della cella. Ciò ha permesso di misurare il flusso in un notevole numero di punti senza che si abbiano effetti d'ombra tra i rivelatori: se, ad esempio, nel piano inferiore i rivelatori vengono posizionati a distanza $r = 4$ cm, 6 cm, 8 cm dall'asse della cella, procedendo lungo una certa direzione radiale, nel piano superiore essi vengono disposti sempre nella stessa direzione a distanza $r = 5$ cm, 7 cm, 9 cm ecc. (si può ritenere che, per una distanza di 2 cm tra un rivelatore e



$$(14) \quad A = A_{1/v} (g G_{th} + r_w s G_{ep})$$

dove A indica l'attività grezza, $A_{1/v}$ l'attività ridotta $1/v$ e corretta per l'autoschermo, g ed s sono i noti parametri di Westcott che, per il manganese, ponendo il taglio della coda epitermica in corrispondenza di $\mu = 3,681$, sono uguali a 1 e 0,677 rispettivamente; inoltre, G_{th} è il fattore di autoschermo termico del foglietto di Mn, G_{ep} il fattore di autoschermo epitermico, r_w il rapporto epitermico di Westcott. Queste ultime grandezze necessitano però di una breve discussione. Supponiamo di dover misurare il flusso in una certa regione della cella. Se si potesse asportare una piccola quantità del materiale che costituisce quella regione, e misurarne l'attivazione, quest'ultima sarebbe esattamente proporzionale al flusso in cui il nostro "rivelatore" si trovava, cioè al flusso vero. Questo è un esempio ovvio di "rivelatore ideale", di quel rivelatore cioè che, collocato in un certo mezzo, non produce alcuna perturbazione rispetto al flusso che si ha quando esso è tolto e la sua cavità riempita del materiale che costituisce il mezzo. I foglietti di Mn da noi usati (forniti dal CEA) hanno un diametro di 7 mm e uno spessore di 0,19 mm; essi occupano, quando sono collocati nell'elemento di combustibile, una cavità dello stesso diametro e dello spessore di 1 mm. Il loro spessore ottico d'assorbimento (prodotto dalla sezione d'assorbimento per lo spessore del foglietto) a 2200 m/s è 0,02, uguale all'incirca a quello di un dischetto di uranio naturale dello

spessore di 1 mm (cioè tale da occupare tutto l'alloggiamento del foglietto). Si conclude che il rivelatore di Mn non provoca, in pratica, alcuna distorsione del flusso, quando è collocato in uranio. Non va dunque applicato alcun fattore di autoschermo nel combustibile, o, se si preferisce, esso va posto uguale all'unità.

Se invece il rivelatore è collocato nel moderatore, materiale quest'ultimo praticamente non assorbente, il flusso nel suo interno e nelle immediate vicinanze risulta depresso, rispetto al flusso praticamente costante che si avrebbe se al suo posto vi fosse ancora del moderatore. Quest'ultimo flusso sarebbe poi uguale al flusso imperturbato incidente sulla superficie libera della cavità che contiene il rivelatore. L'effetto cumulativo dell'autoschermo e della perturbazione locale è quindi correttamente descritto dal fattore di riduzione $G_{tk} = 0,9695$, già calcolato nel § prec., Tab. 3.2. Analogo ragionamento va fatto per G_{ep} dove però, a causa del fatto che le risonanze del Mn sono distinte da quelle dell'uranio, il mezzo in cui il rivelatore è posto va sempre considerato non assorbente e quindi va sempre applicato il fattore di autoschermo, uguale a 0,6935 (tabella 3.2). Si ha, concludendo: $G_{tk} = 1$ nel combustibile, 0,9695 nel moderatore, $G_{ep} = 0,6935$ in entrambi i casi.

Quanto al parametro r_w , si procede nel modo seguente. Con apposita misura di rapporto al cadmio del manganese si provvede a valutare r_w sul contorno della cella (p. es. in corrispondenza del piede di un apotema, o nell'intersezione tra lato della cella e cerchio equivalente). Si suppone quindi che l'attività epitermi-

ca $A_{1/v} r_w S G_{ep}$ sia uniforme su tutta la cella, per cui essa è uguale al valore assunto sul contorno; poichè ivi sono note sia A che r_w , in base alla (14) ricaviamo immediatamente il valore al contorno di $A_{1/v}$ e quindi $A_{1/v} r_w S G_{ep}$. Quest'ultima va sottratta all'attività totale grezza A in ogni punto sede di rivelatore e si ottiene in tal modo l'attività termica $A_{1/v} S G_{th}$ in ogni punto e quindi $A_{1/v}$.

3.3.3 - Le attività $A_{1/v}$ sono proporzionali ai flussi $1/v$, $\phi_{1/v}$, e come tali verranno d'ora in poi chiamate. Nel combustibile, i flussi sperimentali sono stati interpolati secondo i minimi quadrati col polinomio

$$(15) \quad \phi_v(r) = a_0 + a_1 x^2 + a_2 x^4$$

dove $x = r - r_0$, r_0 essendo il raggio interno dell'elemento (nel caso più comune della barra piena, $r_0 = 0$). Il medesimo fit serve per calcolare il flusso nella incamiciatura dell'elemento $\phi_n(r)$, estrapolando linearmente $\phi_v(r)$ secondo la formula

$$\phi_n(r) = \phi_v(r_1) + \frac{D_n}{D_v} \phi'_v(r_1)(r - r_1)$$

dove n indica l'incamiciatura, r_1 il raggio esterno dell'elemento, D_n, D_v i coefficienti di diffusione della camicia e del combustibile.

Nel moderatore, le misure sono state eseguite in tutti i casi lungo la direzione $\vartheta_0 \simeq 27^\circ$, come abbiamo già detto, e, per

un tipo di reticolo, anche lungo l'apotema, la diagonale, il lato della cella. Le misure lungo la direzione a 27° sono state interpolate mediante la funzione

$$(16) \quad \phi_m(r, \vartheta_b) = A I_0(\kappa r) + B K_0(\kappa r) + C$$

dove $\kappa = 1/54 \text{ cm}^{-1}$, e A, B, C sono costanti. Per le misure lungo l'apotema e la diagonale ($\vartheta = 0^\circ, \vartheta = 45^\circ$) si è adottata la funzione

$$(17) \quad \phi_m(r, \vartheta) = C - B [I_1(\kappa b_\vartheta) K_0(\kappa r) + K_1(\kappa b_\vartheta) I_0(\kappa r)]$$

che presenta derivata nulla (conformemente alla realtà fisica) all'estremo destro $r = b_\vartheta$, b_ϑ essendo la distanza dall'asse della cella dell'intersezione tra retta ϑ e lato della cella (in particolare $b_\vartheta = b$ per $\vartheta = \vartheta_b$). Per le misure lungo il lato della cella non si è eseguito alcun fit.

Diamo qui di seguito un elenco di simboli che saranno usati nel seguito:

- $\bar{\phi}_0$: flusso medio nel combustibile,
- $\bar{\phi}_n$: flusso medio nell'incamiciatura,
- $\bar{\phi}_m$: flusso medio nel moderatore,
- $\bar{\phi}_m(\vartheta)$: flusso medio lungo la direzione ϑ , definito da

$$(18) \quad \bar{\phi}_m(\vartheta) = \frac{2}{b_\vartheta^2 - c^2} \int_c^{b_\vartheta} \phi_m(r, \vartheta) r dr$$

dove c è il raggio del canale,

$\phi(b, \vartheta_b)$: flusso all'estremità della retta $\vartheta_b \cong 27^\circ$, cioè
in corrispondenza della lamina di rame.

Tutti questi flussi si ricavano dalle curve di best-fit o, se so
no flussi medi, con una integrazione immediata, tranne $\bar{\phi}_m$. Per
la valutazione di quest'ultimo abbiamo seguito, nel corso delle
nostre misure, due metodi diversi

1° metodo - $\bar{\phi}_m$ può essere espresso mediante l'integrale

$$(19) \quad \bar{\phi}_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi_m(\vartheta) d\vartheta$$

dove

$$(20) \quad \varphi_m(\vartheta) = \frac{2}{b^2 - c^2} \int_c^{b_\vartheta} \phi_m(r, \vartheta) r dr$$

Grazie al teorema della media, esisterà una direzione ϑ^* per cui

$$(21) \quad \bar{\phi}_m = \varphi_m(\vartheta^*)$$

E' ragionevole supporre che ϑ^* non sia molto diverso da ϑ_b , che definisce, come sappiamo, l'intersezione tra cella reale e cella cilindrica equivalente. Quindi

$$(22) \quad \bar{\phi}_m \simeq \phi_m(\vartheta_b) = \bar{\phi}_m(\vartheta_b)$$

(si noti che per $\vartheta = \vartheta_b$ le definizioni (18) e (20) coincidono).

Cioè, in prima approssimazione, il flusso medio lungo la direzione a 27° dovrebbe essere uguale al flusso medio su tutto il moderatore. Per accrescere l'accuratezza della determinazione di $\bar{\phi}_m$, conviene calcolare esattamente $\bar{\phi}_m$ e $\bar{\phi}_m(\vartheta_b)$ servendosi di un modello teorico, e scrivere

$$(23) \quad \bar{\phi}_m = \bar{\phi}_m(\vartheta_b)_{\text{spes}} \cdot \left(\frac{\bar{\phi}_m}{\bar{\phi}_m(\vartheta_b)} \right)_{\text{teor}}$$

Il modello teorico da noi adottato consiste in una rappresentazione bidimensionale del flusso nella cella quadrata ottenuta applicando il metodo eterogeneo di Feinberg-Galanin. L'elemento di combustibile è considerato come un pozzo filiforme le cui capacità assorbitive sono espresse dalla lunghezza di estrapolazione, calcolata al bordo del canale, λ_c . Accenniamo brevemente al metodo usato. Seguendo la tecnica di [9], Cap.X, il flusso termico generato in un reticolo di barre poste nella posizione \vec{r}_i da una sorgente uniforme q è

$$(24) \quad \phi(\vec{r}) = \frac{q}{\sum_2^m} \left[1 - \sum_l B_l K_0(x|\vec{r} - \vec{r}_l|) \right]$$

dove, se il reticolo è abbastanza esteso, i B_l sono da ritenersi tutti eguali tra loro, diciamo $B_l = B$. Assumiamo come origine la posizione della barra centrale. Scriviamo allora

$$(25) \quad \phi(\vec{r}) = \frac{q}{\sum_2^m} \left\{ 1 - B \left[K_0(xr) + \sum_l' K_0(x|\vec{r} - \vec{r}_l|) \right] \right\}$$

dove la sommatoria primata è estesa a tutte le barre meno quella centrale e $r = |\vec{r}|$. Per una nota formula delle funzioni di Bessel si ha

$$K_0(x|\vec{r} - \vec{r}_l|) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(xr) K_n(xr_l) e^{in(\theta - \theta_l)}$$

Ora, per piccoli argomenti ($xr \approx xc \ll 1$), le I_n , $n \neq 0$, sono assai piccole e nella sommatoria su n si possono trascurare tutti i termini salvo quello con $n = 0$. Si conclude, per $r \leq c$,

$$(26) \quad \phi(\vec{r}) = \phi(r) = \frac{q}{\sum_2^m} \left\{ 1 - B \left[K_0(xr) + \sum_l' I_0(xr) K_0(xr_l) \right] \right\}$$

Il significato fisico dell'approssimazione fatta è quello di trascurare la variazione azimutale del flusso sulla superficie del

canale; approssimazione giustificata se il raggio del canale è piccolo rispetto al passo d del reticolo. Applicando ora al flusso $\phi(r)$ fornito dalla (26) la condizione

$$(27) \quad \left. \frac{d\phi}{dr} \right|_{r=c} = \frac{\phi(c)}{\lambda_c}$$

si determina B , e sostituendo nella formula generale (24) si ha la soluzione cercata

$$(28) \quad \phi(\vec{r}) = \frac{q}{\sum_a^m} \left\{ 1 - \frac{\sum_\ell K_0(x|\vec{r} - \vec{r}_\ell|)}{K_0(xc) + x\lambda_c K_1(xc) + [I_0(xc) - x\lambda_c I_1(xc)] \sum_\ell' K_0(xr_\ell)} \right\}$$

La sommatoria che compare a denominatore è stata già calcolata [9] per $xd \ll 1$, e vale

$$(29) \quad \sum_\ell' K_0(xr_\ell) = \frac{2\pi}{x^2 d^2} - \ln \frac{4\pi}{\gamma x d} + \frac{\pi}{6} + \dots$$

dove $\gamma = e^{\gamma'} = 1,78$, γ' essendo la costante di Eulero-Mascheroni.

La sommatoria a numeratore è anch'essa riportata nella letteratura [9], e per $\frac{4\pi}{x^2 d^2} \ll 1$ vale

$$\Sigma_l K_0(x|\vec{r}-\vec{r}_l|) = \frac{2\pi}{x^2 d^2} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{7\pi}{3} - \frac{\pi}{d} (x+y) + \frac{\pi}{d^2} (x^2+y^2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln [4^4 f(x,y) f(y,x) f(x,d-y) f(y,d-x)] \right\}$$

con

$$(30) \quad f(x,y) = \sin \frac{\pi x}{d} + \sinh^2 \frac{\pi y}{d}$$

x, y essendo le coordinate del punto \vec{r} . Un apposito programma, MARIOLINO, per il calcolatore Olivetti ELEA 6001, provvede al calcolo esplicito di $\phi(x,y)$ nella cella.

Per i reticoli da noi esaminati il fattore correttivo $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_m(\vartheta_b)$ vale all'incirca 1.015+1.016.

2° metodo - Per l'unico tipo di reticolo in cui sono state eseguite misure di flusso lungo l'apotema e la diagonale, si è proceduto anche in un secondo modo: il flusso medio nel moderatore è stato ricavato con un calcolo numerico diretto dell'integrale

$$(31) \quad \bar{\phi}_m = \frac{1}{S} \iint_S \phi(x,y) dx dy$$

dove S indica la porzione di moderatore contenuta nel triangolo che ha per lati un apotema, una semidiagonale e il semilato compreso tra essi. Più precisamente, il dominio S viene suddiviso

in triangoli e in settori di corona circolare, i cui vertici coincidono coi punti in cui sono collocati i rivelatori. Determinato il valore di $\phi(x, y)$ nel baricentro di tali figure, diciamo ϕ_K , e detta S_K l'area della K-esima figura, l'integrale sopra scritto è stato valutato mediante la sommatoria $\sum_K \phi_K S_K$.

Anche per questo secondo metodo si può ricavare un fattore correttivo giovandosi del modello teorico richiamato più sopra: vale a dire, si è valutato l'integrale (31) servendosi dei valori del flusso teorico $\phi(x, y)$ nei soli punti adottati nella valutazione di $\bar{\phi}_m$ dai dati sperimentali e adottando gli stessi triangoli o settori, e si è paragonato il risultato a quello ottenuto calcolando il flusso medio con una doppia formula di integrazione per trapezi a molti punti. Si è ottenuto, nel caso in esame (reticolo B1 B29.2)

$$\left(\frac{\bar{\phi}_m \text{ molti punti}}{\bar{\phi}_m \text{ pochi punti}} \right)_{\text{teor}} = 1,003$$

La correzione è piccola nel 1° metodo e, come si vede, addirittura trascurabile nel 2°. Essa cade, all'incirca, nei limiti degli errori sperimentali.

3.3.4 - La presenza delle lamine di rame provoca una depressione del flusso che si risolve in una diminuzione del fattore di svantaggio $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$ ("perturbazione globale") e dell'efficacia delle

lamine stesse ("perturbazione locale"); quest'ultima è importante perchè influenza direttamente il valore misurato di $K_{\infty}-1$.

Il calcolo della perturbazione globale è stato effettuato nel modo seguente: si suppone di distribuire uniformemente la massa di rame su tutta la superficie del cilindro equivalente, e se ne valuta la lunghezza di estrapolazione λ_b per mezzo della formula (immediatamente ricavabile da considerazioni di bilancio):

$$\lambda_b = \frac{2}{\kappa} \frac{\sum_2^m G_{tk}}{\sum_2^{\omega} \kappa^2}$$

dove G_{tk} è il fattore di autoschermo del rame, relativo allo spessore κ , \sum_2^m e \sum_2^{ω} le sezioni macroscopiche d'assorbimento del moderatore e del rame. Si valuta poi, ad esempio con la formula di Kushneriuk e MacKay, la lunghezza di estrapolazione sul contorno del canale λ_c . Si assume poi che il flusso nel moderatore abbia la forma data dalla teoria della diffusione, in simmetria cilindrica,

$$\phi(r) = A I_0(\kappa r) + B K_0(\kappa r) + 1$$

e si impongono volta a volta le condizioni $\phi(c) = \lambda_c \frac{d\phi}{dr} \Big|_{r=c}$ nel primo estremo e $\phi(b) = -\lambda_b \frac{d\phi}{dr} \Big|_{r=b}$ oppure $\phi'(b) = 0$, a seconda che la cella sia avvelenata oppure no, nel secondo estremo. Determinate così le costanti A, B nei due casi, si valutano i due valori di $\bar{\phi}_m / \phi'(c)$, proporzionali ai fattori di svantaggio. Il loro rapporto, che indicheremo brevemente con ϕ'_m / ϕ_m (flusso medio nel moderatore a cella avvelenata / flusso medio nel moderato=

re a cella non avvelenata, entrambi riferiti al medesimo flusso in uranio), vale, per i nostri reticoli, $0,997+0,998$, il che significa trattarsi di un effetto trascurabile, almeno nella valutazione di K_{00} (v. oltre).

Il calcolo della perturbazione locale è stato condotto con la stessa tecnica assumendo però come lunghezza di estrapolazione λ_b quella corrispondente ad uno spessore della lamina cilindrica assorbitrice uguale a quello vero delle lamelle di rame, pari a 0,2 mm.

Poichè queste lamelle, in numero di otto su tutta la periferia della cella, sono larghe in realtà solo 2 cm ognuna, è evidente che veniamo a sovrastimare grandemente l'assorbimento totale, ma è probabile che la depressione locale, almeno vicino alla mezzeria della lamella, non sia troppo diversa da quella da noi calcolata.

Il rapporto flusso perturbato/flusso imperturbato in $r=b$ risulta uguale a 0,985, indipendentemente dal tipo di reticolo (esso infatti dipende praticamente soltanto dallo spessore della lamina assorbitrice, che resta costante). Si assume quindi che il rapporto tra flusso perturbato alla superficie della lamella di rame, $\phi'(b, \vartheta_b)$, e flusso imperturbato sul contorno della cella non avvelenata, nella stessa posizione, $\phi(b, \vartheta_b)$ sia uguale a questo valore:

$$\frac{\phi'(b, \vartheta_b)}{\phi(b, \vartheta_b)} = 0,985$$

3.4 Criteri di Donahue et al. e calcolo di K_{∞} .

3.4.1 - Siamo ora in grado di determinare il valore di $K_{\infty}-1$ relativo allo spettro di una determinata configurazione critica. La formula di Donahue et al. [1], immediatamente ricavabile partendo dalla considerazione che K_{∞} è da considerarsi uguale a 1 nella cella vuota e nella cella avvelenata con la massa di rame che dà variazione di reattività nulla, fornisce

$$K_{\infty}-1 = \frac{f}{f'} = f \left[\frac{\sum_{cu} V_{cu} \bar{\phi}'_{cu}}{\sum_v V_v \bar{\phi}_v} - \frac{\sum_m V_m \bar{\phi}_m}{\sum_v V_v \bar{\phi}_v} \left(1 - \frac{\bar{\phi}'_m}{\bar{\phi}_m} \right) \right]$$

dove $\bar{\phi}$ indica un flusso $1/v$ medio, Σ una sezione macroscopica d'assorbimento efficace, V un volume, gli indici Cu, U, m si riferiscono al rame, all'uranio e al moderatore rispettivamente, infine le grandezze con apice si riferiscono alla cella avvelenata, quelle senza apice alla cella non avvelenata.

Il metodo PCTR permette anche di calcolare la differenza tra produzione e assorbimento di neutroni nella cella per un flusso unitario $(K_{\infty}-1)\Sigma_{\text{cella}}$, dove Σ_{cella} è la sezione d'assorbimento mediata su tutta la cella. Si ha

$$(K_{\infty}-1)\Sigma_{\text{cella}} = \frac{\sum_{cu} V_{cu} \bar{\phi}'_{cu}}{V_{\text{cella}} \bar{\phi}_{\text{cella}}}$$

In entrambe le formule

$$\sum_{Cu} V_{Cu} \bar{\phi}'_{Cu} = \frac{N\sigma_o}{A} M_{1/v} \phi'_m(b, \partial_b)$$

dove σ_o è la sezione microscopica d'assorbimento per il rame a 2200 m/s (3,79 barn), A il peso atomico del rame (63,54), il numero d'Avogadro, $M_{1/v}$ la massa di rame 1/v, $\phi'_m(b, \partial_b)$ il flusso perturbato alla superficie del rame. A proposito di quest'ultimo, ricordiamo che dell'autoschermo nel rame si è già tenuto conto nel calcolo di $M_{1/v}$.

Alle diverse configurazioni critiche ciascuna con un suo spettro di energie corrispondono così diversi valori di $K_{\infty}-1$ e di $(K_{\infty}-1) \sum_{cella}$ che vanno interpolati allo spettro corretto, quello cioè che effettivamente si raggiunge in un reticolo infinito. Servono all'uopo i criteri di Donahue et al.[1], che passiamo ad esporre.

3.4.2 - 1° criterio (cella centrale-cella adiacente). Consiste nel confrontare i rapporti al cadmio CdR di un certo rivelatore (o meglio, secondo l'uso, le grandezze $1/(CdR-1)$ che sono proporzionali al rapporto neutroni epitermici/neutroni termici) misurati in posizioni omologhe nella cella centrale e in quelle adiacenti. Più precisamente, si costruisce un grafico che porti in ascissa i valori di $1/(CdR-1)_C$, riferiti alla cella centrale, e in ordinata i valori di $1/(CdR-1)_A$, riferiti alla media delle celle adiacenti. Ogni configurazione determina una

coppia di tali valori e cioè un punto nel diagramma. Col metodo dei minimi quadrati si determina la retta che ha la minima distanza da tali punti (se si sono sperimentate due sole configurazioni, e si hanno quindi due soli punti, si tratterà semplicemente la congiungente). L'intersezione di questa retta con la bisettrice del 1° quadrante individua lo spettro in cui $1/(CdR-1)_C = 1/(CdR-1)_A$, cioè il rapporto al cadmio è lo stesso nella cella centrale e in quelle adiacenti. Lo spettro così determinato è quello che si realizza nel reticolo infinito, o almeno è molto vicino a questo.

2° criterio (cella inserita-cella estratta). Si riportano in ascissa i valori di $1/(CdR-1)_I$, misurati sul contorno della cella centrale quando questa è inserita (ovviamente $1/(CdR-1)_I = 1/(CdR-1)_C$), e in ordinata i valori di $1/(CdR-1)_E$, misurati nella stessa posizione a cella estratta. Di nuovo l'intersezione della retta interpolante (o della semplice congiungente, se si sono sperimentate due sole configurazioni) con la bisettrice del 1° quadrante dà il valore corretto di $1/(CdR-1)$.

3.4.3 - Si tratta ora di determinare il valore di $K_{\infty}-1$ a spettro corretto. All'uopo si costruisce un nuovo grafico che porta in ascissa i valori di $1/(CdR-1)_C$ ottenuti nelle varie configurazioni e in ordinata i valori di $K_{\infty}-1$ e si traccia una curva interpolante. Sulla curva si legge poi il valore di $K_{\infty}-1$ corrispondente al valore corretto di $1/(CdR-1)$. Similmente si procede per $(K_{\infty}-1) \sum_{cella}$. Sulla natura della curva non vi sono nella let

temperatura molte indicazioni. Nel caso si posseggano solo i risultati di due configurazioni la curva non può essere che una retta; ma se le configurazioni sono tre o più si può scegliere ad es. tra una retta (fittante) e una parabola. Un calcolo perturbativo nell'approssimazione a due gruppi di Lanning prevede che la differenza K_{∞} misurato - K_{∞} vero sia appunto esprimibile come un polinomio di secondo grado nel rapporto flusso epitermico/flusso termico.

Nel corso delle nostre esperienze abbiamo potuto stabilire un confronto tra le due curve, nel caso del reticolo B1 T5. Si è ottenuto una differenza del valore di $K_{\infty}-1$ a spettro corretto dell'1% (la retta dà valori più alti), differenza apprezzabile anche se non rilevante.

4. RISULTATI SPERIMENTALI.

4.1 Latina.

4.1.1 - Il reticolo è illustrato in fig. 1. In fig. 2 appare una veduta del reattore, mentre in fig. 3 è riportata la massa di caricamento. I dettagli della cella di prova appaiono in fig. 4 e 5.

Le misure sono state eseguite per una sola configurazione critica; lo spettro incidente sulla cella campione risultava per questa configurazione ragionevolmente vicino a quello del reticolo infinito critico.

La scarsa reattività disponibile non ha permesso un aggiustamento più fine. In fig. 6 è riportato l'andamento assiale del flusso totale ed epicadmico, misurato con rivelatori di Au nudi e ricoperti di Cd, collocati a diverse quote, a cella di prova estratta.

4.1.2 - La tabella 4.1.1 mostra i risultati delle misure di periodo. Sono pure date, per ciascuna misura, la pressione e la temperatura barometrica. Le misure sono state eseguite per cinque diverse masse di Cu.

A differenza di quanto fatto in seguito, le correzioni per l'assorbimento dell'aria e per l'assorbimento non $1/v$ sono state apportate alle singole masse di rame, piuttosto che alla massa interpolata.

Tabella 4.1.1 - Risultati delle misure di reattività per diverse masse di rame.

1° gruppo $M_{Cu} = 241,49$ gr

aria	p = 551,5 mm;	$t_b = 20^{\circ}C$;	$P_o = 549,57$ mm;	$e_1 = 39,45$ pcm	$e_2 = 39,41$ pcm
veleno	p = 551,5 mm;	$t_b = 21^{\circ}C$;	$P_o = 549,47$ mm;	$e_1 = 16,70$ pcm	$e_2 = 16,93$ pcm
aria	p = 551,5 mm;	$t_b = 22^{\circ}C$;	$P_o = 549,37$ mm;	$e_1 = 39,21$ pcm	$e_2 = 39,19$ pcm

2° gruppo $M_{Cu} = 234,05$ gr

aria	p = 561,5 mm;	$t_b = 22^{\circ}C$;	$P_o = 559,34$ mm;	$e_1 = 29,31$ pcm	$e_2 = 29,63$ pcm
veleno	p = 561,5 mm;	$t_b = 22^{\circ}C$;	$P_o = 559,34$ mm;	$e_1 = 10,12$ pcm	$e_2 = 10,15$ pcm
aria	p = 561,5 mm;	$t_b = 22^{\circ}C$;	$P_o = 559,34$ mm;	$e_1 = 29,23$ pcm	$e_2 = 29,33$ pcm

3° gruppo $M_{Cu} = 211,06$ gr

aria	p = 561,5 mm;	$t_b = 19^{\circ}C$;	$P_o = 559,63$ mm;	$e_1 = 28,61$ pcm	$e_2 = 28,56$ pcm
veleno	p = 561,5 mm;	$t_b = 20^{\circ}C$;	$P_o = 559,53$ mm;	$e_1 = 17,15$ pcm	$e_2 = 17,12$ pcm
aria	p = 561,5 mm;	$t_b = 22^{\circ}C$;	$P_o = 559,34$ mm;	$e_1 = 28,36$ pcm	$e_2 = 28,44$ pcm

4° gruppo $M_{Cu} = 185,2$ gr

aria	p = 590,75 mm;	$t_b = 19^{\circ}C$;	$P_o = 588,79$ mm;	$e_1 = 18,90$ pcm	$e_2 = 19,02$ pcm
veleno	p = 590,75 mm;	$t_b = 21^{\circ}C$;	$P_o = 588,59$ mm;	$e_1 = 16,07$ pcm	$e_2 = 15,96$ pcm

5° gruppo $M_{Cu} = 159,7$ gr

aria	p = 590,75 mm;	$t_b = 21^{\circ}C$;	$P_o = 588,59$ mm;	$e_1 = 23,04$ pcm	$e_2 = 23,59$ pcm
veleno	p = 590,75 mm;	$t_b = 22,5^{\circ}C$;	$P_o = 588,43$ mm;	$e_1 = 30,29$ pcm	$e_2 = 31,06$ pcm

4.1.3 - La correzione per l'assorbimento non $1/v$ e per l'autoschermo del rame è stata fatta servendosi di formule leggermente diverse da quelle date nel § 3, che hanno il pregio di una maggiore coerenza interna. Tuttavia i risultati numerici sono pochissimo diversi da quelli che si sarebbero ottenuti servendosi delle formule del § 3. Rimandiamo al 1° Rapporto di Avanzamento per una descrizione dello schema di calcolo effettivamente usato, e riportiamo qui senz'altro i risultati.

Tabella 4.1.2 - Masse di rame corrette per l'assorbimento non $1/v$ e per l'autoschermo.

Gruppo	M_{cu} (g)
1°	245,68
2°	238,11
3°	214,72
4°	188,42
5°	162,47

Per quanto riguarda le misure spettrali necessarie ad effettuare la correzione, è stato misurato il rapporto la Cd con rivelatori di Cu di spessore $2 \cdot 10^{-2}$ cm posti a diverse quote lungo due spigoli opposti della cella di prova. Lo spessore dell'involucro di Cd era di 0,1 cm. Inoltre è stato pure misurato il rapporto al Cd di un assorbitore $1/v$ (contatore a BF_3) collocato nella regio

ne di misura, a cella di prova estratta. Da quest'ultima misura si è ricavato β .

Della misura di rapporto al Cd del Cu ci si è serviti invece per valutare, noto β , l'integrale di risonanza epicadmico del Cu, supposto incognito. Abbiamo ottenuto, in conclusione,

$$\begin{array}{ll} \text{CdR}(\text{Cu}) & = 14,8 \\ \text{CdR}(1/v) & = 23,9 \\ \beta & = 0,103 \\ \text{RI}_{\text{ec}}(\text{Cu}) & = 2,49 \text{ barn} \\ \hat{\epsilon}/\epsilon_0 & = 1,017 \end{array}$$

Si osservi che il valore trovato per l'integrale di risonanza epicadmico del Cu differisce poco da quello riportato da Bennet, [3], pari a 2,44 barn. Perciò nelle esperienze successive (Brookhaven, Marius) si abolirono le misure di CdR dell'assorbitore $1/v$, deducendo β direttamente dal rapporto al Cd del Cu (o di altro assorbitore, eventualmente) e prendendo per l'integrale di risonanza epicadmico del rame il valore di Bennet.

D'altra parte il metodo stesso qui usato è discutibile, in quanto presuppone l'eguaglianza tra lo spettro al centro della cavità, a cella estratta, e quello agli angoli della cella, il che resta da dimostrare.

Come accennato al § 3, in questa prima esperienza la correzione

per l'assorbimento dell'aria è stata fatta in modo semplice per via teorica. La correzione stessa è stata divisa in due.

- 1) Correzione per la presenza di aria nella zona di misura, a cella di prova estratta. Questa correzione è stata fatta semplicemente scrivendo che la quantità di Cu equivalente deve eguagliare in assorbimento la quantità di aria contenuta nella cavità vuota, cioè

$$(\Sigma V)_{Cu} = (\Sigma V)_{aria}$$

dove V_{aria} è il volume della cavità, pari quindi al volume della cella.

Abbiamo postulato qui che l'equivalenza in assorbimento implichi un'equivalenza in reattività fra il Cu posto ai confini della zona di misura, a cella di prova inserita, e l'aria contenuta nella stessa zona a cella estratta. Ciò resta naturalmente da dimostrare.

- 2) Correzione di segno opposto alla precedente per la presenza di aria nel canale della cella di prova, nonché nei pori della grafite. Ove non si facesse questa correzione, si otterrebbe alla fine la costante di moltiplicazione infinita del reticolo contenente aria alla pressione a cui sono state eseguite le misure (pressioni peraltro leggermente diverse da una misura all'altra, per cui si richiederebbero comunque dei piccoli aggiustamenti). Di nuovo abbiamo scritto una relazione di equivalenza tra gli assorbimenti,

$$(\Sigma V)_{Cu} \phi_{Cu} = \Sigma_{aria} (V \phi)_{canale} + \Delta \Sigma_m V_m \phi_m$$

dove l'indice m sta per moderatore, e $\Delta \Sigma_m$ misura l'incremento in assorbimento dovuto alla presenza di aria nei pori della grafite.

Stavolta però l'equivalenza in assorbimento implica l'equivalenza in reattività, perchè si confrontano fra loro materiali (aria e Cu) collocati pressapoco nello stesso punto del reattore, a cella di prova sempre inserita.

I volumi in gioco (volume della cella, del moderatore, del canale) si ricavano facilmente a partire dalle caratteristiche geometriche del reticolo. Risulta:

$$\begin{aligned} V_{cella} &= 20160 \text{ cm}^3 \\ V_{moder.} &= 15834 \text{ cm}^3 \\ V_{canale} &= 3816 \text{ cm}^3 \end{aligned}$$

I flussi medi sono stati determinati mediante un calcolo alla Amouyal e Benoist. A posteriori essi sono risultati poco diversi da quelli ottenuti per via sperimentale. Inoltre abbiamo preso

$$\Sigma_{aria} = 2,88 \times 10^{-5} \text{ p/T } [\text{cm}^{-1}] \quad (\text{a } 2200 \text{ m/s})$$

dove p è dato in mmHg

T in °K

Per $T = 290,7$ °K,

$$\Sigma'_{\text{aria}} = 0,99 \times 10^{-7} p \quad [\text{cm}^{-1}] \quad . \quad \text{Da cui}$$

$$\Delta \Sigma'_{\text{aria}} = \Sigma'_{\text{aria}} \left(1 - \frac{\delta_m}{\delta_{m_0}} \right) = 2,44 \times 10^{-8} p \quad [\text{cm}^{-1}]$$

essendo

$\delta_m = 1,707$ g/cm³ densità effettiva della grafite

$\delta_{m_0} = 2,26$ " densità cristallina della grafite

Otteniamo così, fatti i conti

$$\frac{dM_1}{dp} = 5,56 \times 10^{-2} \text{ g Cu/mmHg}$$

$$\frac{dM_2}{dp} = 1,99 \times 10^{-2} \text{ g Cu/mmHg}$$

$$\frac{dM}{dp} = 3,57 \times 10^{-2} \text{ g Cu/mmHg}$$

essendo $\frac{dM_1}{dp}$ il coefficiente di pressione dovuta alla correzione 1) (aria nella cavità, a cella di prova estratta)

$\frac{dM_2}{dp}$ il coefficiente di pressione dovuto alla correzione 2) (aria nella cella di prova stessa), e

$$\frac{dM}{dp} = \frac{dM_1}{dp} - \frac{dM_2}{dp}$$

Le variazioni di reattività misurate in funzione della massa di Cu aggiunta sono state quindi interpolate con una retta (v.fig. 7), applicando il metodo dei minimi quadrati. L'equazione della retta interpolante risulta

$$\Delta \rho = 0,345 (M - 161,5)$$

dove $\Delta \rho$ è in pcm, M in grammi. Ricordiamo che le masse di Cu sono già state ridotte $1/v$ e corrette per l'assorbimento della aria.

4.1.4 - La struttura fine del flusso nella cella è stata misurata mediante rivelatori di disprosio (diametro 2 mm, spessore 0,05 mm), 5 nel combustibile, 2 nel moderatore, nelle posizioni indicate in fig. 8. Le misure sono state fatte lungo la direzione in cui il contorno circolare della cella equivalente, cilindrizata, taglia l'effettivo contorno quadrato della cella (a un angolo di circa 27° con l'apotema della cella). Si è supposto che il disprosio sia un assorbitore perfettamente $1/v$, perciò non sono state applicate correzioni per l'assorbimento di risonanza.

L'andamento radiale del flusso è riportato in grafico nella fig. 8. I punti corrispondono ai risultati sperimentali. La curva continua è stata ottenuta interpolando i risultati sperimentali con le seguenti espressioni :

$$\phi_v(r) = A I_0(\kappa_v r) \quad \text{nel combustibile}$$

$$\phi_m(r) = C \left[I_0(x_m r) + \frac{I_1(x_m b)}{K_1(x_m b)} K_0(x_m r) \right] + q$$

dove A, C, q sono i parametri liberi, da fissarsi interpolando col metodo dei minimi quadrati, b è il raggio della cella equivalente, x_v , x_m i reciproci delle lunghezze di diffusione del combustibile e del moderatore.

I fattori di svantaggio relativi ai diversi materiali costituenti la cella sono riportati nella tabella 4.1.3.

Tabella 4.1.3 - Fattori di svantaggio.

Materiale i	$\bar{\phi}_i / \bar{\phi}_v$
Uranio	1
Camicia	1,406
Canale	1,575
Moderatore	1,720

Il fattore di utilizzazione termica risulta dunque

$$f = 0,9074 \quad \text{senz'aria}$$

$$f = 0,9006 \quad \text{con aria a 760 mmHg}$$

Quanto al rapporto tra il flusso nella posizione del Cu e il flusso medio in Uranio, esso risulta

$$\frac{\phi(b, \vartheta_b)}{\bar{\phi}_U} = 1,77$$

Non è stato tenuto conto della perturbazione di flusso dovuta al rame stesso.

4.1.5 - Disponiamo ora degli elementi per il calcolo di K_{∞} . Abbiamo

$$K_{\infty}-1 = 0,085$$

Utilizzando invece una correlazione basata su un insieme di esperienze esponenziali si trova

$$K_{\infty}-1 = 0,079$$

Tabella riassuntiva dei principali risultati ottenuti nella esperienza sul reticolo di Latina.

$CdR(Au)$ ¹⁾	=	4,81
$CdR(Cu)$ ¹⁾	=	14,8
$CdR(1/v)$ ²⁾	=	23,9
$(\hat{\sigma}/\sigma_o)_{Cu}$	=	1,017
dM/dp ^{4) 5)}	=	$3,57 \times 10^{-2} \text{ g Cu/mmHg}$
$\partial \Delta \rho / \partial M$ ⁴⁾	=	0,345 pcm/g
$M_{1/v}$	=	161,5 g
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$	=	1,72
$\phi(b, \theta_b) / \bar{\phi}_v$	=	1,77
f	=	0,9074
K_{∞}^{-1}	=	0,085

-
- 1) Medie di misure a diverse quote lungo due spigoli opposti della cella di prova.
 - 2) Misurato all'interno della cavità, a cella di prova estratta.
 - 3) Ottenuto a partire dai rapporti al Cd del Cu e del rivelatore $1/v$.
 - 4) Le masse di Cu sono già corrette per l'assorbimento non $1/v$ e ridotte al vuoto.
 - 5) Valutato per via teorica eguagliando gli assorbimenti.

4.2 Brookhaven.

4.2.1 - In fig. 9 e 10 sono riportate le mappe di caricamento del reattore RB1 per le due configurazioni critiche considerate, in fig. 11 il reticolo in prova, in fig. 12 e 13 è riportato l'andamento assiale del flusso totale ed epicadmico, misurato con rivelatori di Au nudi e ricoperti di Cd, collocati a diverse quote, a cella di prova sia estratta sia inserita.

4.2.2 - La tabella 4.2.1 raccoglie i risultati delle misure. Sono pure date, per ciascuna misura, la pressione e la temperatura barometrica. Le misure sono state eseguite per tre diverse masse di rame nella prima configurazione, quattro nella seconda.

Tabella 4.2.1 - Risultati delle misure di periodo.
1° configurazione

misura n°	p_b (mm)	t_b (°C)	p (mm)	ρ_s (pcm)	M (gr)	$M_{1/2}$ (gr)
1	557,2	23 °	556,8	20,16		
2	557,2	24 °	556,7	26,22	123,69	124,2
3	557,2	24 °	556,7	19,15		
4	557,2	25 °	556,6	11,26	159,65	160,3
5	547	24 °	546,5	29,85		
6	547	24 °	546,5	10,57	185,58	186,3
2° configurazione						
1	490	24,5°	489,5	23,43	185,65	187,1
2	490	24 °	489,6	42,92		
3	490	24 °	489,6	35,00	157,70	158,9
4	515	24 °	514,6	27,35	124,77	125,7
5	515	24 °	514,6	19,29		
6	515	24,5°	514,5	47,82	78,92	79,5

Come nell'esperienza sul reticolo di Latina, le correzioni per l'assorbimento dell'aria e per l'assorbimento non $1/v$ sono state apportate alle singole masse di rame, piuttosto che alla massa interpolata.

4.2.3 - La correzione per l'assorbimento non $1/v$ e per l'auto-schermo del Cu è stata fatta seguendo il metodo esposto nel § 3. Il rapporto β tra il flusso epitermico per unità di le targia e il flusso termico è stato determinato a partire da misure di rapporto al cadmio dell'oro (spessore del rivelatore 0,1 mm, spessore dell'involucro di Cd 1 mm) fatte a diverse quote lungo uno spigolo della cella di prova. I risultati per le due configurazioni sono raccolti nella tabella 4.2.2.

Tabella 4.2.2 - Rapporti al cadmio relativi alle due configu-razioni.

Configurazione	CdR(Au)	β	$\hat{\epsilon}/\sigma_0$
Brookhaven 1	6,9	0,049	1,0041
Brookhaven 2	5,6	0,063	1,0078

La massa di Cu ridotta $1/v$, equivalente in assorbimento alla quantità di aria presente nella cavità sperimentale a cella estratta, è stata calcolata mediante la solita relazione

$$(\sum V)_{Cu} = (\sum V)_{aria}$$

La massa di rame equivalente in reattività si deduce da quella equivalente in assorbimento moltiplicando per un fattore correttivo

$$C = \frac{(\partial \rho / \partial M)_{out}}{(\partial \rho / \partial M)_{in}}$$

dove $(\partial \rho / \partial M)_{in}$ è il valore ("worth") del Cu a cella di prova inserita

$(\partial \rho / \partial M)_{out}$ è la stessa grandezza, valutata a cella di prova estratta.

Nell'esperienza sul reticolo di Latina si è supposto senz'altro $C = 1$. Qui si è tentato di determinare C sperimentalmente a partire dalle misure separate di $(\partial \rho / \partial M)_{in}$ e $(\partial \rho / \partial M)_{out}$

$(\partial \rho / \partial M)_{in}$ è semplicemente il coefficiente angolare della retta interpolante che esprime la variazione di reattività per estrazione della cella di prova, in funzione della massa di Cu aggiunta

$(\partial \rho / \partial M)_{out}$ è stato valutato direttamente misurando la variazione di reattività dovuta all'inserzione di un campione di rame nella cavità sperimentale vuota, sia per la prima che per la seconda configurazione.

Si è ottenuto così $C = 1 \pm 0,06$.

Il largo margine d'errore è dovuto al fatto che $(\partial \rho / \partial M)_{out}$ è stato ottenuto per differenza tra due sole misure di reattività, per giunta poco diverse fra di loro. In conclusione questo tentativo di determinazione diretta di C ha dato risultato incerto.

La correzione per la presenza di aria nella cella di prova (canale e porosità della grafite) è stata fatta come nell'esperienza sul reticolo di Latina, esprimendo l'uguaglianza degli assorbimenti. Abbiamo preso

$$\Sigma_{aria} = 2,84 \times 10^{-5} p/T \quad [cm^{-1}] \quad (a \ 2200 \ m/s)$$

dove p è in mmHg, T in °K. Per T = 292,16 °K,

$$\Sigma_{aria} = 0,97 \times 10^{-7} p \quad [cm^{-1}]. \quad \text{Quindi}$$

$$\Delta \Sigma_m = 2,42 \times 10^{-8} p \quad [cm^{-1}], \quad \text{essendo}$$

$\delta_m = 1,692 \ g/cm^3$ densità effettiva della grafite

$\delta_{m_0} = 2,25 \ g/cm^3$ densità cristallina della grafite

Il volume della cella è 2000 cm³. Abbiamo ottenuto, fatti i conti

$$\frac{dM_1}{dp} = 5,4 \times 10^{-2} \ g \ Cu/mmHg \quad \text{coefficiente di pressione dovuto all'aria nella cavità}$$

$$\frac{dM_2}{dp} = 1,5 \times 10^{-2} \ g \ Cu/mmHg \quad \text{coefficiente di pressione dovuto all'aria nella cella di prova}$$

$$\frac{dM}{dp} = 3,9 \times 10^{-2} \text{ g Cu/mmHg} \quad \text{coefficiente globale di pressione.}$$

Le variazioni di reattività misurate in funzione della massa di Cu aggiunto sono state interpolate con una retta, applicando il metodo dei minimi quadrati (v. fig. 14). L'eq. della retta interpolante risulta

$$\Delta \varrho = 0,403 (M - 117,6) \text{ Brookhaven, } 1^\circ \text{ configurazione}$$

$$\Delta \varrho = 0,444 (M - 123,3) \text{ Brookhaven, } 2^\circ \text{ configurazione}$$

Al solito, $\Delta \varrho$ è dato in pcm e M in grammi. Le masse qui sono già state ridotte $1/v$ e corrette per l'assorbimento dell'aria.

Le misure di rapporto al cadmio sono state effettuate con rivelatori di Au, dalle caratteristiche ormai più volte indicate, collocati in 3 posizioni, a diverse quote. La posizione 1 corrisponde alle pareti del canale della cella di prova, la posizione 2 è quella analoga in una cella adiacente, la posizione 3 corrisponde a uno spigolo della cella di prova.

Abbiamo raccolto nella tabella 4.2.3 i rapporti al cadmio trovati per le due configurazioni nelle diverse posizioni, già mediate sulle diverse quote.

Si può assegnare ai valori medi qui riportati un errore dell'ordine dell'1%.

Tabella 4.2.3 - Valori medi di CdR(Au).

Configu= razione	CdR(Au) posizione 1	CdR(Au) posizione 2	CdR(Au) posizione 3 cella estr.	CdR(Au) posizione 3 cella ins.
1	6,25	6,67	7,12	6,90
2	5,33	5,22	5,50	5,58

Le misure nelle posizioni 1 e 2 sono state utilizzate per applicare il primo criterio, le misure nella posizione 3, a cella estratta ed inserita, per applicare il secondo criterio. I diagrammi relativi appaiono in fig. 15 e 16. Si noti che come variabile si è usato direttamente il CdR, anzichè $1/(CdR-1)$ come nel seguito. La massa di rame che dà variazione di reattività nulla nello spettro aggiustato è stata ottenuta per interpolazione fra le masse di rame ricavate nelle due configurazioni. Il risultato è

M = 122,5 g (1° criterio di Donahue et al.)

M = 122 g (2° " " " ")

4.2.4 - La struttura fine del flusso è stata misurata mediante rivelatori di manganese, di diametro 1,9 mm e spessore 0,1 mm nel combustibile, di diametro 5,5 mm e spessore 0,1 mm nel moderatore, collocati nelle posizioni indicate in fig. 17. Le mi

sure nel moderatore sono state fatte lungo la direzione a 27°. Le attività grezze sono state ridotte $1/v$ mediante la procedura indicata nel § 3. Le attività $1/v$ proporzionali ai flussi $1/v$ sono state approssimate mediante le seguenti funzioni interpolatrici

$$\phi_v(r) = a_0 + a_1 r^2 + a_2 r^4 \quad \text{nel combustibile}$$

$$\phi_m(r) = C - B \left[I_1(x_m b) K_0(x_m r) + K_1(x_m b) I_0(x_m r) \right] \quad \text{nel moderatore}$$

dove r misura la distanza nel centro della cella

x_m , inverso della lunghezza di diffusione nel moderatore, è stato preso pari a $1/54 \text{ cm}^{-1}$

b è il raggio della cella equivalente

a_0, a_1, a_2 } sono parametri liberi che vengono determinati col metodo di minimi quadrati
 C, B }

Le attività sperimentali ridotte $1/v$, nonché le curve interpolanti, sono riportate in fig. 17. La normalizzazione è all'unità sull'orlo del canale. A partire dalle funzioni interpolanti sono stati calcolati i valori medi del flusso nel moderatore, lungo la direzione 27°, $\bar{\phi}_m(\vartheta_b)$ e nel combustibile, $\bar{\phi}_v$. Il loro rapporto vale

$$\frac{\bar{\phi}_m(\vartheta_b)}{\bar{\phi}_v} = 1,59 \pm 0,03$$

mentre il rapporto tra il flusso medio nella camicia e il flusso medio in uranio risulta

$$\frac{\bar{\phi}_n}{\bar{\phi}_U} = 1,19$$

Infine il rapporto tra il flusso sul contorno, nella posizione in cui si collocano le strisce di rame, e il flusso medio in uranio, vale

$$\frac{\phi(b, \theta_b)}{\bar{\phi}_U} = 1,64 \pm 0,03$$

Le misure di struttura fine su accennate sono state limitate alla 1° configurazione, in quanto si è ritenuto che l'effetto sul fattore di svantaggio della variazione della componente epitermica, dalla 1° alla 2° configurazione, fosse abbastanza piccolo, e comunque confrontabile con l'errore derivante dagli errori sulle singole misure di flusso. Tuttavia, a titolo di controllo di questa ipotesi, è stata eseguita una misura di struttura fine con foglie di Mn, nella 2° configurazione, limitata però al solo moderatore.

Per controllare poi l'influenza sul risultato finale del tipo di rivelatore utilizzato, è stata fatta, sempre nella 2° configurazione, una misura di struttura fine con foglie di Cu, di diametro 5,5 mm e spessore 0,1 mm, ancora limitata al solo moderatore e lungo la direzione 27°.

La tabella qui sotto riassume i risultati di queste due misure, che vengono confrontati con quelli della misura completa di struttura fine, dianzi descritta. Le grandezze confrontate sono il flusso medio nel moderatore e il flusso al bordo della cella, sempre s'intende lungo la direzione 27° , normalizzati all'unità sulla superficie interna del moderatore.

Tabella 4.2.4 - Confronto tra misure diverse di struttura fine, nel moderatore.

	$\bar{\phi}_m(\vartheta_b)/\phi_m(c)$	$\phi_m(b, \vartheta_b)/\phi_m(c)$
Brookhaven 1, Mn	1,15	1,19
Brookhaven 2, Mn	1,14	1,18
Brookhaven 2, Cu	1,13	1,17

I risultati coincidono entro gli errori sperimentali, stimati dell'ordine del 2%.

Si passa dal flusso medio nel moderatore, lungo la direzione 27° , al flusso medio nel moderatore, mediato su tutte le direzioni, moltiplicando per un fattore correttivo, calcolato mediante il metodo eterogeneo, e che qui vale 1,002. Per controllare la validità della teoria usata, sono state fatte misure di struttura fine lungo la diagonale della cella, con rivelatori di Mn e di Cu, nella 2° configurazione. Nella tabella 4.2.5 sono a confronto i risultati delle misure fatte con le

previsioni teoriche.

Tabella 4.2.5 - Variazione azimutale del flusso nel moderatore. Confronto fra teoria ed esperienza.

Direzione	$\phi(2)/\phi(1)$		
	teorico	speriment. (Mn)	speriment. (Cu)
27°(raggio eq.)	1,18	1,18	1,17
45°(diagonale)	1,20	1,20	1,20

Gli indici 1 e 2 si riferiscono rispettivamente alla superficie interna del moderatore (bordo del canale) e al contorno della cella.

Noto l'andamento del flusso di struttura fine, si può calcolare il fattore di utilizzazione termica della cella non avvelenata. Si trova

$$f = 0,893$$

Il fattore correttivo da applicare al flusso $\phi(b, \vartheta_b)$ per tenere conto della depressione locale prodotta dal rame è stato calcolato secondo il metodo descritto nel § 3. ed è risultato pari a (1/1,015).

4.2.5 - Disponiamo ora di tutti gli elementi necessari per il calcolo di K_{∞} . Si ha

$$K_{\infty} - 1 = 0,071$$

Questo risultato coincide con quello di una misura preliminare, fatta seguendo una procedura meno raffinata.

TABELLA RIASSUNTIVA DEI PRINCIPALI RISULTATI OTTENUTI NELLA ESPERIENZA SUL RETICOLO DI BROOKHAVEN.

Grandezza	1°configuraz.	2°configuraz.	Spettro aggiustato
$CDR(Au)^{1)}$	6,9	5,6	5,9
$(\hat{\sigma}/\sigma_0)^{2)}$	1,0041	1,0078	==
$dM/dp \text{ g/mmHg}^{3)}$	$3,9 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^{-2}$
$\partial \Delta \epsilon / \partial M \text{ cm}^2/\text{g}^{3)}$	0,403	0,444	
$M_{1/v}$	117,6	123,3	122
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$	15,9	==	==
$\phi(b, \vartheta_b) / \bar{\phi}_v$	1,64	==	==
$\phi(b, \vartheta_b) / \phi'(b, \vartheta_b)$	1,015	==	==
f	0,893	==	==
$k_{\infty} - 1$			0,071

- 1) Media di misure a diverse quote, lungo lo spigolo della cella di prova.
- 2) Dedotto dal rapporto al Cd dell'oro.
- 3) Le masse s'intendono già corrette per l'assorbimento non $1/v$ e ridotte al vuoto.

4.3 CEA - B1 B29.2 .

4.3.1 - In fig. 18 e 19 sono riportate le mappe di caricamento del reattore RB1 per le due configurazioni critiche considerate, mentre il reticolo in prova è rappresentato in fig. 20. Gli appiattimenti realizzati sono visibili in fig. 21 e 22, che riportano misure di flusso totale ed epicadmico effettuate a diverse quote, con rivelatori di Au medi o ricoperti di Cd, e a cella di prova inserita.

4.3.2 - Le tabelle 4.3.1 e 4.3.2 e la fig. 23 illustrano la dipendenza della variazione di reattività $\Delta \rho$ dalla massa di rame aggiunta M. Per la prima configurazione sono state impiegate quattro masse di rame (208,38 g; 236,93 g; 255,80 g; 303,51 g), la pressione standard essendo 362,6 mmHg, e la temperatura del reattore 17°C. Ogni misura completa (reattività a cella inserita - reattività a cella estratta) è stata ripetuta: la differenza è risultata normalmente inferiore a 0,3 pcm.

Data la buona ripetibilità ottenuta, nell'effettuare le misure per la seconda configurazione si sono ancora adottate quattro masse di rame (208,73 g; 236,99 g; 256,90 g; 304,34 g) alla pressione standard di 362,4 mmHg e alla temperatura di 17,5°C, ma una sola misura è stata ripetuta, a titolo di controllo.

Riportiamo per comodità i coefficienti delle due rette interpolanti di fig. 23. Scritta come di consueto l'equazione della

Tabella 4.3.1 - Risultati delle misure di periodo. 1° configurazione.

misura n°	M Cu (g)	P _b (mmHg)	t _b (°C)	p (mmHg)	Q (pcm)	Q _{p standard} (pcm)	ΔQ (pcm)
1	255,80	362,7	19,0	362,57	21,14	21,11	{ -2,09
2	-	362,7	19,0	362,57	23,23	23,20	
3	255,80	362,7	19,0	362,57	21,61	21,58	{ -1,62
4	-	362,7	19,0	362,57	23,23	23,20	
5	-	362,7	18,0	362,63	23,65	23,68	{ 4,59
6	236,93	362,7	18,0	362,63	28,24	28,27	
7	-	362,7	18,0	362,63	23,63	23,66	{ 4,94
8	236,93	362,4	18,0	362,33	28,84	28,60	
9	-	362,7	18,5	362,60	23,13	23,13	{ 17,65
10	208,38	362,8	18,5	362,70	40,69	40,78	
11	-	362,8	18,5	362,70	22,75	22,84	{ 17,22
12	208,38	362,7	19,0	362,57	40,09	40,06	
13	-	362,7	18,5	362,60	31,76	31,76	{ -22,91
14	303,51	362,8	18,5	362,70	8,76	8,85	
15	-	362,8	18,5	362,70	31,87	31,96	{ -23,06
16	303,51	362,7	18,5	362,60	8,90	8,90	

Tabella 4.3.2 - Risultati delle misure di periodo. 2° configurazione.

misura N°	M Cu (g)	P _b (mmHg)	t _b (°C)	p (mmHg)	Q (pcm)	Q _{p standard} (pcm)	ΔQ (pcm)
1	304,34	362,7	21,0	362,47	21,41	21,47	{ -11,95
2	-	362,7	21,0	362,47	33,36	33,42	
3	304,34	362,7	22,0	362,40	22,05	22,05	{ -11,92
4	-	362,7	22,0	362,40	33,97	33,97	
47	256,90	362,4	27,0	361,77	37,67	37,10	{ 7,89
48	-	362,4	27,0	361,77	29,78	29,21	
61	-	362,3	24,0	361,87	25,12	24,64	{ 16,31
62	236,99	362,4	24,0	361,97	41,34	40,95	
63	-	362,5	24,5	362,04	24,53	24,21	{ 28,69
64	208,73	361,8	25,0	361,31	53,88	52,90	

retta sotto la forma

$$\Delta \varrho = b(M - M_0)$$

dove il coefficiente angolare $b = \partial \Delta \varrho / \partial M$ rappresenta la variazione di $\Delta \varrho$ (pcm) per grammo di rame e M_0 (g) la massa di rame che dà variazione nulla di reattività, si ha

Tabella 4.3.3 - Coefficiente $b = \partial \Delta \varrho / \partial M$ e massa M_0 .

	b	M_0
1° configurazione	$-0,422 \pm 0,004$	$249,6 \pm 0,5$
2° configurazione	$-0,423 \pm 0,004$	$276,0 \pm 0,5$

La correzione per l'effetto dell'aria, in questa serie di misure, è stata fatta per via puramente sperimentale come descritto nel § 3.

All'uopo, per la 1° configurazione si sono eseguite altre quattro misure complete di $\Delta \varrho$, due utilizzando la massa di rame di 208,38 g, alla pressione standard di 225,2 mmHg e 604,3 mmHg, le altre due utilizzando la massa di rame di 303,51 g, alle stesse pressioni standard. Tutte le misure sono state ripetute, con un totale quindi di otto misurazioni. A queste misurazioni van

no aggiunte quelle già eseguite, per entrambe le masse, alla pressione standard 362,7 mmHg, e anch'esse ripetute. Concludendo, per ciascuna delle due masse di rame suddette sono state eseguite sei misure di $\Delta \rho$ a tre pressioni diverse: questi dati sono stati riportati in un grafico $(p, \Delta \rho)$, fig. 24, e interpolati con rette, i cui coefficienti angolari sono risultati

$$1^{\circ} \text{configurazione} \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial \Delta \rho}{\partial p} \right)_{M=208,38} = 0,0306 \pm 0,0008 \text{ pcm/mmHg} \\ \left(\frac{\partial \Delta \rho}{\partial p} \right)_{M=303,51} = 0,0295 \pm 0,0007 \text{ pcm/mmHg} \end{array} \right.$$

Il coefficiente di pressione $\partial \Delta \rho / \partial p$ risulta indipendente dalla massa di rame, entro gli errori sperimentali. Si è quindi preso il valore medio dei due coefficienti come coefficiente di pressione definitivo della prima configurazione da impiegare nella correzione per l'assorbimento nell'aria:

$$1^{\circ} \text{configurazione} \quad \frac{\partial \Delta \rho}{\partial p} = 0,0300 \pm 0,00055 \text{ pcm/mmHg}$$

Per la 2° configurazione ci siamo giovati dell'indipendenza del coefficiente di pressione dalla massa adoperata per eseguire tutte le misure servendoci di un'unica massa (256,90 g) ma a tre diverse pressioni standard anzichè due, e precisamente a 160,1, 218,9 e 280,7 mmHg. Tutte le misure sono state ripetute. Bisogna poi aggiungere la misura alla pressione standard di 362,7 mmHg

(anch'essa ripetuta) che è stata già utilizzata nel calcolo di b e M_0 . In totale sono otto valori di Δq in corrispondenza di quattro pressioni diverse, interpolando i quali si ottiene

$$2^\circ \text{ configurazione} \quad \frac{\partial \Delta q}{\partial p} = 0,0248 \pm 0,0017$$

E' da rilevare che, malgrado il maggior numero di misure, l'errore standard è aumentato notevolmente per via di una minor ripetibilità delle stesse (dovuta probabilmente a cause accidentali esterne). Ciò appare chiaramente anche dalla fig. 24, in cui sono riportati i risultati sperimentali e le rette interpolanti.

Le correzioni da apportare, calcolate come descritto nel § 3, risultano allora

$$1^\circ \text{ configurazione} \quad \frac{dM_0}{dp} = 0,0711 \text{ g/mmHg} , \quad p \frac{dM_0}{dp} = 25,8 \pm 1,5 \text{ g}$$

$$2^\circ \text{ configurazione} \quad \frac{dM_0}{dp} = 0,0586 \text{ g/mmHg} , \quad p \frac{dM_0}{dp} = 21,2 \pm 1,5 \text{ g}$$

e le masse di rame ridotte al vuoto, M_{00} , diventano

$$1^\circ \text{ configurazione} \quad M_{00} = 223,8 \pm 1,6 \text{ g}$$

$$2^\circ \text{ configurazione} \quad M_{00} = 254,8 \pm 1,6 \text{ g}$$

(gli errori della 1° configurazione sono stati indicati come uguali, prudenzialmente, a quelli della 2°).

La correzione per l'assorbimento non $1/v$ è stata effettuata come indicato nel § 2, servendosi dei rapporti al cadmio del manganese, risultati uguali a 0,0532 per la 1° configurazione e 0,0611 per la 2° configurazione (n. 4.3.3). Si ottiene

$$\begin{array}{ll} 1^\circ \text{ configurazione} & M_{1/v} = 225,7 \pm 1,6 \text{ g} \\ 2^\circ \text{ configurazione} & M_{1/v} = 257,6 \pm 1,6 \text{ g} \end{array}$$

4.3.3 - Le misure di rapporto al cadmio sono state effettuate con rivelatori d'oro e di manganese, posizionati nei punti omologhi M_k (al piede di un apotema, fig. 25) a quota 0,+10,-10 cm e 0,+10 cm rispettivamente dal piano di mezzeria della cella. I valori medi dei rapporti al Cd dell'Au nelle posizioni $M_1 M_3$ o $M_1 M_2 M_3$ a cella centrale inserita o estratta (nel seguito indicati semplicemente con "cella inserita", "cella estratta") e nelle posizioni $M_5 M_8$ a cella inserita (indicati con "celle adiacenti"), sono riportati in tabella 4.3.4. Nella medesima tabella appaiono, con le stesse indicazioni, i rapporti al Cd del Mn, questi ultimi misurati sempre in $M_1 M_2 M_3 M_4$ a cella inserita e estratta, e in $M_5 M_8$ a cella inserita.

Tabella 4.3.4 - Valori medi di CdR(Au) e CdR(Mn).

	CdR(Au)		CdR(Mn)	
	1° conf.	2° conf.	1° conf.	2° conf.
cella inserita	5,57	5,025	18,68	16,40
cella estratta	5,445	4,80	18,22	15,51
celle adiacenti	5,495	4,82	18,24	15,20

I valori dei rapporti al cadmio dell'uno e dell'altro rivelatore nelle posizioni M_1 M_2 M_3 M_4 , alle diverse quote, si discostano in media dell'1,5%, e similmente per le posizioni M_5 M_8 , il che significa una buona precisione nelle singole misure, e anche che il flusso totale ed epicadmico hanno una buona simmetria nel piano della sezione normale. Ai valori medi elencati nella tabella si può assegnare un errore del 0,7%.

Le misure degli indici Pu/U , per la prima e la seconda configurazione, sono riportate in tabella 4.3.5 e in fig. 26, dove compaiono anche i valori dell'indice Pu/U ottenuti dal CEA per lo stesso tipo di reticolo, e i risultati di un calcolo teorico eseguito mediante il codice THERMOS.

Appare chiaramente che la nostra 1° configurazione ha uno spettro molto vicino a quello realizzato nelle esperienze CEA.

Calcolando il valor medio dell'indice Pu/U nel combustibile con opportuna interpolazione sui due valori disponibili e procedendo come nel § 3 - 3.2.3, si ricavano le sezioni efficaci del combustibile

$$1^{\circ} \text{ configurazione} \quad \hat{\Sigma}_a^v = 0,35576 \text{ cm}^{-1}$$

$$2^{\circ} \text{ configurazione} \quad \hat{\Sigma}_a^v = 0,35583 \text{ cm}^{-1}$$

Tabella 4.3.5 - Misure di indice Pu/U .

Posizione	Quota(cm) riferi ta al piano di mezzeria della cella	$I = \frac{Pu/U}{Pu/U \text{ maxwell.}}$	
		1° conf.	2° conf.
Barra combustibile $r = 0,2 \text{ cm}$	- 15	1,287	1,318
Barra combustibile $r = 1,0 \text{ cm}$	- 15	1,263	1,290
M_1	0	1,154	1,181
M_1^{**}	0	1,161	1,188
M_2	0	1,151	1,189
M_2^{**}	0	1,160	1,191
Diagonale mattone centrale $r = 5,5 \text{ cm}$	- 15	1,166	1,194
Diagonale mattone centrale $r = 15,6 \text{ cm}$	- 15	1,155	1,179

** Le misure contrassegnate dall'asterisco sono state effettuate a cella estratta .

4.3.4 - Le curve di struttura fine del flusso $1/v$, ottenuto interpolando, come descritto in § 3 - 3.3.3, l'attivazione di foglietti di Mn, corretta per l'assorbimento non $1/v$ e normalizzata in modo arbitrario, sono riportate in fig. 26 e 27. In fig. 28 diamo un confronto diretto tra i flussi (nel combustibile e lungo la direzione a 27°) ricavati nelle due configurazioni.

Le espressioni analitiche delle curve interpolanti sono:

1° configurazione

- combustibile	$\phi_v(r) = 1,5470 + 0,24987r^2 + 0,051662r^4$
- moderatore, direzione 27°	$\phi_m(r, \vartheta_b) = 35,0325 - 29,8025 I_o(r/54) - 0,814504 K_o(r/54)$

2° configurazione

- combustibile	$\phi_v(r) = 1,5710 + 0,02118r^2 + 0,059353r^4$
- moderatore, direzione 27°	$\phi_m(r, \vartheta_b) = 38,7319 - 33,4633 I_o(r/54) - 0,825949 K_o(r/54)$

In fig. 29 e 30 abbiamo anche riportate per completezza le attività grezze lungo il lato della cella (i rivelatori sono inseriti in un apposito cassetto ricavato nella grafite). Queste misure sono però meno precise delle altre, e abbiamo preferito non farne uso nei calcoli successivi.

Riportiamo in tabella 4.3.6 i valori medi del flusso nel combustibile e lungo la direzione a 27° , definiti in 3.3.3, la deviazione standard e l'errore standard in percentuale.

Tabella 4.3.6 - Flussi medi ed errori statistici

	1° configurazione		2° configurazione	
	Combust.	Dir. 27°	Combust.	Dir. 27°
n (numero delle misure)	16	15	14	17
$\bar{\phi}_{fit} = \bar{\phi}_m(\vartheta_b)$	1,892	3,395	1,897	3,384
$\frac{1}{\bar{\phi}_{fit}} \sqrt{\frac{\sum (\phi_{fit} - \phi_{scr})^2}{n-3}}$	0,44%	0,56%	0,84%	0,23%
$\frac{1}{\bar{\phi}_{fit}} \sqrt{\frac{\sum (\phi_{fit} - \phi_{scr})^2}{n(n-3)}}$	1,1‰	1,4‰	2,2‰	0,56‰

Noti i flussi medi lungo la direzione a 27°, moltiplicando per il fattore correttivo 1,016 (1° metodo, § 3 - 3.3.3) si ricavano i flussi medi nel moderatore.

I flussi medi nel moderatore possono però essere valutati anche col metodo dei triangoli o settori (2° metodo, § 3 - 3.3.3) dato che per questo tipo di reticolo disponiamo di misure di flusso sull'apotema e sulla diagonale della cella. I risultati

$$\begin{array}{ll}
 1^\circ \text{ configurazione} & \bar{\phi}_m = 3,465 \\
 2^\circ \text{ configurazione} & \bar{\phi}_m = 3,440
 \end{array}$$

sono da ritenersi un po' più precisi di quelli ricavati a partire dal 1° metodo. Nel calcolo del fattore di utilizzazione

termica si è perciò fatto uso di questi, moltiplicati per il fattore correttivo 1,003. I flussi medi nel moderatore, calcolati coi due metodi e corretti con gli opportuni fattori sono riassunti in tabella 4.3.7.

Tabella 4.3.7 - Flussi medi nel moderatore.

	1° metodo	2° metodo
1° configuraz.	3,451	3,439
2° configuraz.	3,476	3,451

Un'analisi degli errori delle misure di struttura fine (Appendice G) mostra che l'incertezza sui valori medi dei flussi è all'incirca dell'1%, il che appare abbastanza ben confermato dai risultati della tabella.

Un altro dato importante è il flusso perturbato alla superficie del rame $\phi'_m(b, \vartheta_b)$, cioè $\phi_m(b, \vartheta_b)$ moltiplicato per il fattore correttivo 0,985 (§ 2 - 2.3.4). Si ha

$$\begin{aligned} 1^\circ \text{ configurazione} & \quad \phi'_m(b, \vartheta_b) = 3,477 \\ 2^\circ \text{ configurazione} & \quad \phi'_m(b, \vartheta_b) = 3,4475 \end{aligned}$$

Nella tabella riassuntiva alla fine del paragrafo sono riportati i più importanti rapporti dei flussi e flussi medi, nonché il fattore di utilizzazione termica, relativi alle due

configurazioni. Alcune grandezze sono anche state interpolate al lo spettro corretto, cioè lo spettro che si realizza nel reticolo infinito (determinato col 1° criterio, v. oltre) e sono stati eseguiti calcoli teorici di confronto utilizzando il codice THERMOS.

4.3.5 - Applicando le formule del § 2.4.1 si trovano i valori di K_{∞} e $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$ esposti in tabella 4.3.8.

Tabella 4.3.8 - Valori di $K_{\infty}-1$ e $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$ per le due configurazioni.

	$K_{\infty} - 1$	$(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}} \text{ cm}^{-1}$
1° configuraz.	0,09479	$27,51 \times 10^{-5}$
2° configuraz.	0,1071	$31,36 \times 10^{-5}$

Per interpolare a spettro corretto ci siamo serviti di entrambi i criteri di Donahue et al., riferiti a due tipi di rivelatori (Au e Mn). I diagrammi relativi appaiono in fig. 31,32,33,34; per maggior precisione, in tabella 4.3.9 riportiamo i valori di $1/(CdR-1)$ a cella centrale inserita ed estratta e nelle celle adiacenti per le due configurazioni e i due rivelatori, ed insieme i valori di $1/(CdR-1)$ a spettro corretto ricavati applicando i due criteri, con l'aiuto di elementari calcoli di geometria analitica.

Tabella 4.3.9 - Valori di $1/(CdR-1)$ a spettro corretto.

Riv.	1° configuraz.			2° configuraz.			spettro cor=	
	$1/(CdR-1)_C$	$1/(CdR-1)_E$	$1/(CdR-1)_A$	$1/(CdR-1)_C$	$1/(CdR-1)_E$	$1/(CdR-1)_A$	1^o_{crit}	2^o_{crit}
Au	0,2188	0,2250	0,2225	0,24845	0,2632	0,2618	0,2074	0,1973
Mn	0,05656	0,05807	0,05800	0,06493	0,06892	0,07042	0,05358	0,05146

Come si vede, lo spettro corretto è individuato da un valore di $1/(CdR-1)$ più basso di quello di entrambe le configurazioni (cella centrale); ciò significa che le due configurazioni risultano entrambe più dure del reticolo infinito, anzichè, come si dovrebbe, l'una leggermente più molle e l'altra leggermente più dura. Ciò appare dovuto al fatto che per ottenere un buon appiattimento assiale del flusso e un buon margine di reattività si è dovuto aggiungere molto combustibile nella zona del buffer esterno. La conseguenza è comunque che la valutazione di $K_{\infty}-1$ e di $(K_{\infty}-1) \sum_{cella}$ a spettro corretto viene ad essere effettuata con una estrapolazione anzichè con una interpolazione (fig. 35 e 36) fatto quest'ultimo negativo perchè le estrapolazioni generalmente comportano minor precisione.

I risultati sono riportati in tabella 4.3.10.

Tabella 4.3.10 - Valori di $K_{\infty}-1$ e di $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$.

Rivelatori	$K_{\infty} - 1$		$(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$	
	1°criterio	2°criterio	1°criterio	2° criterio
Au	0,09006	0,08586	$26,03 \times 10^{-5}$	$24,72 \times 10^{-5}$
Mn	0,09041	0,08729	$26,14 \times 10^{-5}$	$25,16 \times 10^{-5}$
media sui due rive= latori	0,090235	0,086575	$26,085 \times 10^{-5}$	$24,94 \times 10^{-5}$

Col 1° criterio si ha, nonostante l'inconveniente dell'estrapolazione, un ottimo accordo tra i valori di $K_{\infty}-1$ ottenuti coi due rivelatori (30 pcm), mentre col 2° criterio si trovano valori che differiscono tra loro abbastanza notevolmente (150 pcm). La differenza tra i due criteri è ~ 350 pcm.

E' probabile che il 1° criterio (cella centrale - celle adiacenti) sia perciò da preferire. Nella tabella riassuntiva abbiamo riportato solo i valori di $K_{\infty}-1$ e $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$, ottenuti mediante sui due tipi di rivelatore e adottando il 1° criterio.

Tabella riassuntiva dei principali risultati ottenuti per il reticolo

CEA B1 B29.2

Grandezza	1°configuraz.	2° configuraz.	spettro corretto
$\partial \Delta \rho / \partial M$	-0,422 pcm/g	-0,423 pcm/g	=
M_o	249,6 g	276,0 g	=
$\partial \Delta \rho / \partial p$	0,0300 pcm/mmHg	0,0248 pcm/mmHg	=
M_{oo}	223,8 g	254,8 g	=
(\hat{e}/σ_o) da Mn	1,0085	1,0110	=
$M_{1/v}$	225,7 g	257,6 g	=
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$	1,275	1,271	=
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$ (1°met)	1,824	1,814	1,827(1°cr., Mn)
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$ (2°met)	1,838	1,820	1,844(1°cr., Mn)
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$ (THERMOS)	=	=	1,852
$\bar{\phi}'_m(b, \vartheta_b) / \bar{\phi}_v$	1,838	1,818	=
$\bar{\phi}'_m(b, \vartheta_b) / \bar{\phi}_{cella}$	1,021	1,019	=
f (2°met)	0,887	0,888	0,887(1°cr., Mn)
f (THERMOS)	=	=	0,888
$1/(CdR(Au)-1)_C$	0,2188	0,24845	0,2074 (1°crit.)
$1/(CdR(Mn)-1)_C$	0,05656	0,06493	0,053585(1°cr.)
$\frac{Pu}{U}$ Pu/U maxw. a 156 mm dall'asse della barra	1,155	1,179	1,146 (1°crit., Mn)
$\frac{Pu}{U}$ Pu/U maxw. a 10 mm dall'asse della barra	1,263	1,290	1,253 (1°crit., Mn)
$K_{\infty}-1$	0,09479	0,1071	0,090235(1°cr., media sui due rivelatori)
$(K_{\infty}-1) \sum_{cella}$	$27,51 \times 10^{-5}$	$31,36 \times 10^{-5}$	$26,085 \times 10^{-5}$ (c.s.)

4.4 CEA - B1 T5.

4.4.1 - Per questo tipo di reticolo ci si è preoccupati di ottenere una maggior conoscenza degli effetti spettrali che, di scarsa importanza nelle misure relative al reticolo di Brookhaven, si erano rivelati invece importanti nelle misure relative al reticolo CEA B1 B29.2. Sono state perciò realizzate tre configurazioni critiche, le cui mappe di caricamento sono riportate in fig. 37, 38, 39. Il reticolo è rappresentato in fig. 40. Gli appiattimenti ottenuti sono visibili in fig. 41, 42, 43.

4.4.2 - Le tabelle 4.4.1, 4.4.2, 4.4.3 e la fig. 44 illustrano la dipendenza della variazione di reattività $\Delta \rho$ della massa di rame aggiunta M. Per la prima configurazione sono state impiegate quattro masse di rame (236,84 g; 256,42 g; 304,45 g; 310,38 g), la pressione standard essendo 290,3 mmHg e la temperatura del reattore 19°C. Nella seconda configurazione sono state impiegate tre masse (237,53 g; 257,58 g; 310,48 g) alla pressione standard di 255,4 mmHg, e nella terza configurazione quattro (237,26 g; 282,23 g; 304,47 g; 323,85 g), alla pressione standard di 290,5 mmHg. Nessuna misura è stata ripetuta.

Tabella 4.4.1 - Risultati delle misure di periodo -1^a configurazione.

misura n°	M _{cu} (g)	p _b (mmHg)	t _b (°C)	p (mmHg)	ε (pcm)	ε _{p standard} (pcm)	Δε (pcm)
2	256,42	290,3	25,0	288,95	47,54	46,326	+14,690
3	-	290,4	25,4	289,03	32,78	31,636	
4	304,45	290,3	25,8	288,91	31,30	30,047	- 1,210
5	-	290,3	26,0	288,90	32,52	31,257	
7	236,84	290,3	25,6	288,92	52,75	51,506	+19,161
6	-	290,3	25,0	288,95	33,56	32,346	
9	310,38	290,3	27,0	288,84	29,02	27,708	- 2,873
8	-	290,3	25,9	288,90	31,84	30,582	

p standard = 290,3 mmHg

Tabella 4.4.2 - Risultati delle misure di periodo -2^a configurazione.

misura n°	M _{cu} (g)	p _b (mmHg)	t _b (°C)	p (mmHg)	ρ (pcm)	ρ _{p standard} (pcm)	Δρ (pcm)
4	310,48	255,1	26,0	253,85	38,58	37,182	+ 1,230
3	-	255,1	26,0	253,85	37,35	35,952	
6	257,58	255,2	24,0	254,04	55,19	53,968	+15,849
7	-	255,2	24,2	254,03	39,35	38,119	
9	237,53	255,4	23,2	254,28	60,22	59,212	+21,498
10	-	255,4	25,0	254,19	38,80	37,714	

p standard = 255,4 mmHg

Tabella 4.4.3 - Risultati delle misure di periodo -3^a configurazione.

misura n°	M _{cu} (g)	p _b (mmHg)	t _b (°C)	p (mmHg)	q (pcm)	q _{p standard} (pcm)	ΔQ (pcm)
1	304,47	290,5	25,0	289,15	32,13	30,915	+ 5,660
2	-	290,5	25,0	289,15	26,47	25,255	
3	237,26	290,5	25,0	289,15	50,46	49,245	+23,920
4	-	290,4	25,0	289,05	26,63	25,325	
6	282,23	290,6	28,0	289,09	36,79	35,519	+12,190
7	-	290,6	28,0	289,09	24,60	23,329	
9	323,85	290,5	28,0	288,96	25,87	24,485	+ 1,290
8	-	290,5	28,5	288,96	24,58	23,195	
p standard = 290,5 mmHg							

Riportiamo in tabella 4.4.4 i coefficienti delle rette interpolanti di fig. 44, poste sotto la forma $\Delta q = b(M - M_0)$. Si ha

Tabella 4.4.4 - Coefficiente $b = \partial \Delta q / \partial M$ e massa M_0 .

	b	M ₀
1 ^a configurazione	- 0,308 ± 0,017	301,2 ± 2,2
2 ^a configurazione	- 0,2775 ± 0,002	314,9 ± 0,4
3 ^a configurazione	- 0,264 ± 0,0008	327,7 ± 1,7

Per la correzione dell'effetto dell'aria, 1^a configurazione, si sono eseguite in totale cinque misure complete di Δq , utilizzando una massa di rame di 304,45 g, alle pressioni standard di 170,3, 205,2, 290,3, 359,8, 721,0 mmHg. Per la 3^a configurazione si è potuto disporre in totale di tre misure, alle pressioni di 195,4, 378,6, 290,5 mmHg, con una massa di rame di 304,58 g. I coefficienti delle rette interpolanti (fig. 45) sono risultati :

$$\begin{array}{ll} 1^{\text{a}} \text{ configurazione} & \frac{\partial \Delta q}{\partial p} = 0,02355 \pm 0,0011 \\ 3^{\text{a}} \text{ configurazione} & \frac{\partial \Delta q}{\partial p} = 0,0173 \pm 0,0056 \end{array}$$

Non sono state eseguite misure per la 2^a configurazione, perchè, dato che si tratta di una correzione, sia pure rilevante, si è considerato sufficiente ricavare il valore di $\partial \Delta q / \partial p$, per la 2^a configurazione, attraverso una semplice interpolazione: individuate la 1^a e 3^a configurazione mediante i rapporti al cadmio CdR(Au) dell'oro sul contorno della cella di prova, o meglio mediante $1/(\text{CdR(Au)}-1)$, il valore di $\partial \Delta q / \partial p$ corrispondente al valore $1/(\text{CdR(Au)}-1)$ della 2^a configurazione risulta

$$2^{\text{a}} \text{ configurazione} \quad \frac{\partial \Delta q}{\partial p} = 0,0184$$

Le masse di rame ridotte al vuoto, M_{oo} , sono così

$$1^{\text{a}} \text{ configurazione} \quad M_{\text{oo}} = 279,0 \pm 2,7$$

2 ^a configurazione	$M_{oo} = 298,0$
3 ^a configurazione	$M_{oo} = 308,7 \pm 6,4$

La correzione per l'assorbimento non $1/v$ è stata effettuata servendosi dei rapporti al cadmio del rame, adottato in questo ciclo di misure come il tipo di rivelatore più adatto per tale scopo (§ 3 - 3.2.2).

Per la 2^a configurazione anche questa correzione è stata eseguita interpolando sulle correzioni calcolate per la 1^a e la 3^a. Si ottiene

1 ^a configurazione	$M_{1/v} = 283,9 \pm 2,8$
2 ^a configurazione	$M_{1/v} = 304,6$
3 ^a configurazione	$M_{1/v} = 315,9 \pm 6,5$

4.4.3 - Le misure di rapporto al cadmio sono state effettuate con rivelatori di rame, d'oro e di manganese. In questa serie di misure si è cercato, come già detto, di assegnare ad ogni rivelatore una funzione specifica: così, la correzione per l'assorbimento non $1/v$ nel rame viene fatta utilizzando rivelatori di rame, la correzione analoga per le misure di struttura fine (eseguite con manganese) con rivelatori di manganese, l'aggiustamento dello spettro (criteri di Donahue et al.) con rivelatori d'oro, elemento che ha risonanze a energia piuttosto bassa, come l'uranio.

I rivelatori d'oro sono stati posizionati nei punti M_1 M_3 e M_5 M_8

(fig. 25) a quote 0, +10, -10 cm dal piano di mezzeria della cella, i rivelatori di rame nel solo punto M_2 a quota +10 e -10 cm, i rivelatori di manganese nel solo punto M_1 a quota 0 e +10 cm. I rivelatori di Cu e Mn sono stati impiegati soltanto nella 1° e 3° configurazione, nei casi cioè in cui si sono fatte le misure complete della massa di rame che dà variazione nulla di reattività (abbiamo visto che per la 2ª configurazione le correzioni sulla massa di rame sono state eseguite per interpolazione) e le misure di struttura fine (v. oltre).

In tabella 4.4.5 abbiamo riportato i valori medi delle varie misure, e precisamente: per i rivelatori di Au, la media dei valori in M_1 e M_3 ("cella centrale") e in M_5 M_8 ("celle adiacenti"), alle diverse quote, per i rivelatori di Cu la media dei due valori in M_2 alle due quote ad esso relative, e similmente per i rivelatori di Mn. Tutte le misure sono state eseguite a cella centrale inserita e avvelenata.

Tabella 4.4.5 - Valori medi di CdR(Au), CdR(Cu), CdR(Mn).

	CdR (Au)		CdR(Cu)	CdR(Mn)
	cella centrale	cella adiacente	cella centrale	cella centrale
1ªconf.	4,29	4,50	13,995	12,48
2ªconf.	4,05	4,015	-	-
3ªconf.	4,00	3,87	11,54	11,25

Ai valori medi sopra riportati si può assegnare un'incertezza del 0,7%.

Le misure degli indici Pu/U sono riportate in tabella 4.4.6.

Tabella 4.4.6 - Misure di indice Pu/U .

posizione	$I = \frac{(Pu/U)}{(Pu/U)_{\text{maxwell}}}$	
	1° configurazione	3° configurazione
M_1	1,2175	1,2438
M_1^*	1,2156	1,2436
M_2	1,2139	1,2494
M_2^*	1,2045	1,2351
Le misure asteriscate sono state effettuate a cella estratta, le altre a cella inserita avvelenata.		

Tutte le misure di indice Pu/U sono state eseguite a quota zero dal piano di mezzeria della cella di prova.

Per il calcolo delle sezioni d'assorbimento del combustibile, secondo il formalismo descritto nel § 3 - 3.2.3, sarebbe necessario possedere il valor medio dell'indice Pu/U nell'elemento. In mancanza delle misure opportune, abbiamo dapprima calcolato il valore medio $\bar{\gamma}_{m,2}$ del rapporto epitermico $\bar{\gamma}$ (uguale al fattore

di Westcott moltiplicato $2/\sqrt{\pi}$) nelle posizioni M_1 M_2 , in cui è stata effettuata la misura (piede di due apotemi), poi, assumendo che il flusso epitermico resti costante su tutta la cella, abbiamo stimato il valore medio di $\bar{\gamma}$ nell'elemento mediante la formula

$$\bar{\gamma}_{\text{elemento}} = \bar{\gamma}_M \frac{\bar{\phi}_{1/r}(M)}{\bar{\phi}_{1/r}(\text{elemento})}$$

Ricavato $\bar{\gamma}_{\text{elemento}}$, il calcolo delle sezioni efficaci secondo le prescrizioni [8] è immediato e dà

$$1^\circ \text{ configurazione} \quad \hat{\Sigma}_a^V = 0,3561$$

$$3^\circ \text{ configurazione} \quad \hat{\Sigma}_a^V = 0,3563$$

Dato che la sezione efficace dell'uranio naturale non è molto sensibile allo spettro si può ritenere che la presente tecnica di estrapolazione, per quanto rozza e sostanzialmente affetta dalle limitazioni della teoria di Westcott, sia sufficientemente corretta.

4.4.4 - Il flusso $1/v$ nel combustibile e lungo la direzione a 27° , per la 1° e 3° configurazione, è rappresentato in fig. 46. Le espressioni analitiche delle due curve sono (r_0 = raggio interno dell'elemento in cm) :

1° configurazione

- combustibile $\phi_v(r) = 1,5488 + 0,48784 (r - r_o)^2 + 0,060138 (r - r_o)^4$

- moderatore, $\phi_m(r, \theta_b) = 54,4572 - 47,9853 I_o(r/54) - 1,3756 K_o(r/54)$
 direzione 27°

3° configurazione

- combustibile $\phi_v(r) = 1,5726 + 0,45378 (r - r_o)^2 + 0,087201 (r - r_o)^4$

- moderatore, $\phi_m(r, \theta_b) = 62,5381 - 55,9445 I_o(r/54) - 1,4102 K_o(r/54)$
 direzione 27°

Riportiamo in tabella 4.4.7 i valori medi del flusso nel combustibile e lungo la direzione a 27°, definiti in 3.3.3, la deviazione standard e l'errore standard (in percentuale).

Tabella 4.4.7 - Flussi medi ed errori statistici.

	1° configuraz.		3° configuraz.	
	combust.	dir.27°	combust.	dir.27°
(n° delle misure)	23	30	21	29
$\bar{\phi}_{fit} (= \bar{\phi}_m(\theta_b))$	1,746	3,390	1,763	3,385
$\frac{1}{\bar{\phi}_{fit}} \sqrt{\frac{\sum (\phi_{fit} - \phi_{sper})^2}{n-3}}$	0,69%	0,35%	0,67%	0,58%
$\frac{1}{\bar{\phi}_{fit}} \sqrt{\frac{\sum (\phi_{fit} - \phi_{sper})^2}{n(n-3)}}$	1,44%	0,64%	1,46%	1,07%

Il flusso perturbato alla superficie del rame $\phi'_m(b, \vartheta_b)$, cioè $\phi_m(b, \vartheta_b)$ moltiplicato per il fattore 0,985 risulta

$$1^\circ \text{ configurazione} \quad \phi'_m(b, \vartheta_b) = 3,571$$

$$2^\circ \text{ configurazione} \quad \phi'_m(b, \vartheta_b) = 3,529$$

Nella tabella riassuntiva alla fine del paragrafo sono riportati i più importanti rapporti di flussi e flussi medi (in particolare, il flusso medio nel moderatore $\bar{\phi}_m$ è stato ricavato moltiplicando $\bar{\phi}_m(\vartheta_b)$ per un opportuno fattore correttivo, come indicato nel § 3 - 3.3.3, 1° metodo) nonché il fattore di utilizzazione termica, per le due configurazioni estreme (la 1° e la 3°).

Per la 2° configurazione, non essendosi eseguite misure di struttura fine, si è ricorso alla consueta tecnica di interpolare rispetto a $1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)$. Alcune grandezze sono anche state interpolate allo spettro corretto, determinato col 1° criterio di Donahue-Heineman, come indicato nel paragrafo seguente.

4.4.5 - Applicando le formule del § 3.4.1 si trovano i valori di $K_{\infty}-1$ e $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$ esposti in tabella 4.4.8.

Tabella 4.4.8 - Valori di $K_{\infty}-1$ e $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$ per le tre configurazioni.

	$K_{\infty}-1$	$(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$
1° configuraz.	0,07361	$36,69 \times 10^{-5}$
2° configuraz.	0,07761	$38,03 \times 10^{-5}$
3° configuraz.	0,08019	$40,40 \times 10^{-5}$

Per interpolare a spettro corretto ci siamo serviti del solo primo criterio di Donahue et al. (cella centrale - celle adiacenti) riferito a rivelatori di Au; era stato rilevato infatti nel corso dell'esperienza precedente che il primo criterio ha, rispetto al secondo, risultati assai poco sensibili al tipo di rivelatore adottato, ciò che può anche venir interpretato come un indice di maggior validità del primo criterio. Una volta stabilito di fare affidamento solo su quest'ultimo ci è sembrato lecito di risparmiare sulle misure di rapporto al cadmio, servendoci di un sol tipo di rivelatori.

Il diagramma di Donahue et al. appare in fig. 47. Alle tre configurazioni corrispondono tre punti P_1 P_2 P_3 , che si trovano a un dipresso allineati. La retta interpolante (ottenuta coi minimi quadrati) interseca la bisettrice del primo quadrante nel punto

$$1/(\text{CdR}(\text{Au}-1)) = 0,3217 \pm 0,0070$$

che definisce così il valore del rapporto al cadmio nel reticolo infinito ("spettro corretto"). Considerando poi che il fatto che $P_1 P_2 P_3$ non giacciono esattamente sulla retta interpolante sia dovuto all'imprecisione con cui sono noti i diversi rapporti al cadmio (1,5%, v. fig.47), si assumono come veri punti rappresentativi delle tre configurazioni $Q_1 Q_2 Q_3$, piedi delle perpendicolari abbassate da $P_1 P_2 P_3$ sulla retta interpolante. Le ascisse di $Q_1 Q_2 Q_3$ rappresentano i valori "aggiustati" di $1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)$, cella centrale, per le tre configurazioni. Essi risultano :

$$\begin{aligned} 1^\circ \text{ configurazione } 1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)_{\text{C agg}} &= 0,3044 \\ 2^\circ \text{ configurazione } 1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)_{\text{C agg}} &= 0,3268 \\ 3^\circ \text{ configurazione } 1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)_{\text{C agg}} &= 0,3342 \end{aligned}$$

Questi valori sono riportati in ascissa nel grafico di fig. 48, mentre in ordinata sono stati riportati i valori di $(K_{\infty}-1)/K_{\infty}$ per le tre configurazioni. La parabola passante per questi tre punti rappresenta approssimativamente l'andamento di $(K_{\infty}-1)/K_{\infty}$ in funzione di $1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)_{\text{C}}$. In corrispondenza del valore a spettro corretto di $1/(\text{CdR}(\text{Au})-1)_{\text{C}}$ (che questa volta è compreso tra quelli della 1° e della 3° configurazione, ed è vicino a quello della seconda) si legge:

$$\left(\frac{K_{\infty}-1}{K_{\infty}} \right)_{\text{spettro corretto}} = 0,0708$$

cui corrisponde

$$(K_{\infty}-1)_{\text{spettro corretto}} = 0,0762$$

Per $(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella}}$ si trova

$$(K_{\infty}-1) \sum_{\text{cella, spettro corretto}} = 38,23 \times 10^{-5}$$

Tabella riassuntiva dei principali risultati ottenuti per il reticolo

CEA B1 T5

grandezza	1°config.	2°config.	3°config.	spettro corretto
$\partial \Delta \varrho / \partial M$	-0,308pcm/g	-0,2775pcm/g	-0,264pcm/g	-
M_o	301,2 g	314,9 g	327,7 g	-
$\partial \Delta \varrho / \partial p$	0,02355 pcm/mmHg	0,0184 pcm/mmHg	0,0173 pcm/mmHg	-
M_{oo}	279,0 g	298,0 g	308,7 g	-
$\tilde{\sigma} / \sigma_o$	1,0176	1,0221	1,0233	-
$M_{1/v}$	283,9 g	304,6 g	315,9 g	-
$\bar{\phi}_n / \bar{\phi}_v$	1,235	1,234	1,233	-
$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$ (1°met)	1,951	1,933	1,929	1,938
$\phi'_m(b, \vartheta_b) / \bar{\phi}_v$	2,046	2,010	2,002	-
$\phi'_m(b, \vartheta_b) / \bar{\phi}_{cella}$	1,083	1,073	1,071	-
f	0,9255	0,9261	0,9262	0,9259
$1/(CdR(Au)-1)_{C \text{ agg}}$	0,3044	0,3268	0,3342	0,3217
Pu/U, media sulle posiz. M_1 M_2	1,216	1,239	1,247	1,234
$K_{oo}-1$	0,07361	0,07761	0,08019	0,0762
$(K_{oo}-1) \sum_{cella}$	$36,69 \times 10^{-5}$	$38,03 \times 10^{-5}$	$40,40 \times 10^{-5}$	$38,23 \times 10^{-5}$

5. CONFRONTO CON LA CORRELAZIONE C.E.A.

Per i reticoli B1 B29.2 e T5 i risultati delle misure eseguite da noi nell'RB1 sono più o meno direttamente confrontabili con quelli di misure corrispondenti eseguite dal CEA in MARIUS.

Nella tabella qui sotto sono messi a confronto i risultati ottenuti per la costante di moltiplicazione infinita nelle due serie parallele di misure.

Confronto RB1-MARIUS - Costante di moltiplicazione infinita.

$K_{\infty}-1$	RB1	MARIUS
B1 B29.2	0,0902	0,0925
B1 T5	0,0762	0,0761

I risultati "RB1" sono quelli a spettro aggiustato. Nei capitoli precedenti si è detto come sono stati ottenuti. I risultati "MARIUS" sono stati dedotti da misure relative di buckling eseguite col metodo di sostituzione(anche, per il solo reticolo B1 T5, da misure assolute di buckling), calcolando le fughe per via teorica, secondo una versione perfezionata del metodo di Benoist.

Abbiamo infatti:

B1 B29.2

a) Misura assoluta di buckling:

$$B_{//}^2 = 0,558 \text{ m}^{-2} \pm 0,006$$

$$B_{\perp}^2 = 0,638 \text{ m}^{-2} \pm 0,006$$

Coi seguenti valori per l'età e l'area di diffusione

$$\tau_{//} = 379,2 \text{ cm}^2$$

$$\tau_{\perp} = 359,8 \text{ cm}^2$$

$$L_{//}^2 = 348,8 \text{ cm}^2$$

$$L_{\perp}^2 = 329,6 \text{ cm}^2$$

si trova

$$K_{\infty} - 1 = 0,0864 \pm 0,0015$$

b) Misura di sostituzione:

$$B_{//}^2 = 0,558 \text{ m}^{-2} \pm 0,006$$

$$B_{\perp}^2 = 0,629 \text{ m}^{-2} \pm 0,006$$

Con gli stessi valori di sopra per l'età e l'area di diffusione

si ricava

$$K_{\infty} - 1 = 0,0858 \pm 0,0015$$

T5

E' stata effettuata solo la misura di sostituzione :

$$B_{//}^2 = 0,294 \text{ m}^{-2} \pm 0,002$$

$$B_{\perp}^2 = 1,003 \text{ m}^{-2} \pm 0,010$$

Valori dell'età e area di diffusione :

$$\tau_{//} = 359,0 \text{ cm}^2$$

$$\tau_{\perp} = 349,5 \text{ cm}^2$$

$$L_{//}^2 = 200,1 \text{ cm}^2$$

$$L_{\perp}^2 = 195,9 \text{ cm}^2$$

Si trae

$$K_{\infty}-1 = 0,0723 \pm 0,0010$$

Tutti questi risultati ci sono stati forniti da M. Cogné, in una conversazione privata.

Poichè le misure in MARIUS sono state eseguite a pressione ambiente è necessario correggere i valori sopra riportati di K_{∞} per la presenza dell'aria. Disponiamo a questo scopo di calcoli CEA fondati su una correlazione delle loro misure

$$\frac{K_{\infty} \text{ aria}}{K_{\infty} \text{ vuoto}} = \frac{f_{\text{aria}}}{f_{\text{vuoto}}} = \frac{\sum_{\text{cella}} a_{\text{vuoto}}}{\sum a_{\text{aria}}} \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \begin{array}{ll} 0,9939 & \text{B1 B29.2} \\ 0,9965 & \text{B1 T5} \end{array}$$

Arriviamo così ai valori di K_{∞} riportati nella tabella,

Nella tabella successiva invece sono messi a confronto i risultati ottenuti per il fattore di svantaggio, nelle due serie parallele di mi=
sure.

Confronto RB1-MARIUS. Fattore di svantaggio

$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v$	RB1	MARIUS CEA R 2479
B1 B29.2	1,844	1,789
B1 T5	1,938	1,880

I risultati RB1 sono stati interpolati allo spettro del reticolo infi
nito. Quelli MARIUS, che figurano nella seconda colonna sono tratti
appunto dal rapporto CEA R 2479. Per il confronto si richiede che il
fattore di svantaggio CEA sperimentale (seconda colonna) sia aumenta=
to preventivamente del 3‰. Infatti nel passare dalle attività ai
flussi ammettiamo le attività misurate nel moderatore del 3‰, per te
ner conto dell'effetto combinato dell'autoschermo del rivelatore e
della depressione locale introdotta nel flusso immediatamente circo=
stante. Noi applichiamo questa correzione alle attività misurate nel
combustibile, in quanto l'assorbimento del rivelatore è uguale a quel
lo dell'uranio asportato per creare la sede del rivelatore.

L'applicazione di questa correzione ai risultati sperimentali CEA porta a un accordo perfetto tra le nostre misure e quelle CEA.

Anche le misure di indice Pu/U hanno dato esito complessivamente soddisfacente. I risultati delle misure fatte nell'RB1 sul reticolo B1 B29.2, per le due configurazioni critiche, sono riportati in fig. 49, in funzione della distanza dall'asse della barra, insieme ai corrispondenti risultati francesi ottenuti in MARIUS. Si osserverà che l'andamento dell'indice Pu/U nella cella, da noi misurato nell'RB1 per due spettri diversi, è simile a quello MARIUS, l'indurimento traducendosi in un aumento di livello dell'indice, uniforme su tutta la cella. Perciò per il reticolo B1 T5 ci siamo limitati a misurare l'indice Pu/U al piede dell'apotema della cella. I risultati sono 1,216 per la 1° e 1,247 per la 3° configurazione, che conducono al valore 1,235 a spettro corretto. Tale risultato è identico a quello di una misura francese a 133,5 mm di distanza dal centro.

Dobbiamo però ricordare che le nostre misure sono normalizzate allo spettro esistente nella colonna termica del reattore RB2, considerato come perfettamente termico.

6. CONCLUSIONI.

Ci sembra di poter riassumere i risultati principali di questa esperienza come segue:

- 1) E' stata definita una procedura sperimentale corrente e completa per la misura della costante di moltiplicazione infinita dei reticoli uranio naturale grafite col metodo della reattività nulla. Lo stesso dicasi per la procedura di elaborazione dei risultati sperimentali. La lettura dei successivi rapporti di avanzamento può dare una concreta misura del progresso fatto nel corso del lavoro.
- 2) L'errore su $K_{\infty}-1$ intrinseco alla misura può, a nostro giudizio, ridursi a meno di 200 pcm. Questo limite è stato raggiunto nell'ultima esperienza sul reticolo B1 T5. A questo proposito si è visto che, nell'economia generale dell'esperienza, conviene determinare K_{∞} in un numero di spettri maggiore di due (diciamo tre o magari quattro) e alleggerire invece l'insieme di misure richieste per la singola determinazione di K_{∞} in uno spettro dato. Pure assai importante si è rivelata la stima dell'effetto dell'aria, per cui è stata messa a punto una procedura sperimentale ad hoc, che ha il pregio di non introdurre nessun dato dall'esterno nella valutazione dell'effetto stesso.

- 3) La stima dell'errore sopra indicata vale beninteso a meno di errori sistematici. Resta da fare per esempio una indagine completa e risolutiva che consenta di scegliere, in funzione del reticolo in esame, sia il miglior criterio di aggiustamento dello spettro, sia il miglior indice spettrale. Resta pure da valutare l'effeto di una eventuale piccola curvatura del flusso nella regione di misura.

- 4) L'accordo coi risultati CEA, ottenuto col metodo di sostituzione, è molto buono. Riteniamo che ciò costituisca una conferma indiretta della bontà e della precisione del metodo della reattività nulla. Incidentalmente, anche le misure di struttura fine sono risultate in ottimo accordo con quelle CEA.

Appendice A -

DATI E COSTANTI

Reticolo B1 B29.2

a_u = Raggio della barra di Uranio	=	1,46	cm
a_c = Raggio esterno della camicia	=	1,566	cm
c = Raggio del canale	=	3,5	cm
b = Raggio della cella avvelenata	=	12,63785	cm
d = Lato della cella	=	22,4	cm
V_u = Volume dell'Uranio	=	391,75	cm ³
V_{c_1} = Volume della camicia di Al	=	58,95	cm ³
V_{c_2} = Volume equivalente degli "end-caps"	=	10,6028	cm ³
V_c = Volume equivalente totale di Al	=	69,5523	cm ³
V_m = Volume del moderatore	=	27,796	cm ³
V_{tot} = Volume totale della cella	=	30,105,6	cm ³
l_u = Lunghezza barra	=	58,5	cm
l_{el} = Lunghezza elemento	=	60	cm
δ_u = Densità Uranio	=	18,94	gr/cm ³
δ_m = Densità moderatore	=	1,700	gr/cm ³
δ_n = Densità camicia	=	2,699	gr/cm ³
$N_{U^{235}}$ = N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di U ²³⁵	=	3,4494.10 ⁻⁴	
$N_{U^{238}}$ = N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di U ²³⁸	=	4,76019.10 ⁻²	
N_{Al} = N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di Al	=	6,02723.10 ⁻²	
N_c = N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di C	=	8,528309.10 ⁻²	

$\sigma_a^{U^{235}}$	= Sezione d'assorbimento dell' U^{235} a 2200 m/sec	= 680,5	barns
$\sigma_a^{U^{238}}$	= Sezione d'assorbimento dell' U^{238} a 2200 m/sec	= 2,72	barns
$\sigma_a^{Pu^{239}}$	= Sezione d'assorbimento del Pu^{239} a 2200 m/sec	= 1026,7	barns
$\sigma_f^{U^{235}}$	= Sezione di fissione dell' U^{235} a 2200 m/sec	= 579,9	barns
$\sigma_f^{Pu^{239}}$	= Sezione di fissione del Pu^{239} a 2200 m/sec	= 740,6	barns
σ_a^U	= Sezione di assorbimento dell' U na= turale a 2200 m/sec	= 7,5856	barns
σ_a^C	= Sezione di assorbimento dell' Al^{26} a 2200 m/sec	= 0,2301	barns
σ_a^m	= Sezione di assorbimento del modera <u>a</u> tore a 2200 m/sec (senza aria)	= $3,7936 \cdot 10^{-3}$	barns
σ_a^{Cu}	= Sezione di assorbimento del rame a 2200 m/sec	= 3,79	barns
L_m	= Lunghezza di diffusione del modera <u>a</u> tore	= 54	cm
L_U	= Lunghezza di diffusione dell' U	= 1,38	cm

Reticolo B1 T5

a_v^i	= Raggio interno della barra di Uranio	= 1,5 cm
a_v^e	= Raggio esterno della barra di Uranio	= 2,5 cm
a_c^i	= Raggio interno della camicia	= 2,52 cm
a_c^e	= Raggio esterno della camicia	= 2,72 cm
c	= Raggio del canale	= 3,5 cm
b	= Raggio della cella cilindrica equivalente	= 12,63785 cm
d	= Lato della cella	= 22,4 cm
V_u	= Volume dell'uranio	= 735,132 cm ³
V_{c1}	= Volume della camicia di Al	= 197,543 cm ³
V_{c2}	= Volume equivalente dei tappi	= 39,27 cm ³
V_c	= Volume equivalente totale di Al	= 236,813 cm ³
V_m	= Volume del moderatore	= 27,796 cm ³
$V_{t,t}$	= Volume totale della cella	= 30,105,6 cm ³
l_u	= Lunghezza barra	= 58,5 cm
l_{el}	= Lunghezza elemento	= 60 cm
δ_u	= Densità uranio	= 18,94 gr/cm ³
δ_m	= Densità moderatore	= 1,7 gr/cm ³
$N^{U^{235}}$	= N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di U ²³⁵	= 3,44940.10 ⁻⁴
$N^{U^{238}}$	= N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di U ²³⁸	= 4,76019.10 ⁻⁴
N^m	= N° di atomi per cm ³ .10 ⁻²⁴ di C	= 8,528309.10 ⁻²
$\sigma_a^{U^{235}}$	= Sezione di assorbimento dell'U ²³⁵ a 2200 m/sec	= 680,5 barns
$\sigma_a^{U^{238}}$	= Sezione di assorbimento dell'U ²³⁸ a 2200 m/sec	= 2,72 barns

$\sigma_a^{Pu^{239}}$	= Sezione di assorbimento del Pu^{239} a 2200 m/sec	= 1026,7	barns
$\sigma_f^{U^{235}}$	= Sezione di fissione dell' U^{235} a 2200 m/sec	= 579,9	barns
$\sigma_f^{Pu^{239}}$	= Sezione di fissione del Pu^{239} a 2200 m/sec	= 740,6	barns
σ_a^U	= Sezione di assorbimento dell' U naturale a 2200 m/sec	= 7,5856	barns
σ_a^m	= Sezione di assorbimento del moderatore a 2200 m/sec (senz'aria)	= $3,7936 \cdot 10^{-3}$	barns
σ_a^{1m}	= Sezione di assorbimento del moderatore a 2200 m/sec (con aria)	= $3,9833 \cdot 10^{-3}$	barns
σ_a^{Cu}	= Sezione di assorbimento del rame a 2200 m/sec	= 3,79	barns
Σ_a^{cam}	= Sezione di assorbimento macroscopica della camicia di Al	= 0,013870	cm^{-1}
Σ_a^{tappi}	= Sezione di assorbimento macroscopica dei tappi di Magnox	= 0,00292	cm^{-1}
L_m	= Lunghezza di diffusione del moderatore	= 54	cm
L_U	= Lunghezza di diffusione dell'Uranio	= 1,38	cm

Appendice B -

DESCRIZIONE DEI RETICOLI E DELLE ATTREZZATURE
AUSILIARIE.

Reticolo di Latina.

La porzione di reticolo installata nella cavità sperimentale dell'RB-1 contiene nove canali ricavati in mattoni di grafite di purezza nucleare, provenienti da Latina, ognuno dei quali ospita tre elementi di combustibile sovrapposti del tipo MK1 del reattore di Latina (fig. 1). Lo "stack" di mattoni di grafite ha le seguenti dimensioni principali: sezione 60x60 cm, altezza 300 cm, ed è visibile, montato nella cavità sperimentale dell'RB1, in fig. 2.

I mattoni sono fra di loro collegati, in direzione assiale mediante un incastro a bicchiere, ed in direzione trasversale per mezzo di chiavette. Tali collegamenti sono leggermente laschi per agevolare le operazioni di montaggio e smontaggio dell'insieme.

La colonna centrale dello "stack" è a sezione decrescente dall'alto verso il basso per permettere l'estrazione dei mattoni di grafite relativi alla sezione di prova ed assicurare nel contempo il necessario appoggio ai mattoni sovrastanti.

La sezione di prova è stata realizzata in due modi differenti: con due mattoni di altezza 245 mm per la misura di f , con un solo mattone di

altezza 490 mm per le misure di reattività col metodo di confronto col vuoto.

Tali mattoni sono stati ricavati da un mattone del reticolo di Latina, previa determinazione accurata della densità eseguita su provini cilindrici ricavati dai terminali del mattone ed eliminazione delle scanalature con l'inserzione di forza di listelli di grafite della stessa provenienza.

Le superfici di contatto dei due mattoni di altezza 245 mm non presentano il collegamento a bicchiere in quanto sono utilizzate come sedi per il posizionamento dei rivelatori.

La sistemazione di tali rivelatori è illustrata in fig. 4.

Sulle superfici di testa del mattone di altezza 490 mm sono state ricavate quattro scanalature per l'ancoraggio delle strisce di rame, necessarie per l'avvelenamento della cella (fig. 5). Tali strisce, nel numero di otto, vengono sistemate sulle superfici laterali del mattone in senso longitudinale. La variazione della quantità di rame, in grammi, viene ottenuta variando opportunamente la larghezza di dette strisce.

Per quanto riguarda gli elementi di combustibile, nello "stack" sono inseriti 26 elementi standard MK1 di Latina. Per la sezione di prova sono stati previsti due tipi di elementi di combustibile speciali necessari per le misure che si vogliono effettuare.

Per le misure di f è stato realizzato un elemento tipo Latina costitui

to da una camicia standard completa di terminali, con testa asportabile, nella quale vengono inseriti tre spezzoni di barra di uranio di La tina rispettivamente delle dimensioni 456,3 mm, 50 mm, 406,3 mm.

Sulle superfici di testa dello spezzone da 50 mm sono ricavate le sedi per la sistemazione dei rivelatori. Lo spezzone da 50 mm è stato realizzato per semplificare le operazioni di manipolazione connesse con l'estrazione dei rivelatori irraggiati.

Per le misure di confronto col vuoto è stato realizzato uno spezzone di elemento di 490 mm di lunghezza. Tale spezzone è provvisto di un terminale di magnox il cui peso è stato determinato in modo che il suo as sorbimento sia uguale alla metà dell'assorbimento complessivo dei due terminali dell'elemento standard.

Le operazioni di estrazione della sezione di prova vengono eseguite con l'ausilio di un attrezzo a espansione. Durante la successiva fase di mi sura l'elemento di combustibile sovrastante la cella centrale di prova viene sorretto da un dispositivo di sostegno a gancetti e provvisto di una sicurezza per evitare la caduta dell'elemento.

Reticolo di Brookhaven.

L'insieme sperimentale installato nella cavità del reattore riproduce una porzione del reticolo di Brookhaven. Esso contiene nove canali di diametro $\varnothing = 6,75$ cm ricavati in mattoni di grafite di purezza nucleaa re di dimensioni 20 cm x 20 cm x 20 cm. Ognuno degli otto canali pe=

riferici ospita un elemento di combustibile costituito da una barra di uranio del diametro di 2,54 cm e della lunghezza di 200 cm incamiciata con alluminio. Tale elemento porta alle estremità due tappi di alluminio filettati internamente per la connessione alla camicia cilindrica e tre alette sulla superficie esterna per il centraggio rispetto al canale e la coassialità degli elementi sovrapposti. Questi elementi di combustibile sono stati centrati rispetto alla mezzeria della cella di misura.

Lo stack di mattoni di grafite ha le seguenti dimensioni principali : sezione 60 cm x 60 cm, altezza 300 cm, ed è illustrato nel disegno di fig. 11.

La sezione di prova è stata realizzata in due modi differenti: con un mattone di altezza 20 cm e tre mattoni di altezza 10 cm, per la misura di k ; con due mattoni di altezza 20 cm ed uno di altezza 10 cm per le misure di reattività con il metodo di confronto col vuoto.

Su una delle due facce di un mattone di altezza 10 cm sono state ricavate le sedi per il posizionamento dei rivelatori.

I tre spezzoni di grafite sono collegati e resi solidali da un manicotto cilindrico di grafite introdotto di forza nel canale che viene realizzato di diametro leggermente maggiore, in modo da non alterare le caratteristiche geometriche del reticolo. Sulla superficie di testa del mattone così ottenuto vengono ricavate 4 scanalature per l'ancoraggio delle strisce di rame, necessarie per l'avvelenamento della cella.

Tali strisce, in numero di 8, vengono sistemate sulle superfici laterali del mattone in senso longitudinale. La variazione della quantità di rame, in grammi, si ottiene variando opportunamente la larghezza di dette strisce.

Per la sezione di prova è previsto un elemento di combustibile della lunghezza di 50 cm, contenente due spezzoni di barra di uranio della lunghezza di 20 cm e due spezzoni della lunghezza di 5 cm. Su una delle due superfici di testa dello spezzone da 5 cm sono ricavate le sedi per la sistemazione dei rivelatori secondo lo schema riportato in fig. 11 bis. Gli spezzoni da 5 cm sono stati realizzati per semplificare le operazioni di manipolazione connesse con l'estrazione dei rivelatori irraggiati.

Le operazioni di estrazione della sezione di prova vengono eseguite con l'ausilio di un opportuno attrezzo a espansione.

Durante la successiva fase di misura in cui la cavità di misura è vuota, la serie di mattoni sovrastanti e l'elemento di combustibile relativo vengono sostenuti da un dispositivo a tiranti realizzato con tendini introdotti in fori appositamente praticati nei mattoni di grafite e terminanti nella parte inferiore con piastre di riscontro. Questo dispositivo consente l'introduzione e l'estrazione in blocco della colonna di grafite di 130 cm di altezza (v. fig. 11 bis) e dell'elemento di combustibile relativo.

Reticolo B1 B29.2

Il reticolo B1 B29.2, come illustrato in fig. 20, contiene nove canali di diametro $\phi = 70$ mm ottenuti, ad eccezione della cella campione, introducendo tre camicie cilindriche di grafite nei fori di diametro $\phi = 140$ mm praticati in mattoni di grafite standard di dimensioni 192 mm x 192 mm x 1110 mm. Le camicie hanno nell'ordine le seguenti dimensioni: ϕ 140/110 mm, 110/90 mm, 90/70 mm.

Il reticolo ha un passo di 224 mm ottenuto inserendo tra i mattoni standard delle piastre di grafite di mm 32 di spessore.

Le dimensioni principali di ingombro dell'insieme sono: sezione 640 mm x 640 mm, altezza mm 2220 in corrispondenza degli otto canali periferici, altezza mm 2820 per la colonna centrale, che contiene in più rispetto alle colonne periferiche la sezione di prova di altezza 600 mm.

Tale reticolo è contenuto assialmente tra due riflettori di grafite in modo da riempire completamente la cavità sperimentale dell'RB1 che ha un'altezza di mm 3000. Il riflettore superiore è attraversato da nove canali che hanno lo scopo di consentire l'accesso ai canali del reticolo in prova.

Ognuno degli otto canali periferici del reticolo ospita un elemento di combustibile costituito da sette barre standard di uranio del diametro $\phi = 29,2$ mm e della lunghezza di 292,5 mm infilate in un tubo di alluminio della lunghezza di 2106 mm.

Nel canale centrale, sopra e sotto la cella campione, è sistemato un elemento di combustibile costituito da tre barre di uranio standard infilate in un tubo di alluminio.

La cella campione di altezza 600 mm ospita un elemento di combustibile costituito da due barre standard nelle quali sono previste le sedi per i rivelatori.

La cella campione è realizzata in due modi differenti: con un mattone di altezza 600 mm o con un mattone di altezza 300 mm più due mattoni di altezza 150 mm.

Per le misure di reattività con il metodo di confronto col vuoto viene utilizzato il mattone di altezza 600 mm, per le misure di k gli altri tre spezzoni.

Tali mattoni hanno una sezione di mm 224 x mm 224 ottenuta fissando sulle quattro facce laterali del mattone standard piastre di grafite di mm 16 di spessore.

Il mattone di grafite sovrastante la cella campione ha una struttura complessa ed una sezione di mm 256 x mm 256 ottenuta fissando due piastre di mm 16 di spessore sulle superfici laterali del mattone standard.

Le operazioni di estrazione della sezione di prova vengono eseguite con l'ausilio di un attrezzo ad espansione del tipo già illustrato nei precedenti paragrafi.

Quando la sezione di prova viene estratta il mattone di grafite sovrastante la cella poggia su una struttura quadrata di grafite dello spessore di mm 16 che foderà la cella campione.

Reticolo B1 T5 .

Il reticolo B1 T5, illustrato in fig. 40, è sostanzialmente identico al reticolo B1 B29.2, per quel che si riferisce alle caratteristiche geometriche ed alla sistemazione della struttura di grafite.

Il reticolo contiene 9 canali di diametro $\phi = 70$ mm. Ognuno degli otto canali periferici ospita quattro elementi di combustibile T5 sistemati in modo simmetrico rispetto alla mezzeria dello stack di grafite ($h = 1500$ mm). L'elemento di combustibile T5 è costituito da un tubo di uranio del diametro interno $\phi_i = 30$ mm e del diametro esterno $\phi_e = 50$ mm, della lunghezza di 292,5 mm, infilato in una guaina cilindrica di alluminio chiusa alle estremità da due fondelli di cui uno smontabile. L'elemento di combustibile assemblato ha quindi le seguenti dimensioni di ingombro: diametro 54,4 mm, lunghezza 300 mm. Il centraggio dell'elemento rispetto al canale è realizzato attraverso due manicotti di grafite solidali all'elemento. Negli otto canali periferici, sotto e sopra il gruppo di elementi T5, sono inoltre sistemate una lamina di combustibile MTR di uranio arricchito al 20% e due barre della zona buffer dell'RB1 con spezzone centrale vuoto (per la disposizione v. figg. 37,38,39).

Il canale centrale ospita otto elementi di combustibile T5 disposti simmetricamente rispetto alla mezzeria dello stack. I due elementi della cella campione possono essere di tipo standard o di tipo speciale con ricavate sul tubo di uranio le sedi per la sistemazione dei rivelatori in corrispondenza della mezzeria.

Le operazioni di estrazione della sezione di prova sono analoghe a quelle già descritte per il reticolo B1 B29.2.

I tre elementi di combustibile sovrastanti la cella campione sono resi solidali, ai fini dell'estrazione, al mattone di grafite, mediante graffatura a quest'ultimo dell'elemento di combustibile inferiore.

Appendice C -

DESCRIZIONE DEL REATTORE RB1

C.1 Contenitore.

Il reattore RB1 è stato progettato e costruito per misurare i parametri nucleari, essenzialmente il fattore di moltiplicazione in finita, di reattori termici.

Tale reattore è sistemato nell'interno di un contenitore atto a consentirne il funzionamento in depressione ed a schermare l'am=
biente circostante (fig. 50). Il contenitore è realizzato in due parti, una metallica ed una in calcestruzzo armato. La parte me=
tallica è costituita da un recipiente cilindrico di lamiera di 8 mm di spessore, altezza 531 cm e diametro interno 340 cm. Il ci=
lindro è irrigidito esternamente da un doppio ordine di travi a T saldate alla lamiera. La parte in calcestruzzo è formata da un getto di calcestruzzo armato avente lo spessore di 60 cm.

Il contenitore è chiuso a tenuta con O-ring mediante un coperchio di 26 cm di spessore formato da 6 travi circolari concentriche e 12 travi radiali alle quali sono saldate, inferiormente, una la miera di 8 mm di spessore e superiormente una lamiera striata di 4 mm di spessore.

La pressione nell' interno del contenitore metallico può essere

fatta variare nell'intervallo compreso fra 30 mmHg e la pressione atmosferica. Il contenitore stesso, collaudato fino ad una pressione di 0,03 atm, non è da considerarsi a perfetta tenuta. Infatti prove effettuate sulla capacità di tenuta del contenitore hanno fornito, a 10 mmHg, una salita di pressione di 1 mmHg in 30 ore a contenitore senza reattore.

C.2 Nocciolo del reattore.

C.2.1 - Il reattore RB1 (v. fig. 51 e 52) è costituito da due zone moltiplicanti cilindriche coassiali totalmente riflesse. La zona moltiplicante esterna è costituita da tre anelli concentrici di elementi combustibili, mentre la zona moltiplicante interna presenta caratteristiche dipendenti dal reticolo in esame da essa racchiuso. Nelle figg. 51 e 52 è mostrato schematicamente il reattore RB1 contenente nella zona moltiplicante interna 9 celle (20 cm x 20 cm) di un reticolo ad uranio naturale e grafite.

Dimensioni radiali :

- a) zona moltiplicante interna: raggio esterno 50 cm
- b) zona moltiplicante esterna: raggio interno 50 cm
raggio esterno 91,5 cm

raggio I anello di elementi : 617 mm

raggio II anello di elementi : 808 mm

raggio III anello di elementi : 910 mm

altezza delle due zone : 200 cm

C.2.2 - Il moderatore è costituito, nella zona moltiplicante esterna, da grafite di purezza nucleare del tipo A con una densità di circa 1,7 gr/cm³. Nella zona moltiplicante interna il tipo di moderatore dipende dal particolare tipo di reticolo in esame.

C.2.3 - Il riflettore, radiale ed assiale, è costituito dallo stesso tipo di grafite ed ha uno spessore di 50 cm. La grafite del moderatore e del riflettore poggia su una piastra di ferro posizionata mediante 6 cunei comandati a vite e forata in corrispondenza di 34 particolari posizioni di elementi di combustibile (v. elementi di combustibile).

C.3 Elementi di combustibile.

C.3.1 - Descrizione

Gli elementi di combustibile tipo RB1 sono costituiti da pastiglie di combustibile di UO₂ sinterizzato e pastiglie di moderatore, entrambe contenute in una camicia di alluminio. Le pastiglie di UO₂ arricchito e sinterizzato sono di due tipi:

- a) pastiglie arricchite al 20% in U²³⁵ $\begin{cases} \phi & 7 \text{ mm} \\ h & 13,2 \text{ mm} \end{cases}$
- b) pastiglie arricchite al 4 % in U²³⁵ $\begin{cases} \phi & 7 \text{ mm} \\ h & 15 \text{ mm} \end{cases}$

Le pastiglie di moderatore sono costituite da piccoli parallelepipedi di grafite (5x5x6,6 mm) e vengono intercalate alle pastiglie di UO₂ per poter cambiare il contenuto medio di U²³⁵ nell'elemento di combustibile.

La camicia di alluminio è costituita da tubi di anticorodal AC63 aventi $\phi_i = 8$ mm e $\phi_e = 10$ mm. A seconda del tappo di fondo di cui è fornita la camicia, gli elementi di combustibile si distinguono in:

- a) elementi di combustibile standard,
- b) elementi di combustibile con dispositivo fusibile.

Gli elementi di combustibile standard sono stati costruiti in tre spezzoni per permettere di avere uranio solo alle estremità in modo da poter avere una parte centrale del reattore con densità neutronica sensibilmente costante.

C.3.2 - Elementi di combustibile standard

Negli elementi di combustibile di questo tipo la chiusura di fondo è costituita da tappi di anticorodal fissati mediante spine elastiche. Ogni barra standard è costituita da 3 spezzoni diversi (superiore, centrale ed inferiore) collegati tra di loro mediante giunti a vite. Gli spezzoni ed i giunti sono tali per cui non è possibile alterarne la successione nella composizione dell'elemento; inoltre gli spezzoni di ciascun tipo sono tra loro intercambiabili.

C.3.3 - Elementi con dispositivo fusibile

Negli elementi con dispositivo fusibile la chiusura del fondo è costituita da due pastiglie di UO_2 al 20% fissate alle pareti interna della camicia mediante paraffina. Le barre sono costituite da due spezzoni uniti tra loro. E' stato adottato un simile montaggio in quanto, nel caso di fusione della paraffina, viene dimi-

nuito il tempo di permanenza del combustibile nella zona di massimo flusso durante lo svuotamento della barra.

C.3.4 - Identificazione delle barre

Per esigenze di contabilità e bilancio del combustibile ogni spez zone è contraddistinto da un numero di matricola di cinque cifre inciso sotto la fascietta che indica l'arricchimento. Per l'identificazione delle barre, per la compilazione delle mappe di caricamento del reattore e dei fogli giornalieri di esercizio, i tappi di testa sono colorati e numerati secondo un codice.

C.4 Dispositivi di controllo e sicurezza.

C.4.1 - Caratteristiche generali

Gli elementi del controllo di sicurezza e di regolazione del reat tore RB1 sono costituiti da :

- a) 1 sistema di svuotamento parziale di 24 elementi di combustibile muniti di dispositivo fusibile.
- b) 1 sistema di regolazione di pressione nell'interno del contenitore.
- c) 3 barre a bandiera; esse si inseriscono con moto radiale nel riflettore all'altezza della mezzaria del reattore (v. figg. 51 e 52).
- d) 3 barre a gravità; esse si inseriscono con moto di caduta libera verticale nella zona moltiplicante esterna in corrispondenza al II anello di elementi di combustibile (v. figg. 51 e 52).
- e) 3 barre a cremagliera ; esse si inseriscono con moto verticale comandato mediante motore nella zona moltiplicante esterna in

corrispondenza del III anello di elementi di combustibile (v. figg. 51 e 52).

C.4.2 Elementi di combustibile a dispositivo fusibile

Gli elementi di combustibile a svuotamento (v. 3-3) devono essere almeno in numero di 24 sempre inseriti negli appositi fori della corona interna della zona moltiplicante.

C.4.3 - Sistema di regolazione della pressione

Il sistema di regolazione della pressione all'interno del contenitore è automatico ed ha lo scopo di consentire una regolazione fine della reattività. La pressione può essere mantenuta ad un valore prefissato, con una precisione di $\pm 0,2$ mmHg, mediante l'uso di una pompa da 20 m³/h azionata da un servomeccanismo; una pompa da 250 m³/h è usata per effettuare il grosso dello svuotamento.

Il coefficiente di pressione, per assemblaggi del reattore con reticoli ad uranio naturale e grafite, è dell'ordine di 1 pcm/mmHg.

Il riempimento del contenitore viene effettuato mediante comando automatico di apertura di elettrovalvola; il tempo massimo di riempimento è dell'ordine di 10 minuti.

C.4.4 - Barre a bandiera

Ciascuna barra a bandiera è costituita da una struttura in ferro tubolare alla cui estremità è fissata una lastra di cadmio stretta a sandwich fra due lastre di alluminio. Le forme e le dimen-

sioni del sandwich sono state progettate per ottenere la massima efficienza compatibile con l'ingombro. La barra è collegata all'ancora di un elettromagnete la cui diseccitazione comanda lo "scram"; il tempo di inserimento è dell'ordine di 0,45 sec. Un opportuno sistema meccanico rende possibile l'inserimento lento e l'estrazione che si effettuano separatamente per ogni barra. L'efficienza delle barre a bandiera è funzione del tipo di caricamento del reattore; per un caricamento standard la loro efficienza complessiva è dell'ordine di 1000 pcm.

C.4.5 - Barre a gravità

Ciascuna barra a gravità è costituita da un tubo di acciaio cadmiato, da una incamiciatura esterna di guida e da un sistema di ripescamento. Il tubo di acciaio ($\phi_e = 40$ mm), ricoperto di uno spessore di cadmio di 0,7 mm, è riempito di paraffina borata per aumentare l'efficienza di assorbimento ai neutroni epitermici. All'estremità superiore del tubo è fissato un cilindro di ferro a basso magnetismo residuo che ha funzione di ancora dell'elettromagnete di ripescamento. Il tubo di acciaio scorre entro un tubo di alluminio ($\phi_i = 22$ mm) posizionato in corrispondenza del II anello di elementi di combustibile. L'efficienza delle tre barre è funzione del tipo di caricamento del reattore; per un caricamento standard essa è dell'ordine di 2000 pcm.

C.4.6 - Barre a cremagliera

Ciascuna barra a cremagliera è costituita da una lastra di Cd stretta a sandwich fra due lastre di acciaio delle stesse di-

ensioni (15 x 120 x 0,1 cm). Esse possono essere inserite nel core mediante l'azione di un motore; tali barre pertanto non sono di sicurezza ma solo di regolazione. La loro efficienza è dell'ordine di 300 pcm.

Appendice D -

PROCEDIMENTO SPERIMENTALE PER LE MISURE
DI PERIODO.

D.1 Considerazioni sulle misure di reattività e sulla riproducibi-
lità della misura.

D.1.1 - Breve descrizione della catena di conteggio

La catena di conteggio è composta da un contatore proporzionale a BF_3 , da un amplificatore, da una scala di conteggio e da un timer. Tale timer comanda la scala e cioè ad intervalli regolari inizia il conteggio, lo arresta, azzerla la scala, inizia un altro conteggio, e così via.

D.1.2 - Considerazioni sul transitorio iniziale e sul tempo di attesa.

Immediatamente dopo lo step di reattività il periodo non è stabile, ma diventa stabile in corrispondenza dell'annullarsi asintotico dei termini dovuti alle radici negative dell'esperienza inhour. Il tempo necessario affinché il periodo istantaneo raggiunga il suo valore asintotico, e quindi si possa incominciare il conteggio, è stato determinato prendendo una serie di conteggi iniziati subito dopo lo step e togliendo successivamente i primi punti.

Il periodo per ogni punto tolto diminuisce finchè si è in presenza del transitorio iniziale. Quando si raggiunge il periodo

asintotico, invece, togliendo i primi punti il periodo ottenuto non diminuisce uniformemente, ma è costante entro gli errori statistici.

Si è visto che un tempo d'attesa di circa 3 minuti è sufficiente.

D.1.3 - Elaborazione dei dati sperimentali per ottenere il periodo e la reattività.

I tempi ed i conteggi vengono elaborati con il programma CDL-2.

Le operazioni fatte sono le seguenti :

- a) i conteggi vengono corretti per il tempo morto della catena di conteggio;
- b) vengono fatti i logaritmi dei conteggi veri ottenendo così le ordinate per un fit lineare che ha per ascisse i tempi;
- c) si fa il best-fit, e si trova la pendenza della retta e quindi il periodo;
- d) si calcolano gli scarti tra i punti sperimentali e la retta trovata;
- e) successive iterazioni vengono eseguite dal programma rifacendo il fit con tutti i punti meno quello che nell'iterazione precedente ha dato lo scarto massimo. In tal modo si eliminano gli errori dovuti a disturbi accidentali entrati nelle catene di conteggio e gli errori banali di trascrizione o di perforazione dei conteggi. In genere vengono eseguite 3 iterazioni;
- f) noto il periodo, il programma calcola la reattività risolvendo l'esperienza "inhour". Per la vita media dei neutroni

pronti, 1, si è preso il valore $1,6 \cdot 10^{-3}$ (Rapporto interno Doc. CEC 50). Le costanti relative ai neutroni ritardati β_i, λ_i sono quelle dell' U^{235} ricavate da G.R. Keepin - Neutron Data for Reactor Kinetics - Nucleonics 20,8, 150 (1962).

D.1.4 - Misura del tempo morto della catena di conteggio

I conteggi letti sulla scala devono essere corretti per il tempo morto delle catene di conteggio. Questo è stato determinato facendo una misura di periodo molto lunga e con molti punti in modo d'avere una buona precisione statistica e facendo diversi fit con diversi tempi morti. Il tempo morto della catena di conteggio è quello per cui è minima la dispersione dei punti sperimentali attorno alla retta "best-fit". Si è trovato $\tau = 1,14 \mu s$.

D.1.5 - Confronto tra misure eseguite con due diverse catene di conteggio.

Sono state fatte alcune misure di reattività con due catene di conteggio separate e le due serie di dati sperimentali sono state elaborate separatamente. Si ottengono così due valori di reattività che si riferiscono alla stessa situazione fisica. La differenza tra questi due valori dà un'idea dell'errore connesso ad una singola misura di reattività e dovuto alle fluttuazioni statistiche e all'elettronica.

In una serie di 20 misure si è trovato che l'errore medio è 0,07 pcm.

D.1.6 - Riproducibilità di situazioni proprie del reattore

L'errore sulle misure di reattività è inferiore all'errore dovuto alla non perfetta ripetibilità delle misure. Questa è dovuta alle piccole differenze nell'assemblaggio meccanico del reticolo ed alle piccole differenze di temperatura che possono esserci tra una misura e l'altra.

In una serie di 10 misure si è trovato che la reattività sta entro il valore medio entro $\pm 0,3$ pcm.

D.2 Misure di reattività.

D.2.1 - Il metodo adottato per la determinazione del K_{∞} , "metodo della reattività nulla", si basa essenzialmente su misure di reattività che costituiscono pertanto il punto fondamentale di tutta l'esperienza.

Sono quindi state prese notevoli precauzioni per la standardizzazione delle misure e per la riproducibilità delle medesime, come verrà descritto in dettaglio nei punti successivi.

D.2.2 - Misure di reattività

Le reattività vengono determinate misurando il periodo asintotico del reattore sovracritico; il periodo asintotico viene a sua volta determinato dall'andamento nel tempo del conteggio di un contatore proporzionale a BF_3 .

Le operazioni che si eseguono per una misura di periodo sono le seguenti:

- a) si estraggono le barre di controllo e si lascia che il flusso raggiunga valori misurabili con il BF_3 ;

- b) si inserisce una barra a bandiera per rendere il reattore sottocritico e si porta la pressione al valore stabilito per la misura;
- c) si dà lo "step" di reattività estraendo la barra a bandiera precedentemente inserita, portando così il reattore sopracritico del ΔK_{eff} che si vuole misurare;
- d) si attende qualche minuto, affinché il periodo raggiunga il suo valore asintotico, cioè si siano smorzati i transitori iniziali;
- e) si inizia il conteggio dopo aver fissato su un timer i vari intervalli di tempo necessari per le singole operazioni;
- f) i dati sperimentali vengono elaborati per ottenere il periodo asintotico e, da questo, la reattività mediante la formula "inhour".

Le reattività misurate sono generalmente comprese nell'intervallo tra 10 e 50 pcm.

Appendice E -

PROCEDIMENTO SPERIMENTALE PER LE MISURE DI
INDICI SPETTRALI.

E.1 Procedimento sperimentale per la misura dei rapporti al Cadmio dei
rivelatori oro manganese rame.

Per le misure di rapporto al Cd del manganese oro e rame si sono effettuati, per ogni configurazione, due irraggiamenti: uno con fogli nudi ed uno con gli stessi fogli caricati nelle identiche posizioni, ricoperti di Cd. L'intercalibrazione dei rivelatori e dei contenitori di Cd è descritta più oltre.

Si sono presi gli stessi fogli allo scopo di non affliggere i risultati di un ulteriore errore dovuto al fattore di intercalibrazione dei fogli.

La potenza e la durata dell'irraggiamento sono state scelte in modo di disporre sia nel caso dei fogli nudi che nel caso dei fogli ricoperti di Cd, della stessa statistica di conteggio. In entrambi gli irraggiamenti, si sono messi quattro fogli nudi sempre nella stessa posizione onde poter normalizzare le misure dei due irraggiamenti successivi.

Le misure dei rivelatori di Mn sono state effettuate mediante una catena di conteggio CEA, costituita da due fotomoltiplicatori af=

facciati simmetricamente su un disco di piombo, su cui vengono posti i rivelatori, da due preamplificatori, un amplificatore, un discriminatore ed una scala di conteggio. Un dispositivo automatico registra sia i conteggi a tempo predeterminato che i tempi di inizio e fine di ogni misura.

Per limitare la possibilità di deriva della catena tale apparecchiatura era dotata di un dispositivo che permetteva di controllare le variazioni totali di amplificazione, verificando lo spostamento del picco del Cs^{137} col metodo delle due finestre posizionate in modo simmetrico sui fianchi del picco stesso.

Ciò si ottiene per mezzo di due discriminatori indipendenti (selettori di canale n. 10 in fig. 53) ciascuno dei quali fissa la posizione e l'ampiezza di una delle due finestre. I segnali uscenti dai due discriminatori vengono inviati ai due ingressi di un galvanometro differenziale, dopo integrazione. Il sistema viene tarato inizialmente in modo che il galvanometro sia in posizione di zero. La correzione della deriva consiste nel variare l'alta tensione dei fototubi in modo da riportare a zero la lettura del galvanometro.

Il controllo veniva effettuato ogni due ore.

L'attività dei rivelatori di oro e di rame è stata invece misurata con una catena di conteggio costruita presso i Laboratori del CNEN composta da uno scintillatore NaI $\frac{13''}{4} \times 1\frac{1}{2}$ visto da un fotomoltiplicatore EMI 6097 B, un amplificatore lineare, un discriminatore

integrale ed una scala di conteggio. Ciascun rivelatore era posto in un cambia-campioni automatico; un temporizzatore programmatore posizionava successivamente i rivelatori sotto la testa di misura e dava inizio al conteggio.

Il rapporto al Cd misurato in ogni punto è dato da:

$$RCd_i = \frac{B_i / a}{(B_i^+ / \gamma_k) a^+}$$

dove

- B_i sono le attività dei fogli nudi riportate al tempo zero;
 B_i^+ le attività dei fogli ricoperti in Cd riportate al tempo zero;
 a l'attività totale dei quattro fogli campioni riportata al tempo zero di B_i ;
 a^+ l'attività totale dei quattro fogli campioni irraggiati nudi nell'irraggiamento dei fogli con Cd, riportata allo stesso tempo zero di B_i^+ ;
 γ_k il fattore di intercalibrazione dei contenitori in Cd.

E.2 Procedimento sperimentale per la misura degli indici Pu/U.

I fogli di uranio e plutonio si presentano sotto forma di dischetti di 7 mm di diametro e sono avvolti in un involucro di alluminio per evitare perdite di materiale fissile o contaminazione. Lo spessore totale dei campioni è di circa 0,50 mm per U e 0,35 mm per Pu. Le coppie di Pu/U sono state irraggiate in un flusso di circa

10^8 n/cm² sec per la durata di 1 ora.

L'attività dei prodotti di fissione è stata misurata mediante due catene di conteggio CEA per raggi γ , precedentemente menzionate.

La misura dell'attività dei rivelatori veniva iniziata circa due ore dopo la fine dell'irraggiamento e durava 5 ore. Su una stessa catena si contavano alternativamente per 2'30" il rivelatore U e il rivelatore Pu di una stessa coppia.

Se N_{Pu}^i e N_U^{i+1} sono i conteggi successivi il rapporto Pu/U è dato dalla formula

$$\frac{Pu}{U} = \frac{N_{Pu}^i + N_{Pu}^{i+1}}{2N_U}$$

Il rapporto dei conteggi Pu/U varia in modo regolare e riproducibile in funzione del tempo dopo la fine dell'irraggiamento ed è praticamente costante entro le 3 e le 6 ore (fig. 54).

Si definisce quindi come indice di spettro Pu/U la media dei valori ottenuti in questo pianerottolo.

Nei nostri calcoli non si è tenuto conto di alcuna correzione per il fondo proprio dei rivelatori e per il tempo morto ed il fondo della catena, perchè influivano poco sul valore finale del rapporto (circa 2%).

Poichè l'efficienza delle due catene disponibili non è la medesima, le coppie Pu/U sono state contate sempre sulle stesse catene usate per la loro calibrazione.

L'attività delle coppie Pu/U nello spettro in studio va normalizzata allo spettro termico. Per tale normalizzazione rimaniamo oltre (F.3).

Appendice F -

INTERCALIBRAZIONE DEI RIVELATORI

I rivelatori di oro e rame sono stati intercalibrati in peso, quelli di manganese invece sono stati intercalibrati in attività γ come descritto nel paragrafo seguente.

F.1 Intercalibrazione dei fogli di manganese.

F.1.1 - L'intercalibrazione è stata effettuata irraggiando i fogli in uno stesso flusso e confrontandone le attività indotte. Per ragioni tecniche, i fogli sono stati suddivisi in due serie che sono state intercalibrate in tempi successivi.

Gli irraggiamenti sono stati eseguiti nel reattore RB2, irraggiando contemporaneamente 28 fogli equidistanti posti in opportune sedi ricavate in un disco di perspex che è stato fatto ruotare alla velocità di circa 60 giri al minuto. La zona di irraggiamento è stata scelta nel riflettore superiore a circa 15 cm sopra l'estremità degli elementi di combustibile dove si aveva un valore di rapporto al cadmio dell'ordine di 35. La potenza nominale ed il tempo di irraggiamento (6 Watt, 30') sono stati scelti in modo che il conteggio dei fogli contati per primi fosse compatibile con il potere risolutivo della catena di conteggio impiegata. L'attività dei rivelatori è stata misurata mediante le catene di conteggio automatiche C.E.A.

I fogli più attivi hanno contato circa 2000 impulsi al secondo ed il

tempo di misura è stato fissato in modo che ogni rilevazione desse un risultato dell'ordine di 200.000 impulsi.

Un conteggio massimo di $2 \cdot 10^3$ imp/sec ha richiesto correzioni per il tempo morto della catena (circa $6 \mu\text{sec}$) dell'ordine dell'1‰.

Il valore di conteggio per ogni singola misura è stato determinato dalla precisione con cui si volevano effettuare le misure; si è cioè fissato di avere un errore statistico sulla singola misura uguale a qualche unità per ‰, essendo questo l'ordine di grandezza della precisione richiesta sul fattore di intercalibrazione di ogni foglio.

F.1.2 - L'intercalibrazione dei 50 fogli è stata eseguita in due serie successive. In ciascuna serie si sono riferite le attività di ciascun foglio ad un gruppo di 6 di essi scelti come campione, effettuando cinque irraggiamenti successivi a distanza di 24 ore uno dall'altro, senza attendere cioè che i fogli fossero completamente decaduti perchè:

- dato il valore del tempo di dimezzamento del Mn (2,58 h), a distanza di 24 ore l'attività di ogni foglio risulta ridotta di un fattore dell'ordine di 10^{+3} ;
- in ogni rapporto (foglio in esame su foglio campione) tale effetto compare come un fattore costante al numeratore e al denominatore rendendo indipendente da esso il fattore di intercalibrazione che deve venire determinato.

Tra la fine della prima fase e l'inizio della seconda, si sono la

sciati decadere i sei fogli campioni per più di 48 ore in modo che l'attività residua risultasse inferiore di un fattore di 10^{+6} alla attività indotta alla fine dell'irraggiamento precedente.

Il fondo della catena veniva misurato all'inizio e alla fine di cia scuna serie di misure.

F.1.3 - Elaborazione dei dati

I dati sperimentali sono stati elaborati nel seguente modo:

- Calcolo dell'attività al tempo zero. I conteggi sono stati corretti per il fondo e per il tempo morto τ della catena; le attività sono state tutte riportate ad un tempo zero prescelto. Le formule impiegate sono le seguenti:

$$C_{ij} = \frac{n_{ij}}{1 - \frac{n_{ij}}{\Delta t_{ij}} \tau} - \text{fondo}$$

$$A(0)_{ij} = \frac{\lambda C_{ij} e^{\lambda t_{ij}}}{1 - e^{-\lambda \Delta t_{ij}}}$$

dove

$A(0)_{i,j}$ è l'attività al tempo zero del rivelatore i nella j-esima serie di misure;

$t_{i,j}$ è il tempo in cui è stata iniziata la misura dell' i-esimo foglio nella j-esima serie, contato a partire dal tempo zero;

$n_{i,j}$ è il numero di impulsi contati dell'i-esimo foglio nella j-esima serie.

Il valore del tempo zero è stato scelto arbitrariamente (praticamente coincidente con la fine dell'irraggiamento), in quanto un eventuale errore sul valore di λ (noto con una precisione di circa il 4%), influenza i risultati indipendentemente dall'origine dei tempi, poichè questo valore interviene nel fattore di intercalibrazione secondo la seguente formula:

$$f = \frac{A(t)_i}{A(t)_c} = \frac{A_i e^{\lambda t_i}}{A_c e^{\lambda t_c}} = \frac{A_i}{A_c} e^{\lambda (t_i - t_c)}$$

Prendendo il logaritmo dei due membri della suddetta formula e differenziando rispetto a λ si ha l'errore percentuale di f dovuto all'errore con cui è noto λ :

$$\left(\frac{\Delta f}{f} \right)_{\lambda} = (t_i - t_c) \Delta \lambda$$

che risulta proporzionale all'intervallo di conteggio fra i fogli campione ed il foglio in esame.

Onde ridurre questo contributo, si è minimizzato $(t_i - t_c)$ effettuando una misura dei fogli campione all'inizio e alla metà di ogni serie di conteggi e riferendo tutte le misure al valore dei fogli campione contati nel tempo immediatamente precedente. In questo modo l'errore su f , dovuto alla imprecisione di λ , va da un massimo di 1,8% ad un minimo di 0,9%; col successivo sistema delle medie si è potuto constatare che tale incertezza risulta notevolmente ridotta.

- Calcolo del fattore di intercalibrazione f_i dei singoli fogli.
Considerando ad es. il primo gruppo di 28 fogli, con cinque irraggiamenti e tre serie di misure per ogni irraggiamento, è quindi: $i = 1, 2, \dots, 28$; $j = 1, 2 \dots n$.

Essendosi assunta come campione la somma delle attività dei primi sei fogli, il nostro metodo di calibrazione si può esprimere con le seguenti formule:

$$f_{ij} = \frac{A(0)_{ij}}{\sum_1^6 A(0)_{ij}} \qquad \bar{f}_i = \frac{\sum_1^n f_{ij}}{n}$$

I fattori di intercalibrazione da noi ottenuti sono affetti da un errore non superiore all'1,5%.

NB - Nella sommatoria compaiono solo i valori che si discostano per oltre 3σ dal valore medio.

F.2 Intercalibrazione dei contenitori di Cd per misure di RCd.

F.2.1 - L'intercalibrazione dei contenitori di cadmio è stata effettuata in modo analogo alla intercalibrazione dei fogli di manganese; anche questi irraggiamenti sono stati eseguiti nel reattore RB2, nella stessa posizione scelta per la intercalibrazione dei fogli di Mn. Si è utilizzato il dispositivo di rotazione impiegato nella precedente esperienza, sul quale era stato montato un nuovo disco recante 12 cavità per altrettanti contenitori.

Anche questa volta l'intercalibrazione si è svolta in due serie di

misure intercalibrando, in ciascuna serie, 12 contenitori rispetto a quattro di essi (gli stessi per ambedue le serie) considerati come campioni.

In ogni contenitore (contraddistinto da un numero) è stato introdotto un determinato rivelatore preventivamente intercalibrato e si è proceduto in totale all'effettuazione di due serie di tre irraggiamenti.

Onde ottenere ancora una statistica di conteggio iniziale pari a quella scelta per l'intercalibrazione dei fogli di Mn (a mezz'ora dalla fine dell'irraggiamento avere un conteggio di 2000 impulsi al secondo sulle scale utilizzate), l'irraggiamento è stato effettuato (nel reattore Argonaut RB2) ad una potenza nominale di circa 70 Watt per un tempo di circa 90' .

F.2.2 - L'elaborazione dei dati è stata effettuata nel modo seguente.

L'attività riportata al tempo 0, $A(0)_{i,k}$, del rivelatore K irraggiato nell'iesimo contenitore di Cd, dovrà essere corretta per il fattore di intercalibrazione f_k del foglio, in precedenza già intercalibrato. Si avrà quindi

$$\beta_{ij} = \frac{A(0)_{ijk}}{f_k}$$

Presi come campione i primi quattro contenitori, e cioè normalizzando i β alla somma dei β dei quattro contenitori campioni,ri

sulterà quindi, essendosi effettuati per ciascuna delle due serie di contenitori, tre irraggiamenti ed in totale nove misure per ciascun contenitore

$$\gamma_{ij} = \frac{\beta_{ij}}{\sum_i \beta_{ij}} \qquad \bar{\gamma}_i = \frac{\sum_j \gamma_{ij}}{9}$$

L'errore di cui sono affetti i fattori di intercalibrazione è inferiore allo 0,4%.

Per il contenitore i , $\bar{\gamma}_i$ è funzione sia di f_k che di β_{ij} . Avendo noi utilizzato sempre gli stessi fogli entro gli stessi contenitori, l'errore di f_k influisce in maniera sistematica sui risultati, per cui l'errore totale di $\bar{\gamma}_i$ risulterà dato:

- dagli errori casuali di misura (determinabili in funzione degli scostamenti dalla media con metodi usuali),
- dall'errore sistematico corrispondente all'errore del fattore di intercalibrazione.

L'errore percentuale sarà quindi espresso dalla relazione:

$$\frac{\Delta \bar{\gamma}_i}{\bar{\gamma}_i} = \left[\frac{\sum_j (\gamma_{ij} - \bar{\gamma}_i)^2}{\bar{\gamma}_i^2 n(n-1)} + \left(\frac{\Delta f_k}{f_k} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Poichè gli errori casuali di misura sono molto maggiori di quelli sistematici, nelle nostre condizioni questi ultimi possono venire

trascurati.

Si sarebbero potuti conglobare anche gli errori sistematici negli errori casuali se si fosse provveduto ad effettuare un'ampia rotazione nei fogli contenuti negli scatolini.

F.3 Normalizzazione dei rivelatori Pu/U.

Le coppie di uranio e plutonio sono state irraggiate nel cassetto centrale della colonna termica esterna del reattore Argonaut RB2 (la disposizione è indicata in fig. 55) alla distanza di 75 cm dall'inizio della stessa.

Alcune coppie sono state irraggiate a diverse distanze x (cm) dall'inizio della colonna termica, lungo il cassetto centrale della medesima. I risultati sono esposti in tabella F.1.

Tabella F.1

rivelatore	Rapporto Pu/U		
	$x = 55$	$x = 75$	$x = 95$
Pu_6/U_{18}	-	0,6868	0,6832
$(Pu/U)_{120}$	-	0,6038	0,6035
$(Pu/U)_{77}$	0,6368	0,6334	-

E' utile considerare anche i valori assunti dal rapporto al cadmio

dell'oro alle diverse distanze (fig. 56). Per $x = 55$ cm si ha $RCd \sim 100$, mentre per $x = 80$ cm $RCd \sim 500$. Poichè il rapporto Pu/U è una funzione lineare del parametro di Westcott r_w , diciamo $Pu/U = a + br_w$, e quest'ultimo è inversamente proporzionale a RCd (per grandi valori del rapporto al cadmio), è da attendersi che per $RCd \rightarrow \infty$ il rapporto Pu/U tenda a un valore costante. Ciò è pienamente confermato dalla tabella F.1. Si può così concludere che dalla distanza $x = 95$ fino a $x = 55$ cm lo spettro si mantiene termico, almeno in misura tale da non alterare sensibilmente il rapporto Pu/U .

Appendice G -

STIMA DEGLI ERRORI SPERIMENTALI SUL FLUSSO
DI STRUTTURA FINE.

G.1 Errore associato alla misura dell'attività di ogni singolo foglio.

G.1.1 Errori casuali.

a) Valutazione dell'errore massimo a priori

. Errore statistico di conteggio -

In generale si è programmato un Δt di conteggio tale d'avere in media 200.000 colpi in totale, dando per ogni conteggio un errore statistico dell'ordine del 2‰; poichè ogni foglio è stato contato in tre cicli successivi, l'errore statistico di conteggio risulta quindi ridotto di un fattore $\sqrt{3}$.

. Deriva del contatore -

Il controllo della deriva dell'apparecchiatura veniva effettuato ogni tre ore circa. Anche a seguito del funzionamento continuo dell'intera catena elettronica, questa deriva è risultata bassa.

Verificando appositamente l'errore sul conteggio conseguente alla massima deriva del complesso, si è ottenuto un errore che rientrava nella fluttuazione statistica del conteggio.

. Fondo -

Il fondo (circa 1000 colpi al primo) corrispondeva all' $1+3\%$ del conteggio di ciascun foglio. La fluttuazione statistica (per un conteggio di due minuti, che è il minimo utilizzato) è di circa il $2,5\%$; ne segue quindi un errore totale sul conteggio che, nelle condizioni più sfavorevoli, è minore dell' 1% .

. Tempo morto del contatore -

Il tempo morto del contatore, valutato dai tecnici francesi costruttori dell'apparecchiatura, è di $6 \mu\text{sec}$. Un errore del $\pm 10\%$, nelle condizioni di massima attività, influisce per meno del 2% .

. Posizione dei fogli rispetto ai fototubi -

Onde rendere massima la ripetibilità delle misure, si è utilizzata una sola posizione del permutatore (precisamente quella marcata Pu) ed un solo permutatore.

Tenuto conto di ciò e delle tolleranze meccaniche sulla costruzione, si può ragionevolmente pensare che il posizionamento rispetto ai fototubi sia preciso entro alcuni centesimi di mm in direzione verticale. In direzione tangenziale, in conseguenza del sistema di arresto del permutatore rotante, la precisione di posizionamento è compresa entro alcuni decimi di mm. Una indagine sull'influenza di quest'ultima imprecisione, compiuta dai costruttori esaminando le variazioni di conteggio conseguenti a determinati spostamenti del foglio rivelatore, ha mostrato che questa non influisce per

più di qualche unità per ‰ sul conteggio.

b) Valutazione dell'errore più probabile a posteriori

Poichè si sono sempre effettuate tre misure per ogni foglio, si è pensato di valutare a posteriori l'errore associato ad ogni misura; l'errore standard, calcolato utilizzando gli scostamenti dei tre valori dalla media, è risultato dell'ordine del 5‰, perfettamente congruente con i valori dell'errore a priori precedentemente valutati.

Non si nasconde che il disporre di soli tre valori per ogni foglio non ci permette di applicare, con tutta tranquillità, i metodi statistici; siamo stati però confortati nel farlo dai seguenti fatti:

- detto valore si ritrova con buona approssimazione su tutti i fogli esaminati,
- i valori dei singoli scarti coincidono sensibilmente con quelli ritrovati nel corso della intercalibrazione dei rivelatori, ove si effettuarono ben 15 misure per ogni foglio.

G.1.2 Errori sistematici - Valutazione dell'errore massimo a priori.

- a) Fattore di intercalibrazione dei singoli fogli. L'intercalibrazione dei singoli fogli è stata effettuata come descritto in Appendice F ; essa è stata ottenuta con un errore che, per ogni singolo foglio, è tabulato nella predetta relazione e risulta dell'ordine del 1‰ .

- b) Valore della costante di decadimento λ del Mn. L'errore dovuto alla conoscenza imprecisa della λ del Mn comporta un errore sistematico massimo dell'1,8% (v. Appendice F).
- c) Effetto d'ombra locale sul flusso. A seguito delle informazioni trovate nella letteratura, la distanza di posizionamento dei rivelatori è stata scelta in modo che ciascun rivelatore risultasse al di fuori della zona d'ombra dei rivelatori contigui; si ritiene quindi di non dover apportare correzioni per questo effetto.

G.2 Errori di normalizzazione.

I vari punti, essendo stati misurati in irraggiamenti diversi, sono stati normalizzati mediante il confronto con la somma delle attività di quattro punti "pivot", disposti nella grafite.

L'errore massimo a priori di normalizzazione varrà dunque: l'errore massimo a priori con cui è nota la somma dei flussi relativi a questi quattro punti.

Essa è composta da:

- errore casuale valutato a posteriori, sull'attività somma delle attività dei quattro fogli "pivot",
- errore sistematico dovuto alla incertezza sul valore di λ .

Non vi è alcun errore conseguente alla intercalibrazione dei singoli fogli, dato che i punti "pivot" sono stati misurati sempre con gli stessi rivelatori.

Questa causa comporta dunque un errore totale inferiore al 3,5% .

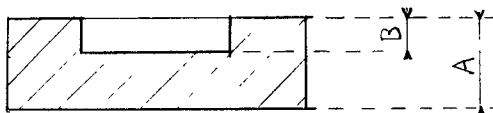
G.3 Errori associati al posizionamento dei rivelatori nel reticolo.

G.3.1 Errori casuali

Il valore relativo del flusso esistente nei punti da noi misurati, è afflitto, oltre che dall'errore prima valutata nelle attività dei singoli fogli, dai seguenti errori casuali:

a) Posizionamento del rivelatore nell'uranio -

Il posizionamento dei fogli posti nell'uranio è ottenuto mediante distanziali di forma cilindrica e contenitori per fogli, aventi la sezione rappresentata in figura:



Le tolleranze nelle quote A e B sono tutte dell'ordine di $\pm 0,01$ mm. Lo scostamento massimo misurato su un gruppo di 7 distanziali scelto come campione, è risultato compreso per la quota A entro $+ 0,02$ e $- 0,01$, per la quota B entro $+ 0,01$ e $- 0,03$.

La profondità del vano è stata fissata uguale ad 1 mm, in quanto è stato calcolato che con questo valore l'assorbimento complessivo dei neutroni nel vano contenente il foglio risulta identico a quello che si avrebbe se tutto il volume fosse occupato da uranio naturale.

In questo modo quindi, indifferentemente da quale sia la posizion

ne del rivelatore entro il vano all'uopo predisposto, la quota a cui va attribuito il flusso misurato del rivelatore è sempre quella corrispondente alla sezione centrale del vano porta-fogli.

Di conseguenza la precisione del posizionamento dei fogli nell'U si può considerare, per quanto riguarda le misure di flusso, afflitta da errore conseguente agli errori riscontrati sulle quote A e B.

L'errore dovuto alle imprecisioni di A, porta ad un errore sulla quota del foglio variabile tra $+ 0,02$ e $- 0,01$ per i fogli posizionati con un solo distanziale e $+ 0,2$ e $- 0,1$ per i fogli posizionati con il numero massimo possibile (10) di distanziatori; tuttavia essendo alquanto improbabile che casualmente si vengano ad utilizzare tutti distanziali aventi spessori che scartano dal normale per il valore massimo e nello stesso senso, si può ritenere (considerando che tale probabilità aumenta col diminuire del numero dei distanziali) che l'errore sul posizionamento dei fogli sia costante per tutti i casi in cui sono stati impiegati più di un distanziale ed uguale a $\pm 0,05$ mm circa.

L'errore dovuto alla imprecisione su B si trasmette inalterato sull'errore di posizionamento del rivelatore.

Tenendo conto dei precitati errori si potrà quindi affermare che l'imprecisione totale di posizionamento di ciascun foglio sistemato con più di un posizionario vale $0,06$ mm.

Questo dà origine ad un errore sulle misure di flusso di circa $0,2\%$, eccetto che sul canale dove l'errore è circa del 3% , valutato considerando le pendenze minime e massime della curva in-

terpolatrice.

b) Posizionamento del rivelatore nella grafite-

Il posizionamento dei rivelatori in grafite è realizzato mediante dei distanziali cilindrici aventi un'altezza nota con $\pm 0,05$ mm.

L'errore massimo di posizionamento, tenendo conto dello spessore dei fogli (noto con la precisione di $\pm 0,01$ mm) e dell'errore dei distanziali, è dell'ordine dello 0,5% .

Tale valore, valutato come detto precedentemente, rimane costante sia all'inizio del moderatore dove l'errore di posizionamento è minimo ed il gradiente di flusso è massimo, sia all'estremità della cella dove, al contrario, l'errore di posizionamento è massimo ed il gradiente di flusso è pressochè nullo.

G.3.2 Errori sistematici dovuti alla correzione $1/v$ dell'attività misurata.

L'attività di ogni foglio è stata ridotta all'attività $1/v$ mediante il fattore $1/(G_{th} g + G_{res} r_s)$; per il Mn si ha (per fissare le idee facciamo riferimento alla 1° configurazione del reticolo B1 B29.2):

$$g = 1$$

$$G_{th} = 0,9695 \pm 15\%$$

$$r = \begin{cases} 11,47 \cdot 10^{-2} + 7,61 \cdot 10^{-2} & \text{per il combustibile} \\ 6,52 \cdot 10^{-2} + 5,31 \cdot 10^{-2} & \text{per il moderatore} \end{cases}$$

$$s = G_{res} s_o = 0,4626 \pm 10\%$$

$$\frac{r_s}{G_{th}} = \begin{cases} 5,3 \cdot 10^{-2} + 3,6 \cdot 10^{-2} \pm 15\% & \text{per il combustibile} \\ 3,1 \cdot 10^{-2} + 2,6 \cdot 10^{-2} \pm 20\% & \text{per il moderatore} \end{cases}$$

La correzione dovuta al fattore $1/G_{th}$ influenza solo le misure nel moderatore, poichè le sedi dei rivelatori nei distanziali di uranio erano state realizzate in modo da rendere l'assorbimento della quantità di uranio tolta, uguale all'assorbimento del rivelatore introdotto.

Nel moderatore tale fattore, determinato mediante le formule raccomandate in ANL-5800 (v. anche K.H. Beckurts, K. Wirtz, Neutron Physics, Springer), vale $1,031 \pm 15\%$, il che comporta un errore sistematico sul $\bar{\phi}$ nel moderatore del $4,5\%$.

La correzione dovuta al termine r_s influisce nel combustibile dal 5 al 3% e nel moderatore dal 3 al 2,6%. Tale valore pesa sul valore globale dell'attività con un errore che va dal 7,5 al 4,5% nel combustibile e dal 6,3 al 5,2% nel moderatore.

G.4 Errore associato alla determinazione del $\bar{\phi}$.

G.4.1 Metodi di interpolazione dei punti sperimentali

Il flusso medio nel combustibile e nel moderatore è stato determinato mediante la relazione :

$$\bar{\phi} = \frac{\int_{a_1}^{a_2} A(r) r dr}{\int_{a_1}^{a_2} r dr}$$

La funzione $A(r)$ è stata determinata interpolando i punti sperimentali col metodo dei minimi quadrati, mediante un polinomio del quarto ordine a potenze pari nel combustibile e con una combinazione lineare delle funzioni di Bessel nel moderatore.

Il polinomio del quarto ordine è scelto in maniera empirica poichè nel combustibile la teoria della diffusione non è più completamente valida; questo comporta una imprecisione sul valore medio del flusso, dovuta e all'errore sull'interpolazione e all'errore associato ai punti sperimentali.

Nel moderatore (dove la scelta delle funzioni di Bessel come funzioni interpolanti i punti sperimentali è giustificata dalla teoria della diffusione), l'errore sul flusso medio è misurato dall'errore sull'interpolazione, prescindendo dalla imprecisione con cui sono determinati i punti sperimentali.

G.5 Errore totale associato al rapporto dei flussi medi nel combustibile e nel moderatore.

G.5.1 Errori associati al $\bar{\phi}$ misurato nel combustibile

Gli errori che influenzano il $\bar{\phi}$ nel combustibile sono :

- errori casuali sull'attività del rivelatore valutati a posteriori, 5,0 %.
- errori sistematici sull'attività dei rivelatori:
 - (fattore di intercalibrazione dei singoli fogli) 1,0 %.
 - (incertezza sul valore di λ) 1,8 %.
 - (effetto d'ombra locale sul flusso) 0 %.
 - (errore di normalizzazione) 3,5 %.
 - (posizionamento dei rivelatori in uranio) 2±0,3 %.
 - (correzione $1/v$ dell'attività misurata) 7,5±4,5 %.
 - (errore di interpolazione dei punti sperimentali) 2,3 %.

L'errore totale dato dalla relazione:

$$E (\%) = \left[\sum_i E_i^2 (\%) \right]^{1/2}$$

risulta essere circa dell'1%.

L'errore ora valutato può ritenersi un errore massimo. Non possiamo, data l'arbitrarietà del polinomio interpolante, dedurre matematicamente le formule per un errore "sicuramente minore". Tuttavia, se consideriamo il fatto che è abbastanza improbabile che tutti i punti siano afflitti da un errore nello stesso senso e se teniamo altresì conto degli scarti realmente misurati nel caso, del paragrafo E.2, ove era nota la funzione interpolante, ci sentiamo portati a ritenere che la somma degli errori:

- errore casuale sull'attività dei rivelatori valutato a posteriori 5 %.
- errore di interpolazione dei punti sperimentali 2,3 %.

si possa considerare con ogni probabilità riducibile dal 5,5% al 2,1%, per cui l'errore totale associato al $\bar{\varphi}$ misurato nel combustibile, risulta essere circa dello 0,9%.

G.5.2 Errore totale associato al $\bar{\varphi}$ misurato nel moderatore

Gli errori associato al $\bar{\varphi}$ misurati nel moderatore sono:

- errori sistematici sull'attività del rivelatore :
 - (fattore di intercalibrazione dei singoli fogli) 1,0 %.
 - (incertezza sul valore di λ) 1,8 %.
 - (effetto d'ombra locale sul flusso) 0 %.
 - (errore di normalizzazione) 3,5 %.

(posizionamento dei rivelatori nella grafite)	0,5 %.
(correzione $1/v$ dell'attività misurata)	6,3+5,2 %.
(perturbazione prodotta dai rivelatori)	4,5 %.
(errore di interpolazione dei punti sperimentali) **	1,9 %.

L'errore totale sul $\bar{\phi}$ nel moderatore risulta essere del 9%, circa.

G.5.3 Errore associato al rapporto ϕ_u / ϕ_m

L'errore totale è dato dalla radice quadrata della somma dei quadrati degli errori totali riportati ai paragrafi precedenti ai quali però va preventivamente tolto l'errore della costante di decadimento che comparando sia nel ϕ_u sia nel ϕ_m , scompare in quanto le misure sono mediate effettuate nello stesso tempo sia nell'uranio che nella grafite.

L'errore totale associato al rapporto $\bar{\phi}_u / \bar{\phi}_m$ risulta quindi essere dell'1,2%. Questa stima è sicuramente cautelativa, perchè è stata ottenuta prendendo sempre il massimo valore degli errori parziali visti nei capoversi precedenti. Se si tiene conto che là dove uno di questi errori raggiunge presumibilmente il suo massimo (ad es., l'errore di posizionamento sul contorno della barra) altri errori possono essere minimi (ad es., l'errore sulla correzione non $1/v$) concludiamo che l'errore su $\bar{\phi}_u / \bar{\phi}_m$ dovrebbe aggirarsi sull'1%.

**

Gli errori casuali, per il motivo espresso precedentemente, risultano tutti conglobati nell'errore di interpolazione.

BIBLIOGRAFIA.

- [1] D.J. DONAHUE, D.D. LANNING, R.A. BENNET, R.E. HEINEMAN: Determination of K_{∞} from critical experimental with the PCTR, N. Sc. Eng. 4, 297-321 (1958).
- [2] R.E. HEINEMAN: Experience in the use of the Physical Constants Testing Reactor PIGC P/1929 (1964).
- [3] R.A. BENNET: Effective resonance integrals of Cu and Au, Nucl. Phys. Res. Quarterly Report, HW-63576 (1959).
- [4] F. COGNE, J. JOURNET: Mesures fines dans les réseaux a graphite, CEA-R 2479 (1964).
- [5] Reactor Physics Constants ANL-5800, 2nd Ed., (1963).
- [6] K.H. BECKURTS, K. WIRTZ; Neutron Physics, Springer Verlag(1964).
- [7] K.M. CASE, G. PLACZEK, F. DE HOFFMANN: Introduction to the theory of neutron diffusion, U.S. Government Printing Office, Wash. D.C. (1953).
- [8] F. COGNE: Tables des sections efficaces effectives, SPM 736.
- [9] A.D. GALANIN: Thermal reactor theory, Pergamon Press (1960).

ELENCO DELLE FIGURE.

- Fig. 1 - Sezione orizzontale e verticale del reticolo di Latina.
- Fig. 2 - Reticolo di Latina montato nella cavità sperimentale dell' RB1.
- Fig. 3 - Mappa standard RB1 - Caricamento Latina.
- Fig. 4 - Mattone di grafite della cella campione utilizzato per la misura di f con in vista le sedi per il posizionamento dei rivelatori.
- Fig. 5 - Mattone di grafite della cella campione utilizzato per le misure di reattività con il metodo di confronto col vuoto. Sono visibili le strisce di rame necessarie per l'avvelenamento della cella.
- Fig. 6 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita (Latina).
- Fig. 7 - Variazione della reattività in funzione della massa di Cu (Latina).
- Fig. 8 - Andamento radiale del flusso termico nella cella di Latina.
- Fig. 9 - Mappa standard RB1. Misure sul reticolo di Brookhaven. 1° configurazione.
- Fig. 10 - Mappa standard RB1. Misure sul reticolo di Brookhaven. 2° configurazione.
- Fig. 11 - Sezioni verticale e trasversale del reticolo di Brookhaven.
- Fig. 11bis - Sezione del mattone di grafite per la misura di struttura fine. In vista le sedi dei rivelatori.

152
111

- Fig. 12 - Appiattimento assiale a cella estratta (B-2, misure di attività di rivelatori d'oro). (Brookhaven)
- Fig. 13 - Appiattimento assiale a cella inserita (B-2, misure di attività di rivelatori d'oro). (Brookhaven)
- Fig. 14 - Massa di rame, corretta per l'assorbimento non $1/v$ e ridotta al vuoto in funzione della variazione di reattività da cella estratta a cella inserita. (Brookhaven)
- Fig. 15 - CdR(Au) ai bordi della cavità di misura. Valore a cella inserita vs valore a cella estratta. (I criterio di Heinemann). (Brookhaven)
- Fig. 16 - CdR(Au) nel canale di una cella adiacente vs. CdR(Au) nel canale della cella centrale. (II criterio di Heinemann). (Brookhaven)
- Fig. 17 - Misure di struttura fine. Brookhaven 1 - Rivelatori di Mn. Direzione 27° .
- Fig. 18 - Mappa standard RB1 - Caricamento B1 B29.2. 1° configurazione.
- Fig. 19 - Mappa standard RB1 - Caricamento B1 B29.2. 2° configurazione.
- Fig. 20 - Sezione orizzontale e verticale reticolo B1 B29.2 e relativo buffer nell'RB1.
- Fig. 21 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita. 1° configurazione (B1 B29.2).
- Fig. 22 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita. 2° configurazione (B1 B29.2).

Fig. 23 - Variazione di $\Delta \rho$ in funzione della massa di Cu aggiunta. 1^a e 2^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 24 - Variazione di $\Delta \rho$ in funzione della pressione. 1^a e 2^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 25 - Posizioni M_k dei rivelatori.

Fig. 26 - Andamento del flusso $1/v$ nel combustibile e nel moderatore lungo l'apotema, la direzione 27° e la diagonale. 1^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 27 - Andamento del flusso $1/v$ nel combustibile e nel moderatore lungo l'apotema, la direzione 27° e la diagonale. 2^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 28 - Confronto degli andamenti del flusso ϕ / ϕ_u nel combustibile e lungo la direzione 27° nelle due configurazioni. (B1 B29.2)

Fig. 29 - Andamento delle attività grezze lungo il cassetto laterale con cella avvelenata e no. 1^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 30 - Andamento delle attività grezze lungo il cassetto laterale. 2^a configurazione. (B1 B29.2)

Fig. 31 - 1° criterio di Heinemann (rivelatore Au). (B1 B29.2)

Fig. 32 - 1° criterio di Heinemann (rivelatore Mn). "

Fig. 33 - 2° criterio di Heinemann (rivelatore Au). "

Fig. 34 - 2° criterio di Heinemann (rivelatore Mn). "

Fig. 35 - Andamento di $K_{\infty}-1$ in funzione di $1/(CdR-1)$ al bordo della cella centrale. (B1 B29.2)

- Fig. 36 - Andamento di $(K_{\infty}-1)\sum_{ell_a}$ in funzione di $1/(CdR-1)$ al bordo della cella centrale ($a = Au$, $b = Mn$) (B1 B29.2).
- Fig. 37 - Mappa standard RB1 - Caricamento B1 T5, 1^a configurazione.
- Fig. 38 - Mappa standard RB1 - Caricamento B1 T5, 2^a configurazione.
- Fig. 39 - Mappa standard RB1 - Caricamento B1 T5, 3^a configurazione.
- Fig. 40 - Sezione orizzontale e verticale del reticolo B1 T5.
- Fig. 41 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita. 1^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 42 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita. 2^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 43 - Andamento assiale del flusso totale ed epicadmico a cella inserita. 3^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 44 - Variazione di $\Delta\rho$ in funzione della massa di rame aggiunta. 1^a, 2^a e 3^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 45 - Variazione di $\Delta\rho$ in funzione della pressione. 1^a e 3^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 46 - Andamento del flusso $1/v$ nel combustibile e nel moderatore lungo la direzione 27° . 1^a e 3^a configurazione (B1 T5).
- Fig. 47 - 1° criterio di Heinemann (rivelatore Au). (B1 T5)
- Fig. 48 - Andamento di $(K_{\infty}-1)/K_{\infty}$ in funzione di $1/(RCd(Au)-1)$ al bordo della cella centrale (B1 T5).
- Fig. 49 - Andamento dell'indice Pu/U in funzione della distanza r dall'asse della cella.

Fig. 50 - Vista schematica della sala reattore RB1.

Fig. 51 - Sezione trasversale del reattore RB1.

Fig. 52 - Sezione orizzontale del reattore RB1.

Fig. 53 - Diagramma a blocchi della catena di conteggio CEA.

Fig. 54 - Andamento del rapporto delle attività Pu/U in funzione del tempo dopo la fine dell'irraggiamento.

Fig. 55 - Disegno schematico del cassetto per la calibrazione dei fogli U/Pu.

Fig. 56 - Andamento del rapporto al cadmio dell'oro nella colonna termica esterna dell'RB2.

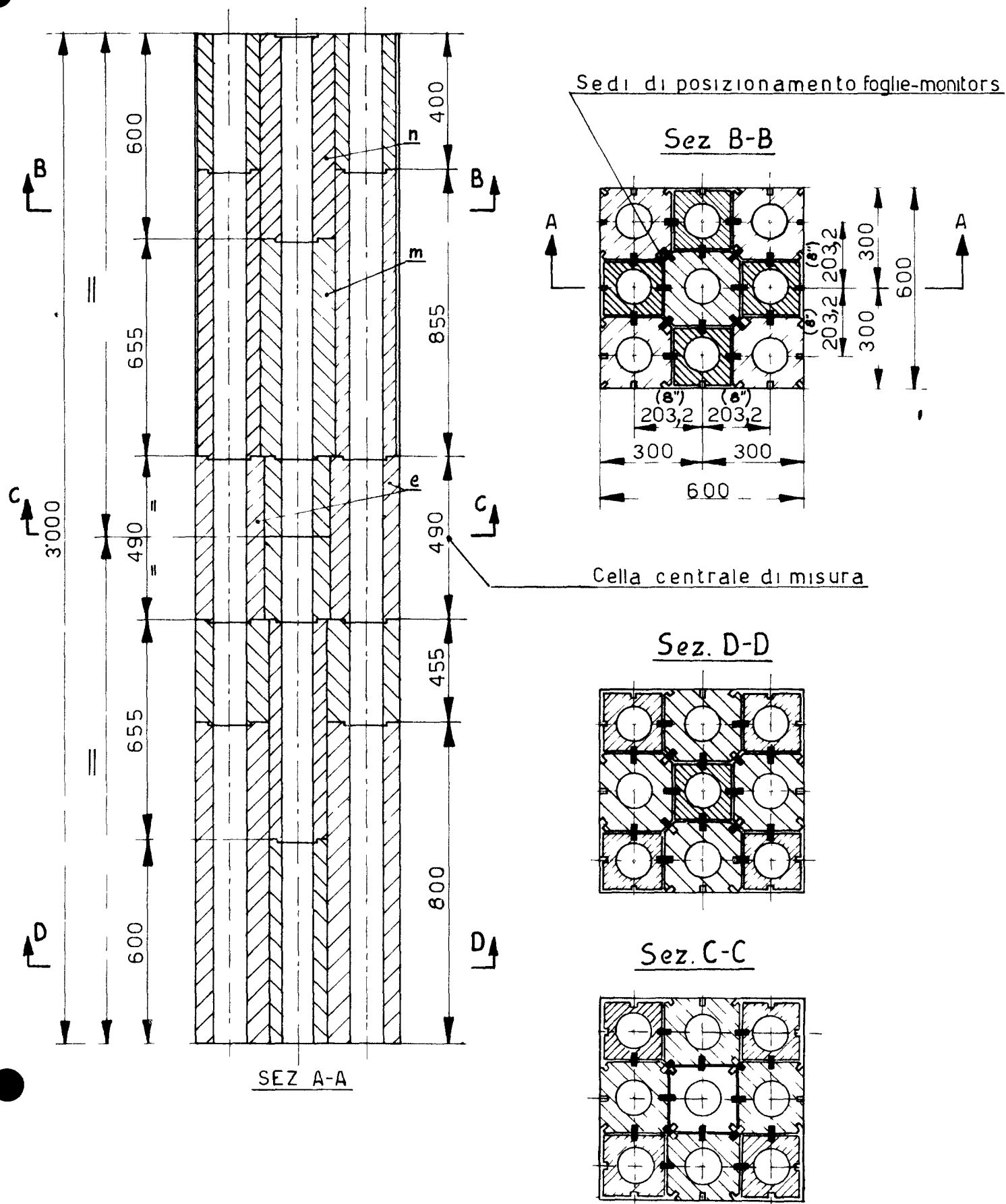


Fig.1

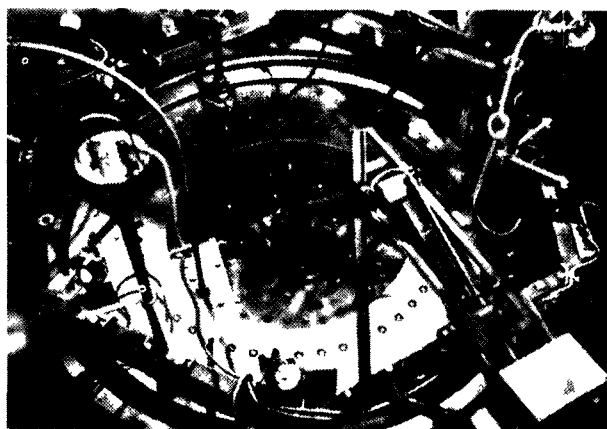


Fig. 2 - Reticolo di Latina montato nella cavità sperimentale dell' RB1.

LEGENDA

- ▲ $\frac{1}{2}$ barra standard
- Barre standard
- Barre arricchite all'estremità
- U Barre di uranio naturale
- S Sorgente
- R Fotomoltiplicatore
- φ Barre arricchite all'estremità superiore
- BC 1÷3 Barre a cremagliera
- BL 1÷3 Barre a liquido
- BB 1÷3 Barre a bandiera

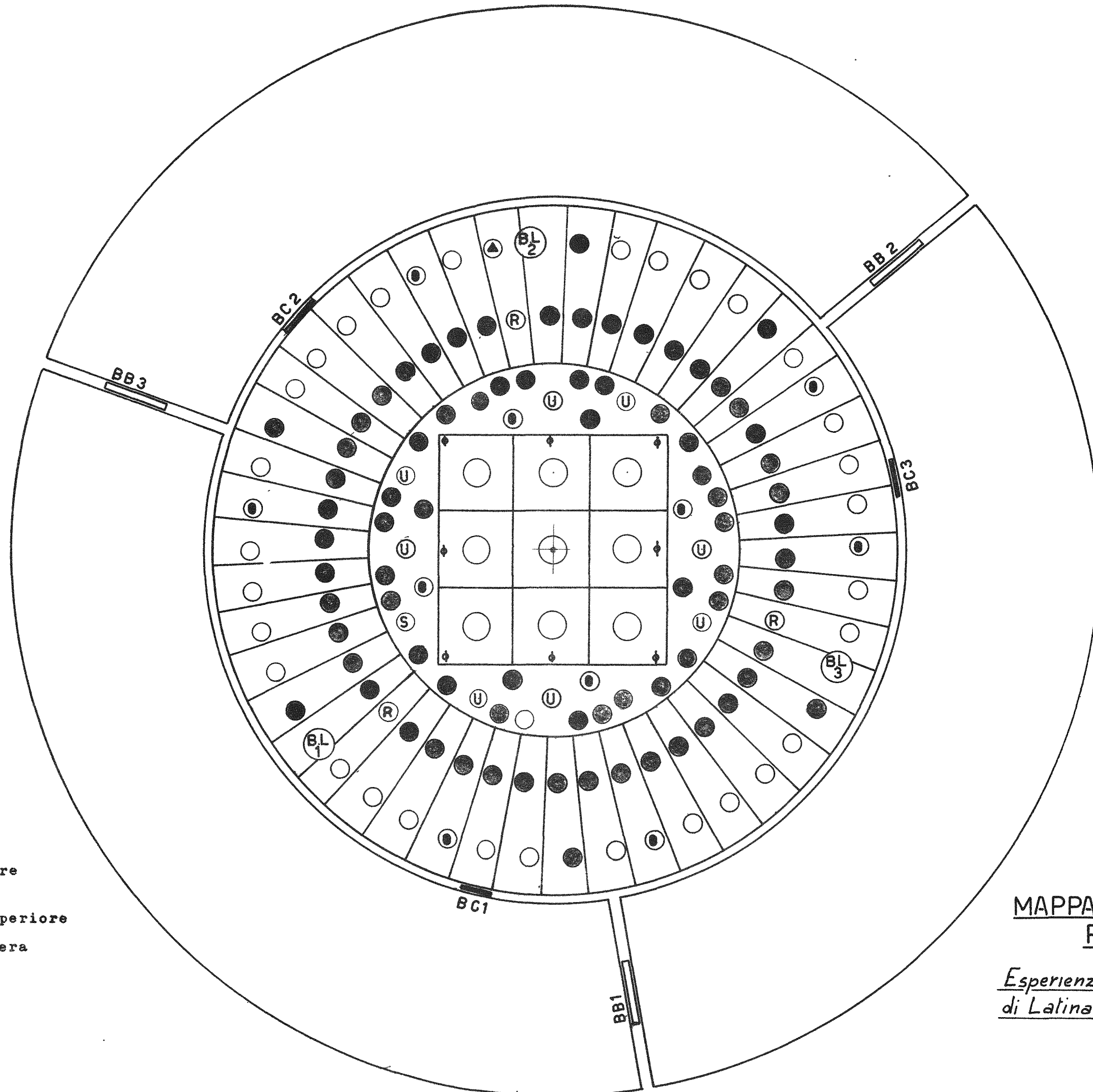


Fig. 3

MAPPA STANDARD
RB-1

Esperienza sul reticolo
di Latina (10/2/64)

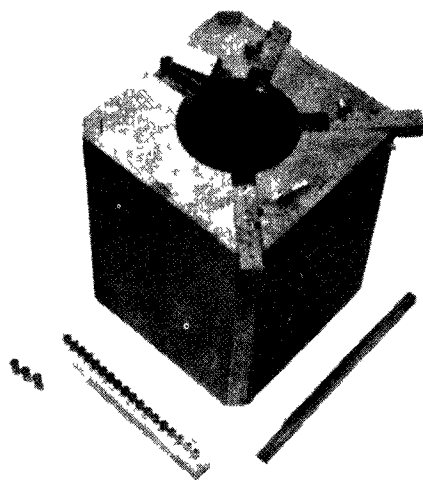


Fig. 4 - Mattone di grafite della cella campione utilizzato per la misura di f con in vista le sedi per il posizionamento dei rivelatori.

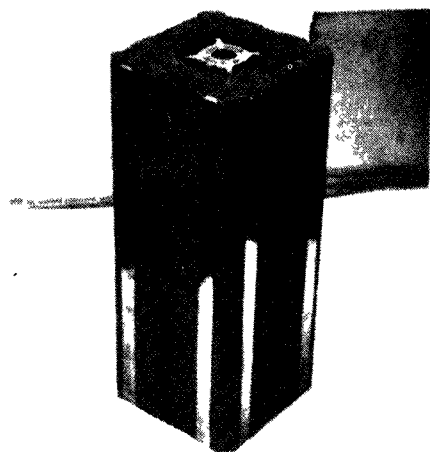


Fig. 5 - Mattone di grafite della cella campione utilizzato per le misure col vuoto. Sono visibili le strisce di rame necessarie per l'avvelenamento della cella.

Relat. 2297

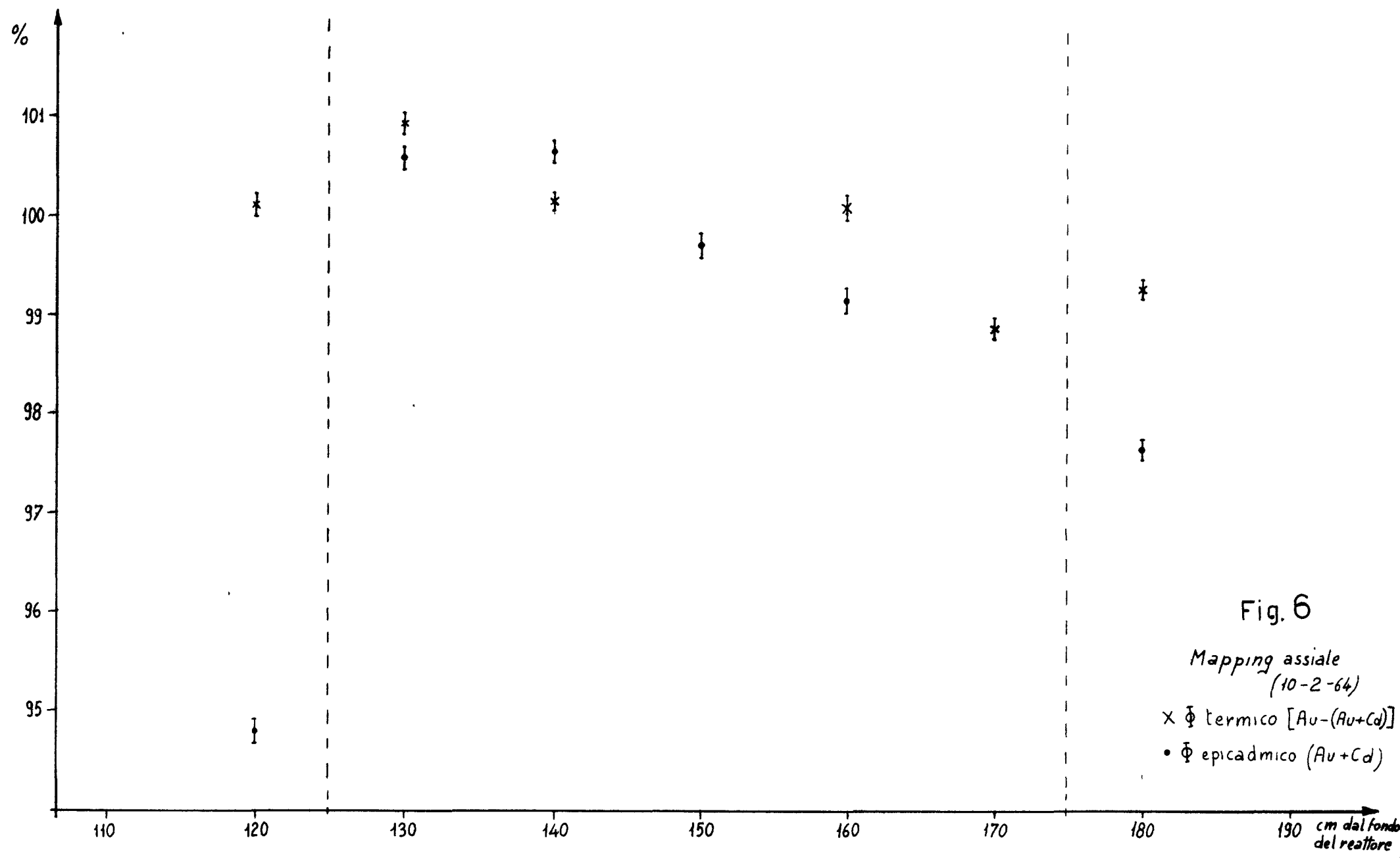


Fig. 6

Mapping assiale
(10-2-64)

- x Φ termico [Au-(Au+Cd)]
- Φ epicadmico (Au+Cd)

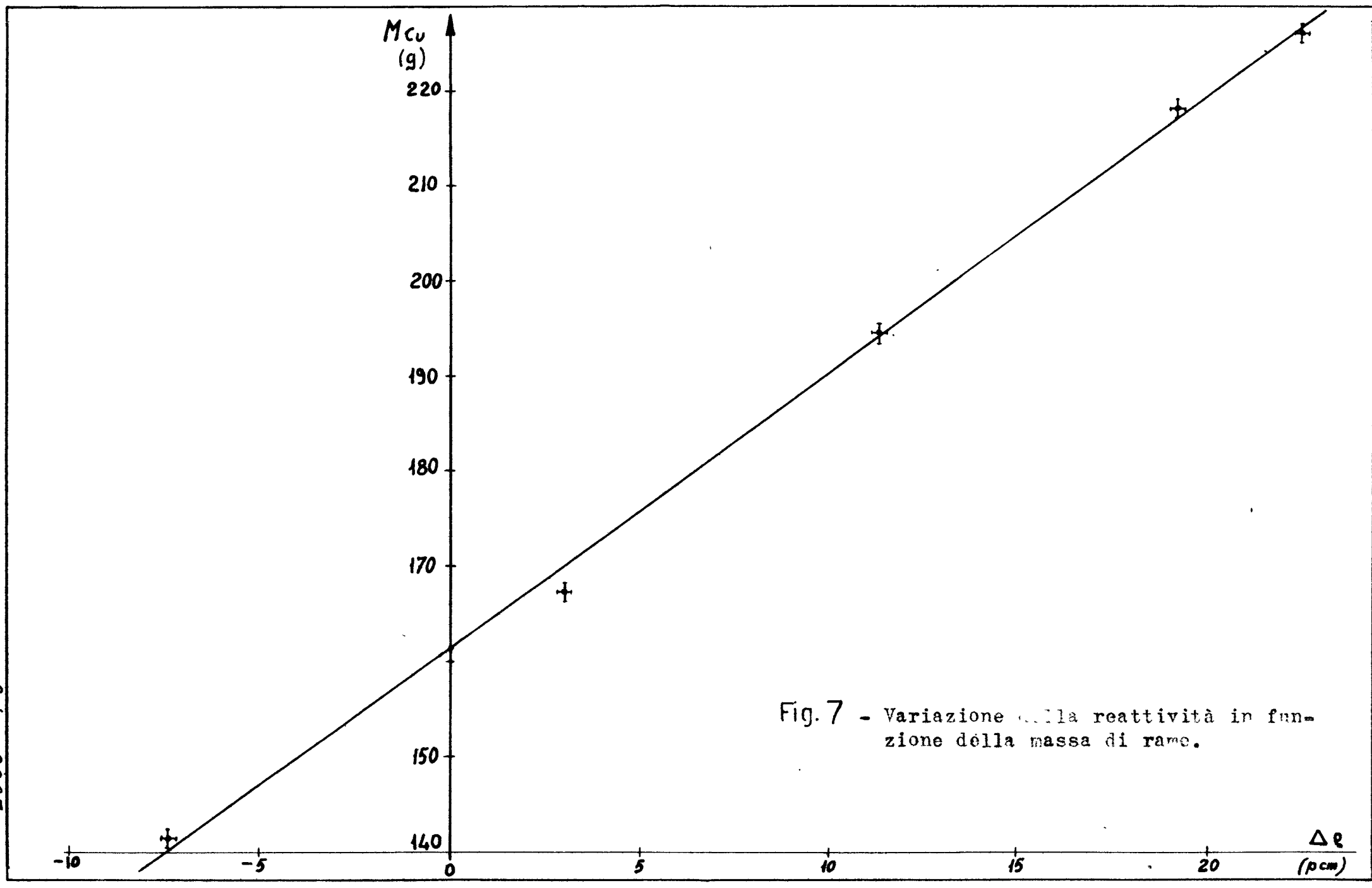
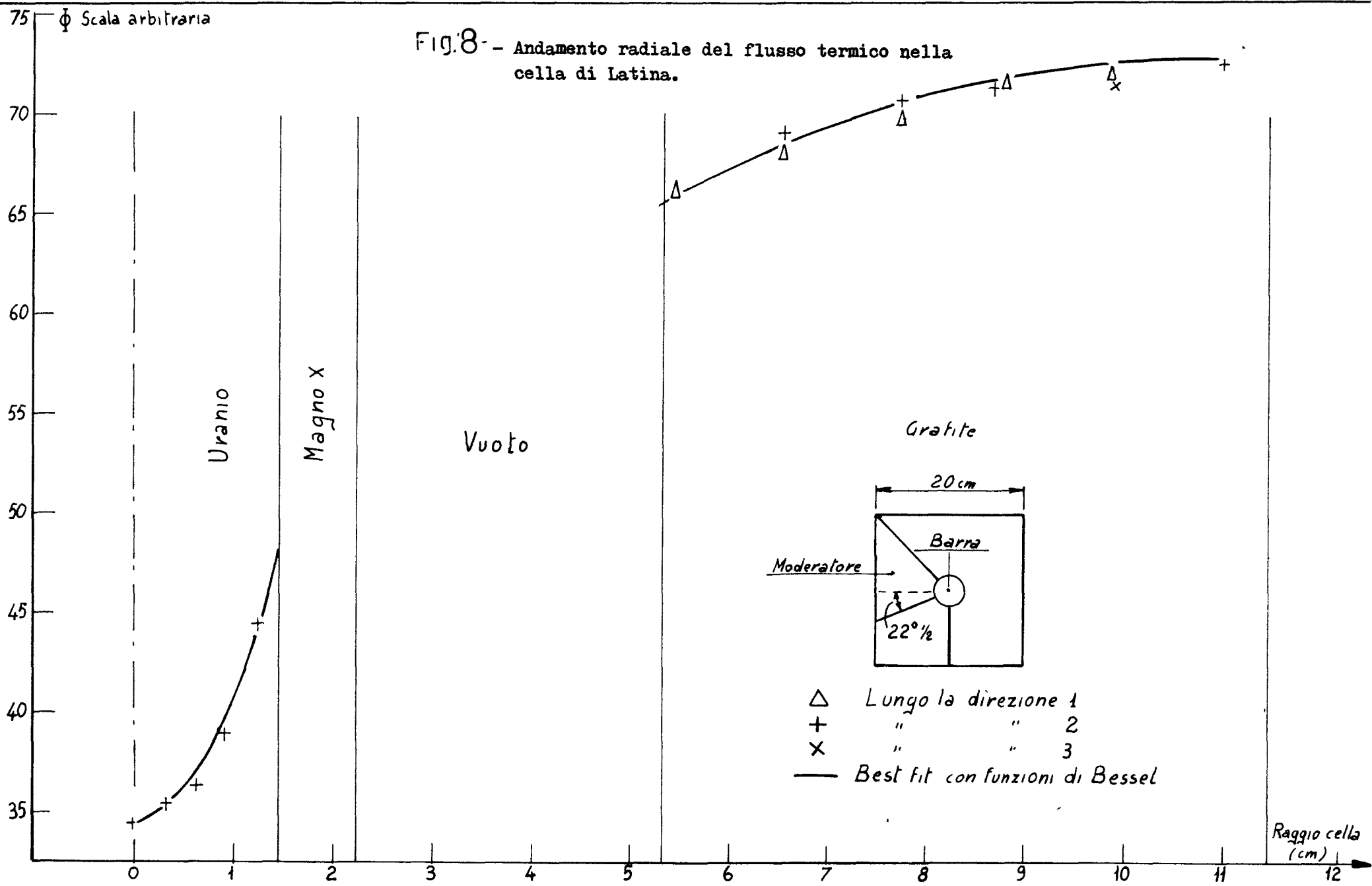


Fig. 7 - Variazione della reattività in funzione della massa di rame.

Relaz. 2297

Relaz 2297



MAPPA STANDARDI

Riferimento sett. n°

Dal 6-VII-64 al 10-V

(Caric. Exp. Brookhav

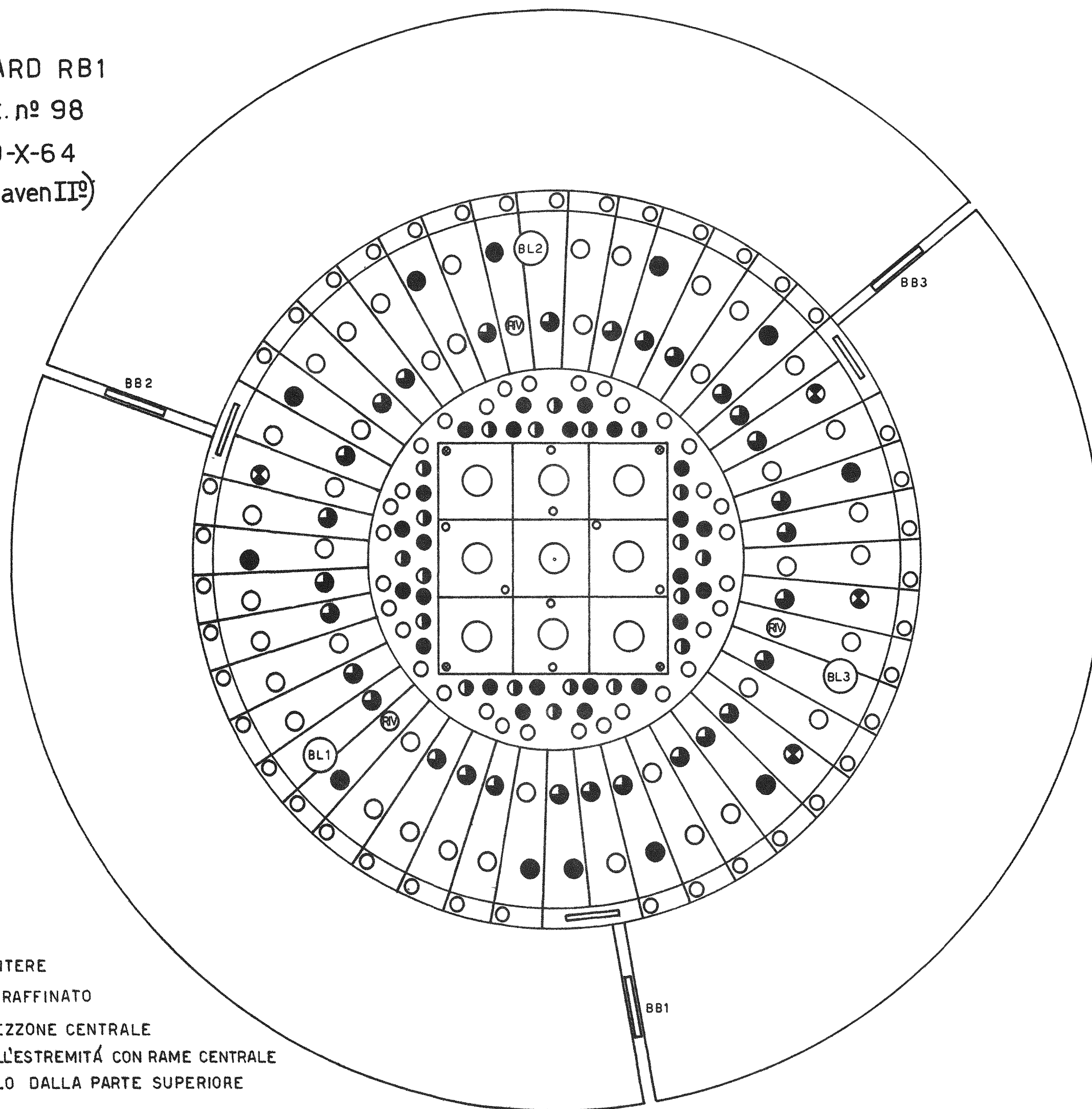
3

LEGENDA

- BARRE STANDARD INTER
- BARRE CON TAPPO PARA
- BARRE ARRICCHITE ALL'E
- BARRE FORMATE SOLO DI

Fig.9

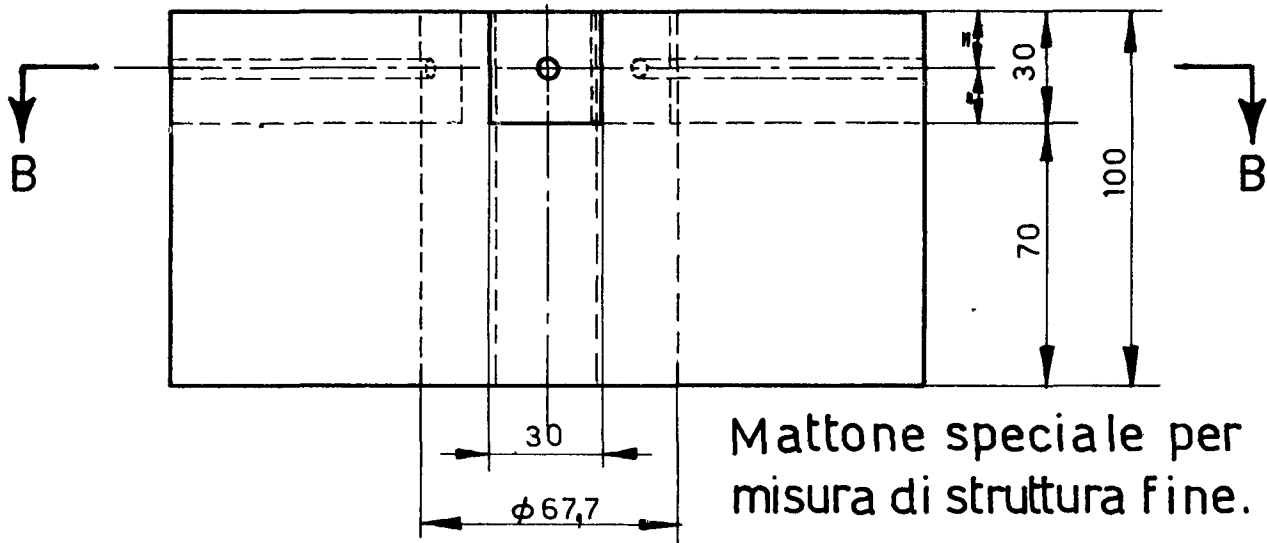
MAPPA STANDARD RB1
 Riferimento sett. n° 98
 Dal 5-X-64 al 9-X-64
 (Caric.Exp. Brookhaven II^o)



LEGENDA

- BARRE STANDARD INTERE
- BARRE CON TAPPO PARAFFINATO
- ⊗ BARRE CON SOLO SPEZZONE CENTRALE
- ① BARRE ARRICCHITE ALL'ESTREMITÀ CON RAME CENTRALE
- BARRE FORMATE SOLO DALLA PARTE SUPERIORE

Fig.10



Mattone speciale per
misura di struttura fine.

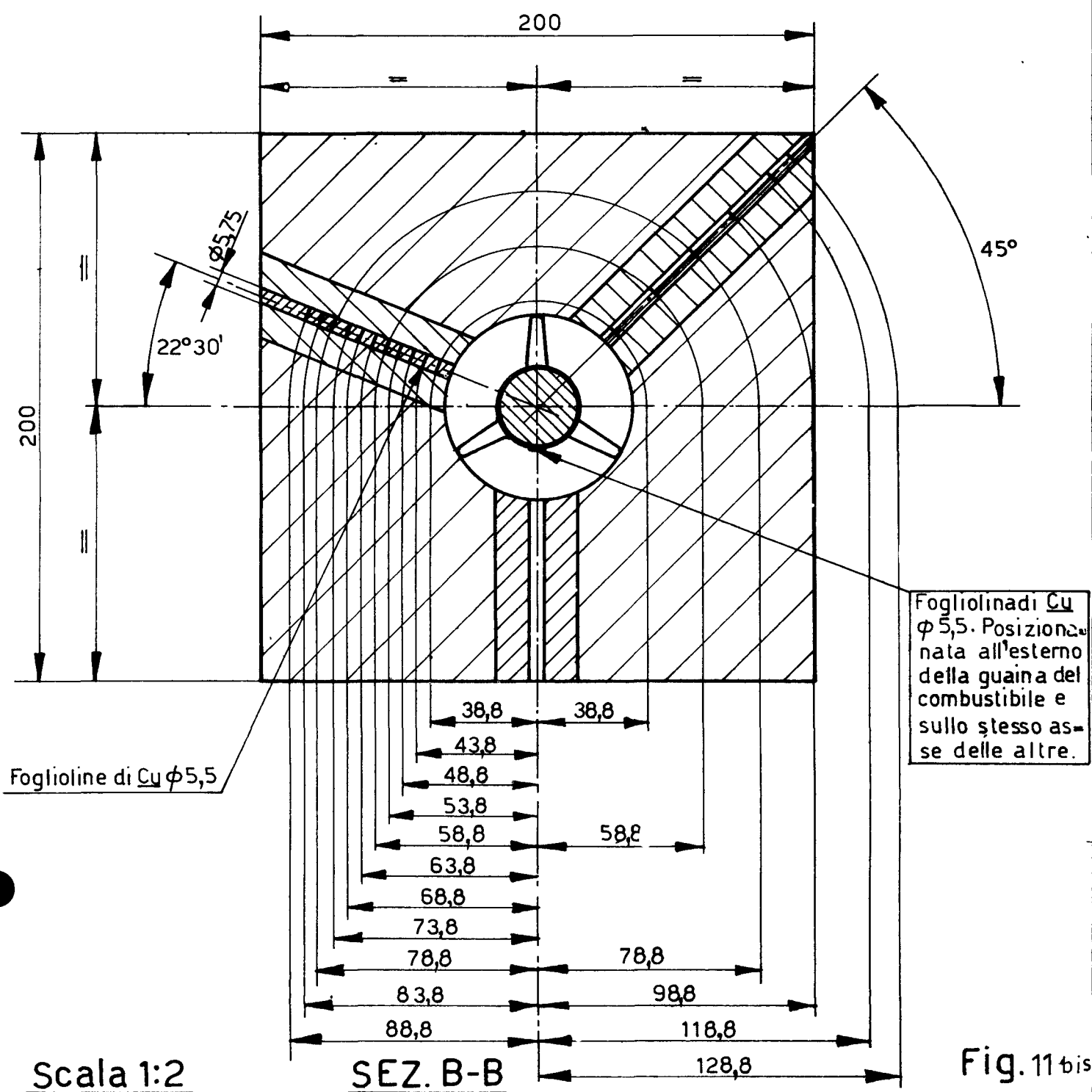
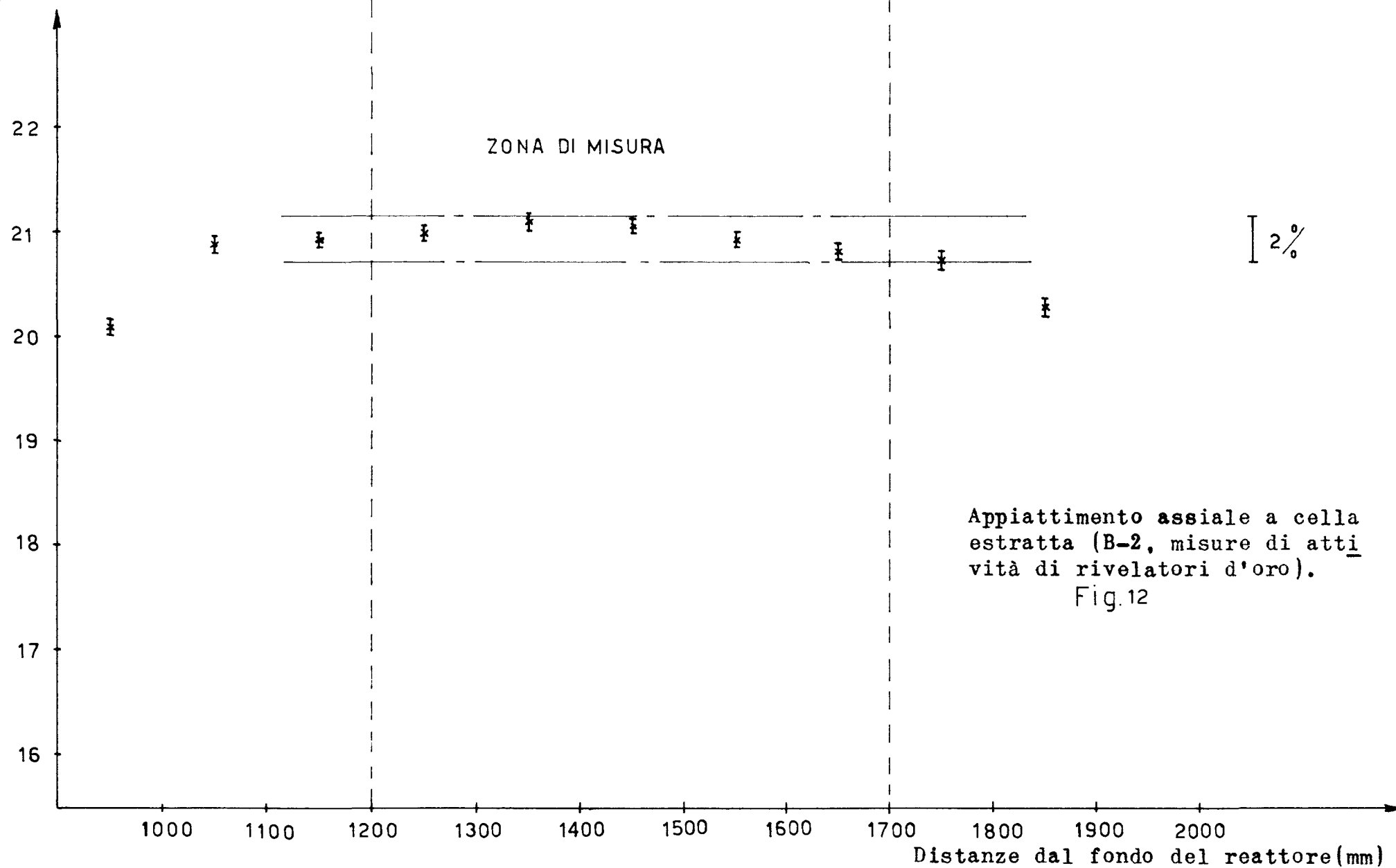
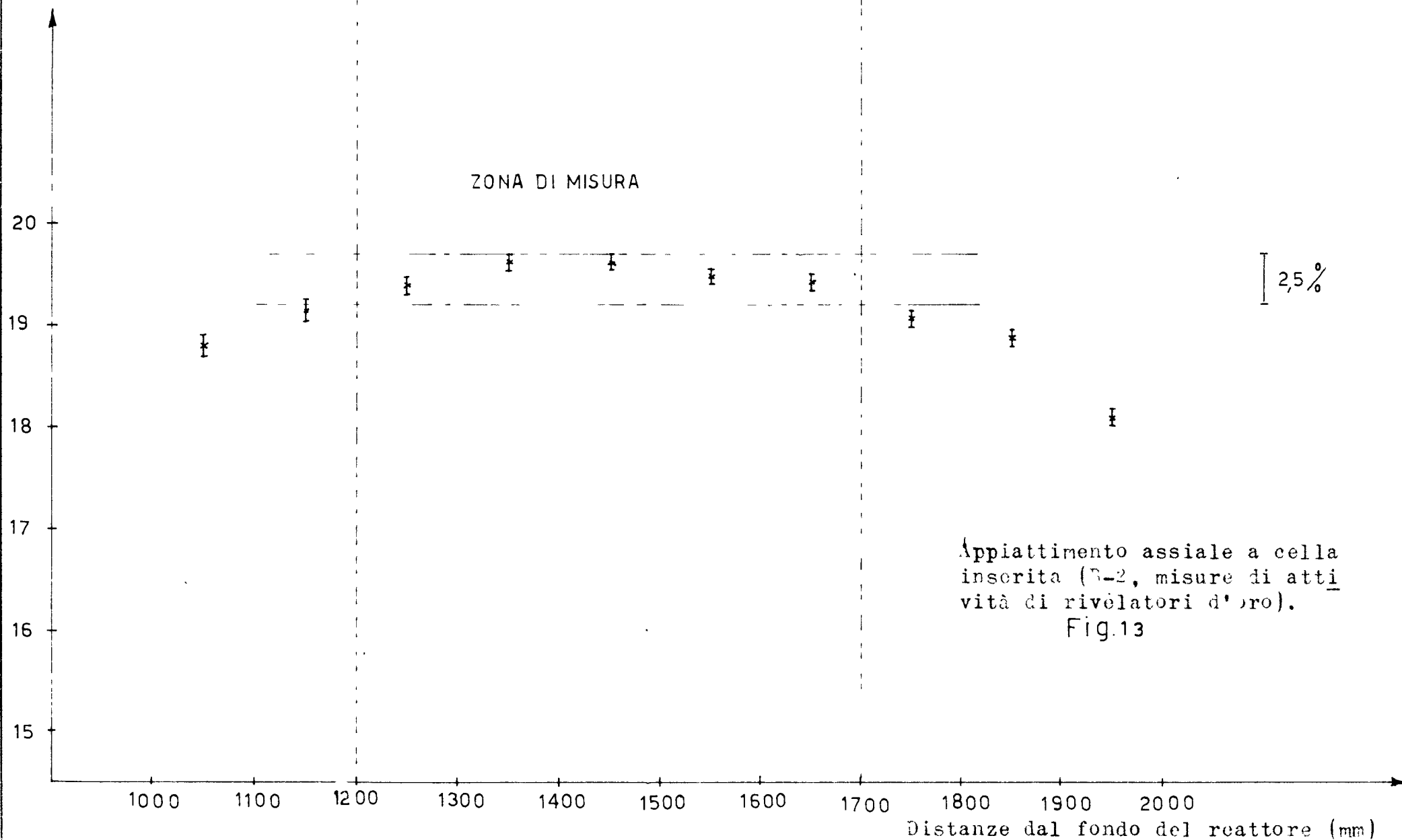


Fig. 11 bis

ϕ (unità arbitrarie)



ϕ (unità arbitrarie)



MASSA RAME
(gr.)

200

150

100

50

Massa di rame, corretta per
l'assorbimento non $1/v$ e r_1
dotta al vuoto, in funzione
della variazione di reattivi-
tà da cella estratta a
cella inserita.

Fig. 14

-30

-20

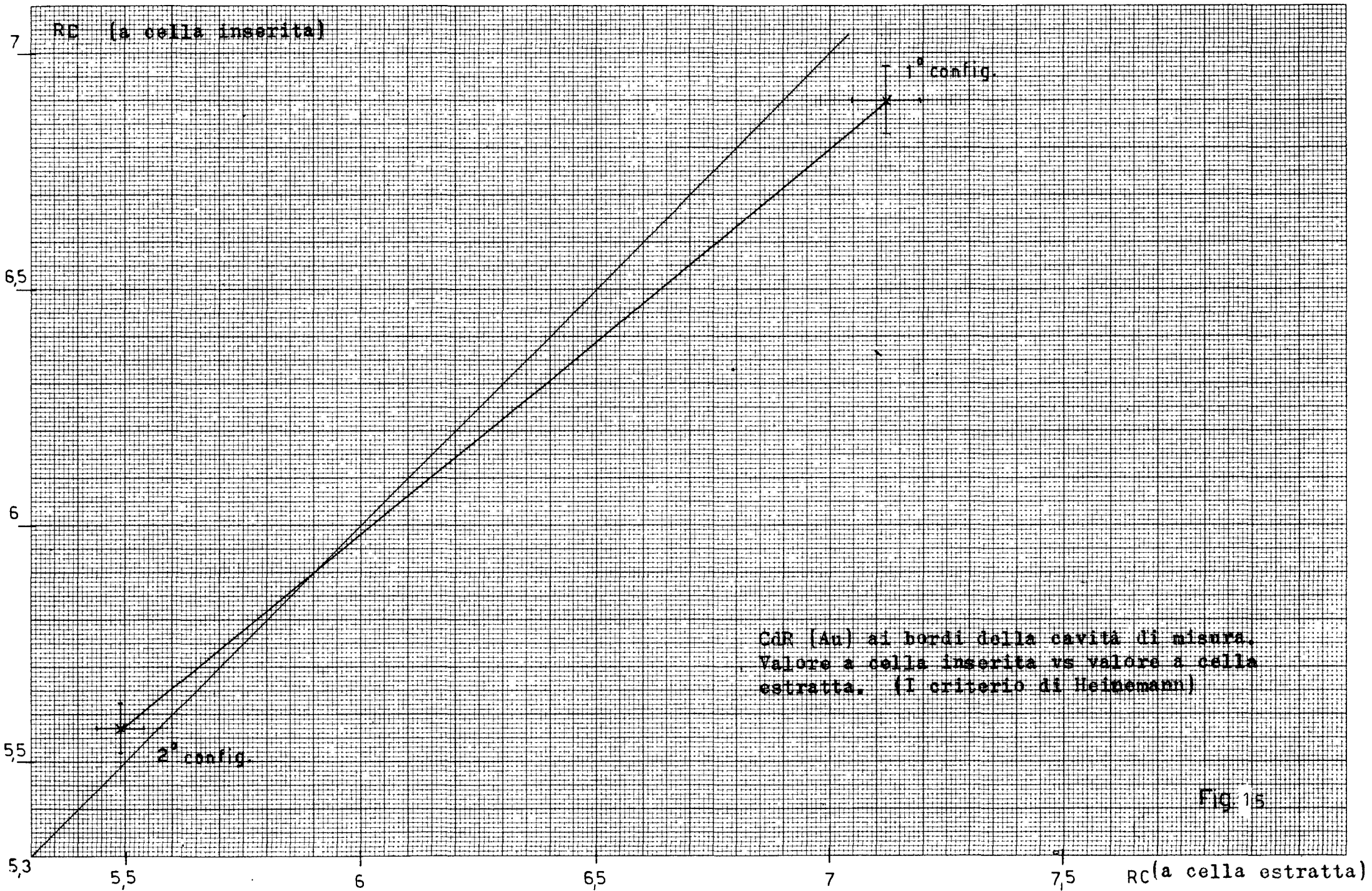
-10

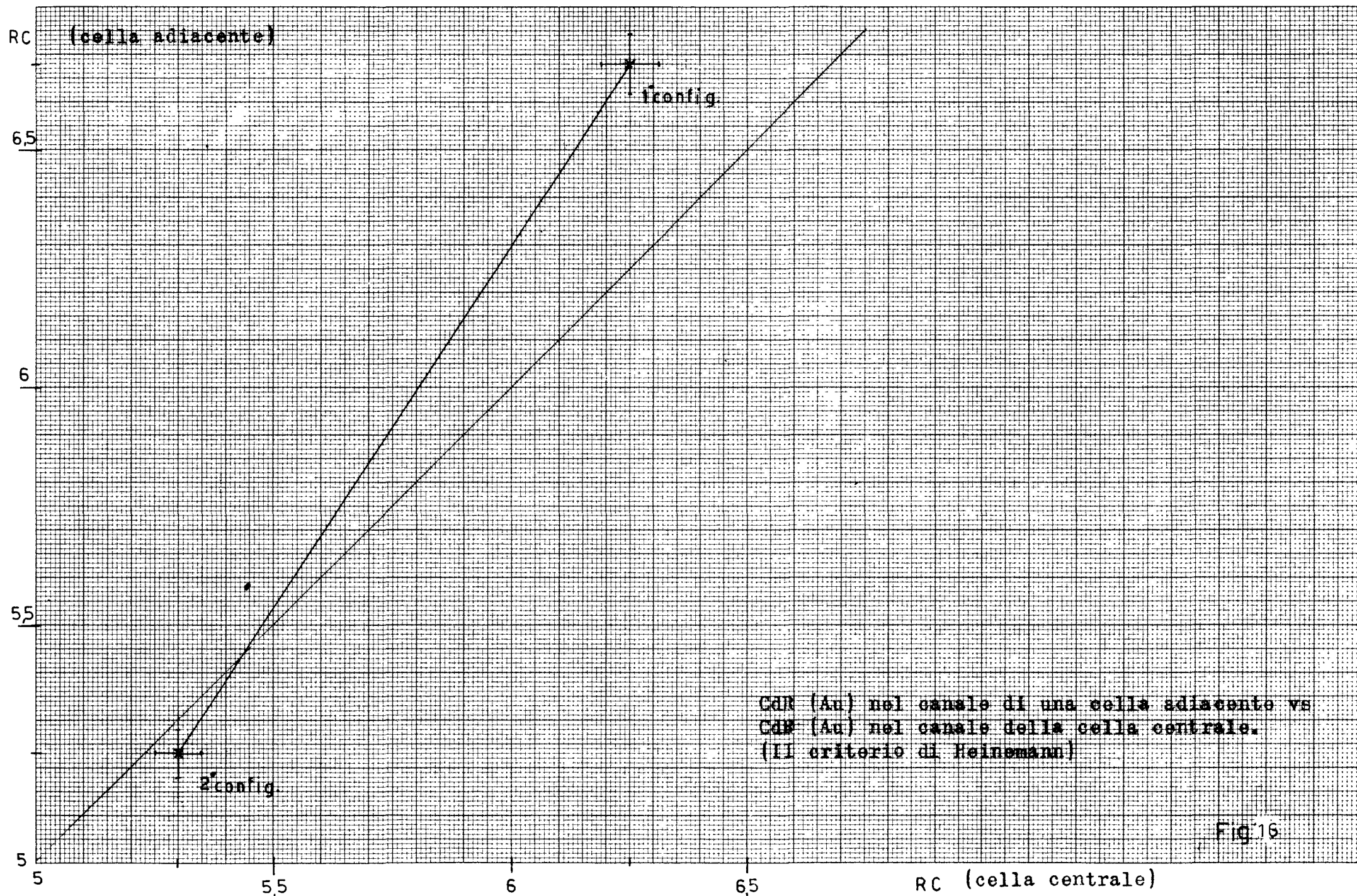
+10

+20

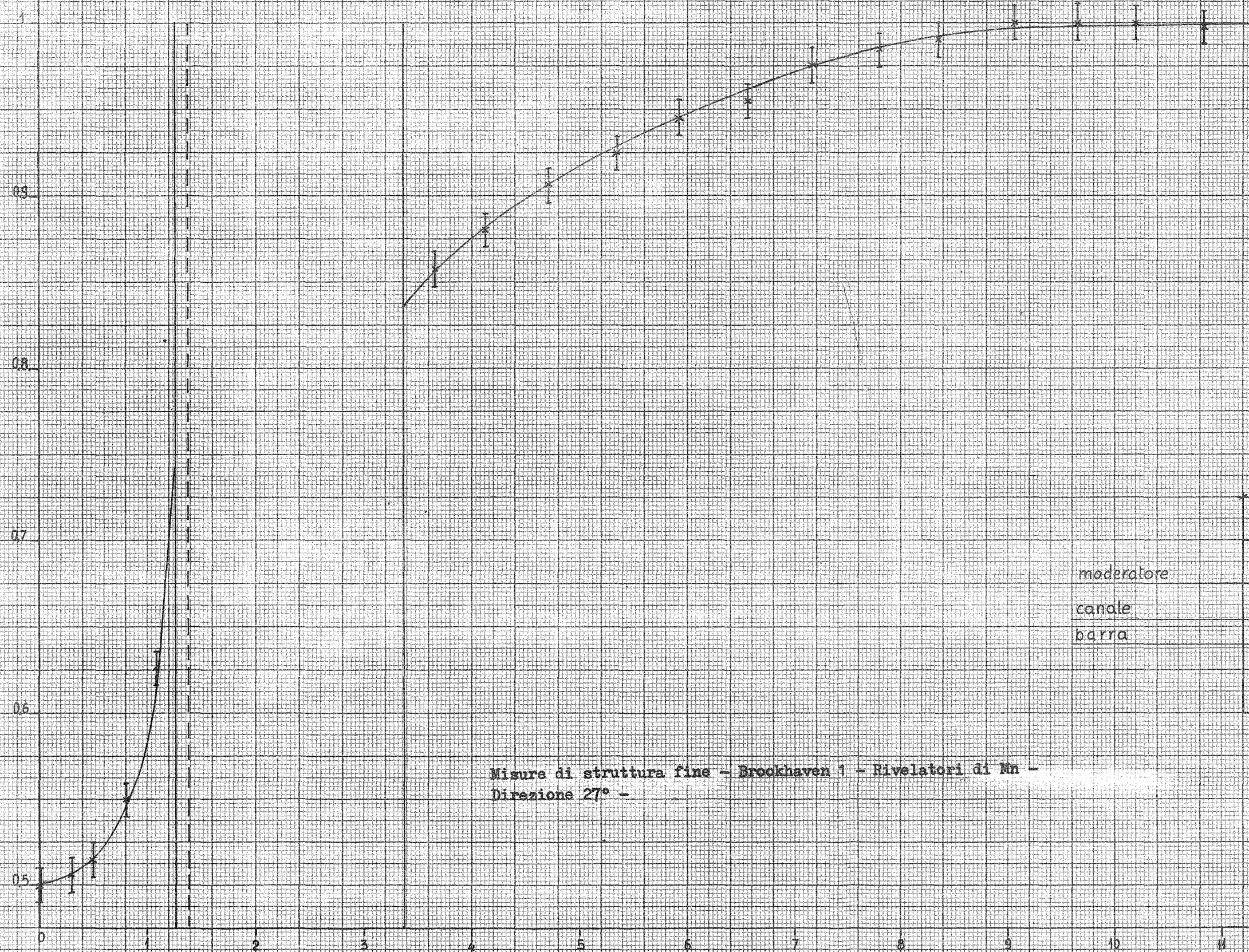
+30

$\Delta \rho (\rho_{cm})$





UNITA' ARBITRARIE



moderatore
canale
barra

200

27°36'

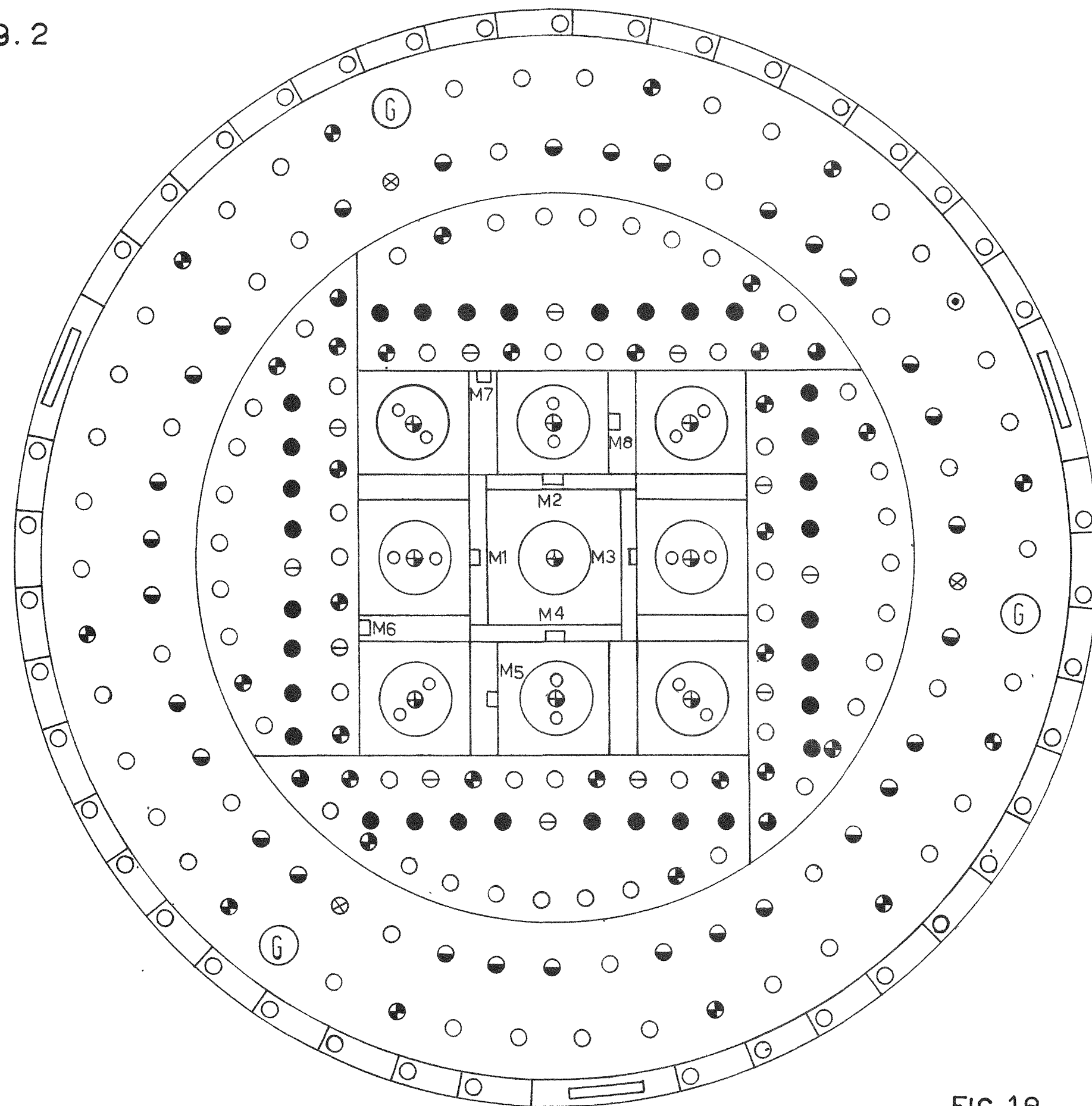
Fig17

DISTANZE DAL CENTRO DELLA BARRA (cm)

MAPPA STANDARD RB1

Caric. exp. Marius 1. B 1 B 29. 2

1ª configurazione



LEGENDA

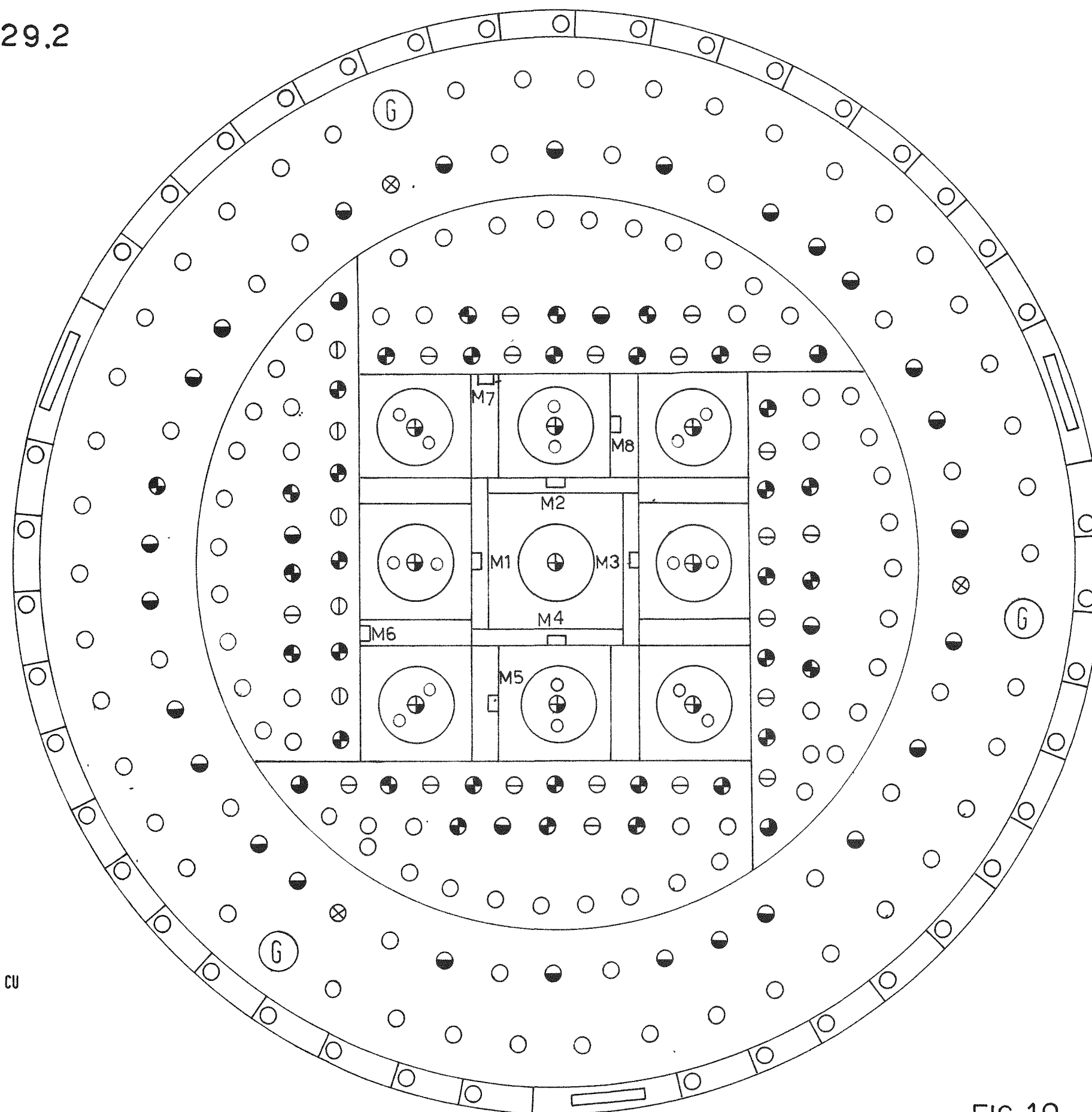
- ⊙ BARRE A GRAVITÀ
- ⊗ FOTOMOLPLICATORI
- ⊙ BARRE CON SOLO SPEZZONE CENTRALE CARICO
- ⊖ BARRE PARZIALIZZATE CON SPEZZONE CARICO DI CU
- BARRE CON SOLO SPEZZONE SUPERIORE CARICO
- ⊕ BARRE DI U NATURALE
- ⊕ BARRE STANDARD INTERE
- ⊖ BARRE INTERE CON TAPPO PARAFFINATO
- BARRE DI GRAFITE
- BARRE PARZIALIZZATE CON SPEZZONE CENTRALE VUOTO

FIG. 18

MAPPA STANDARD RB1

Caric. exp. Marius1 B 1 B 29.2

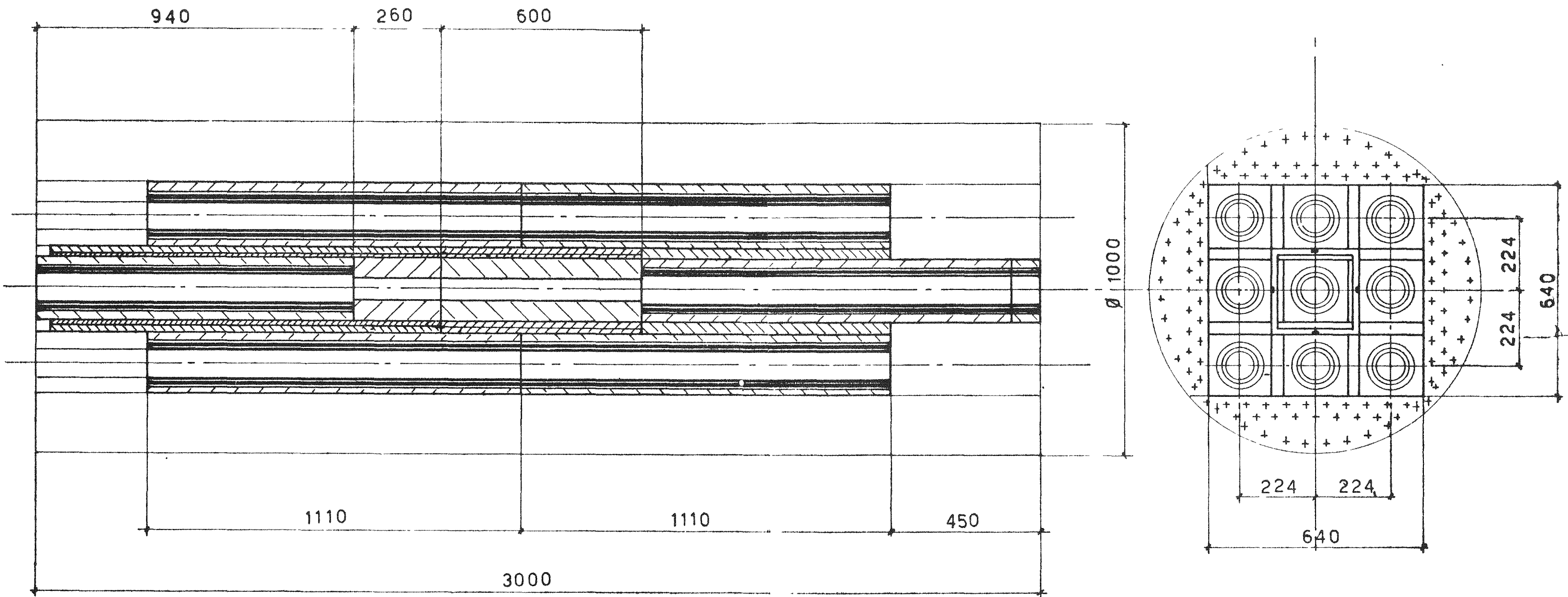
2ª configurazione



LEGENDA

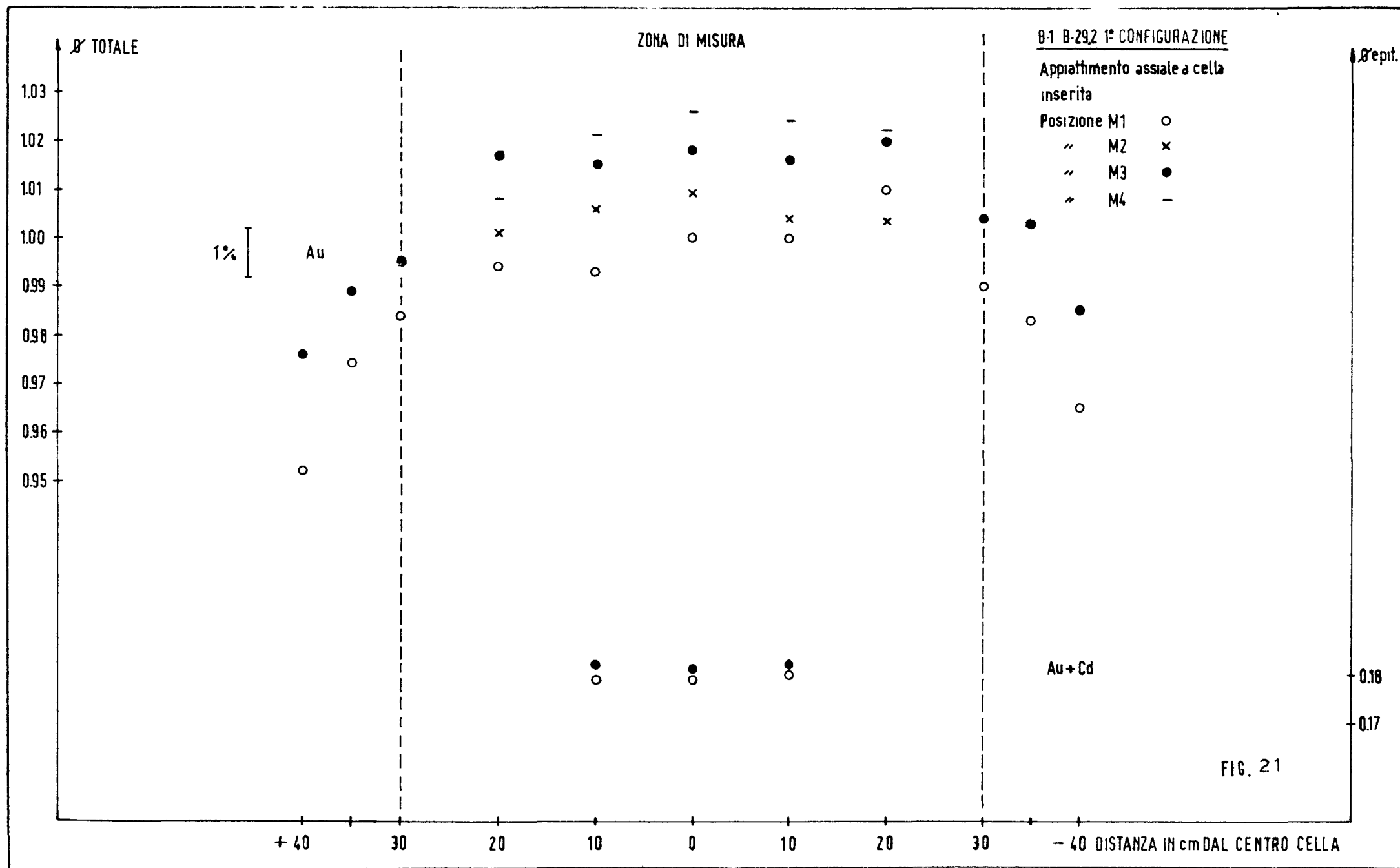
- ⊗ BARRE A GRAVITÀ
- ⊗ FOTOMOLTIPLICATORI
- ⊖ BARRE PARZIALIZZATE CON SPEZZONE CARICO DI CU
- BARRE INTERE CON TAPPO PARAFFINATO
- BARRE CON SOLO SPEZZONE SUPERIORE CARICO
- ⊕ BARRE DI U NATURALE
- ⊕ BARRE STANDARD INTERE
- BARRE PARZIALIZZATE CON SPEZZONE CENTRALE VUOTO

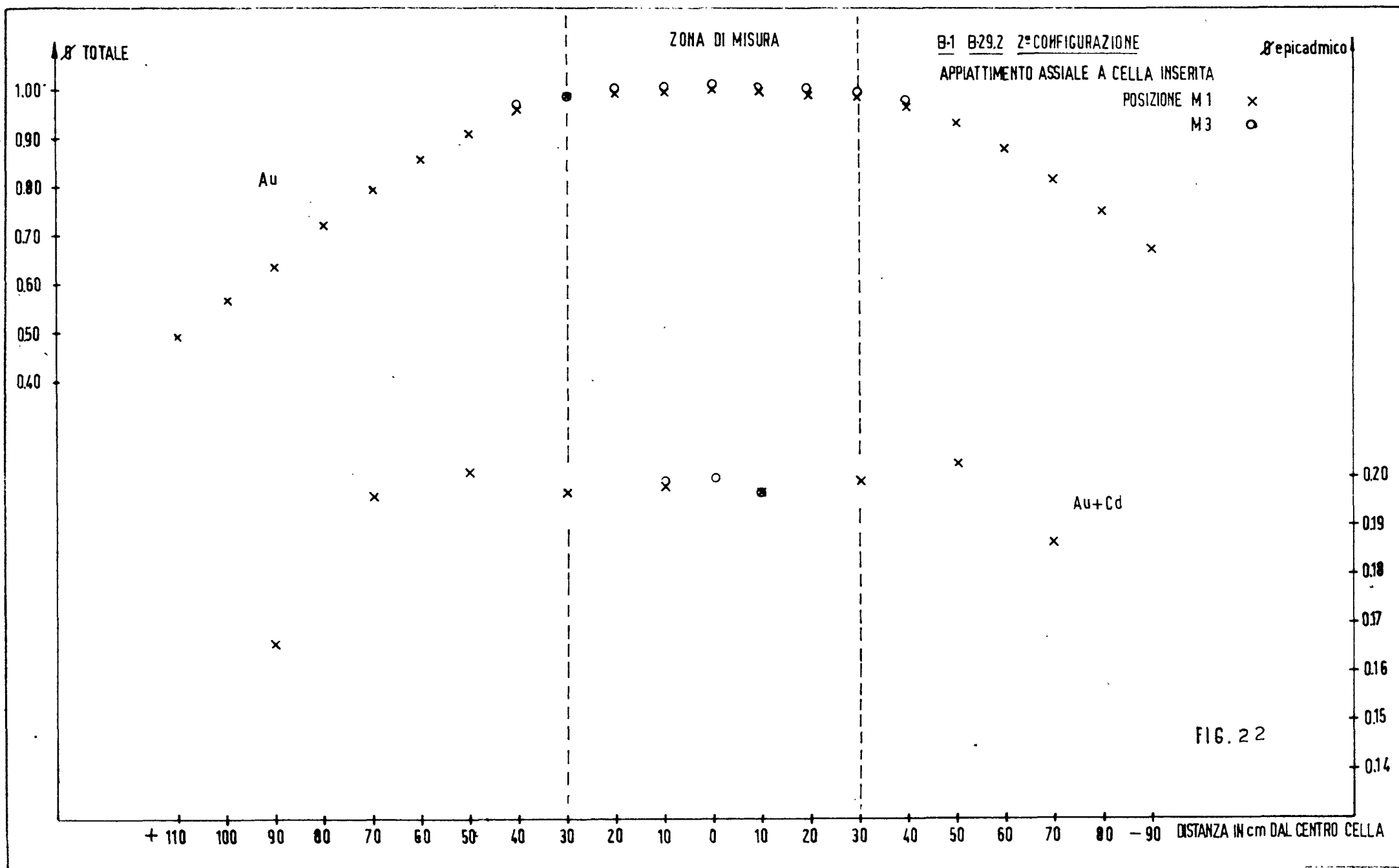
FIG.19

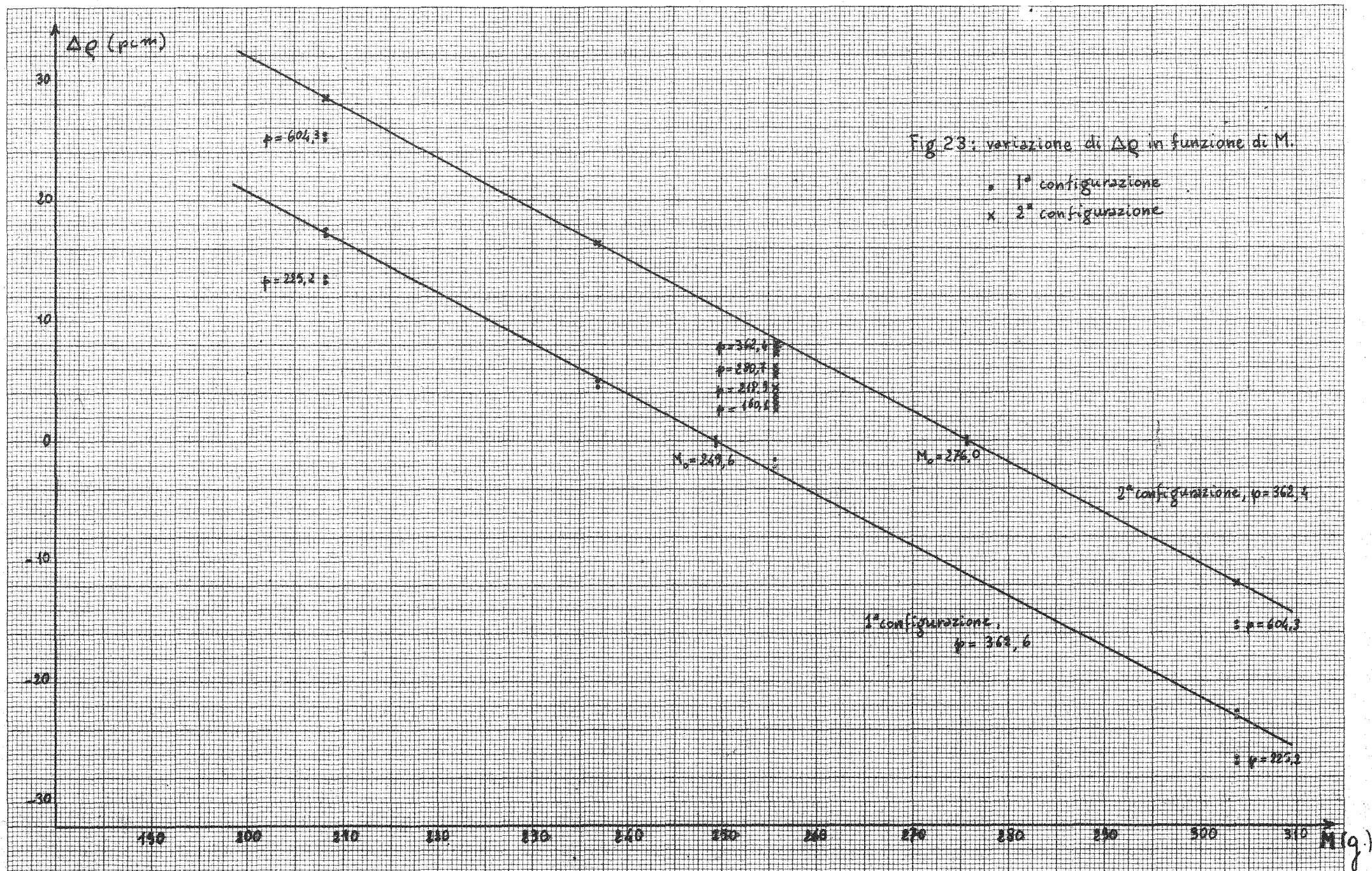


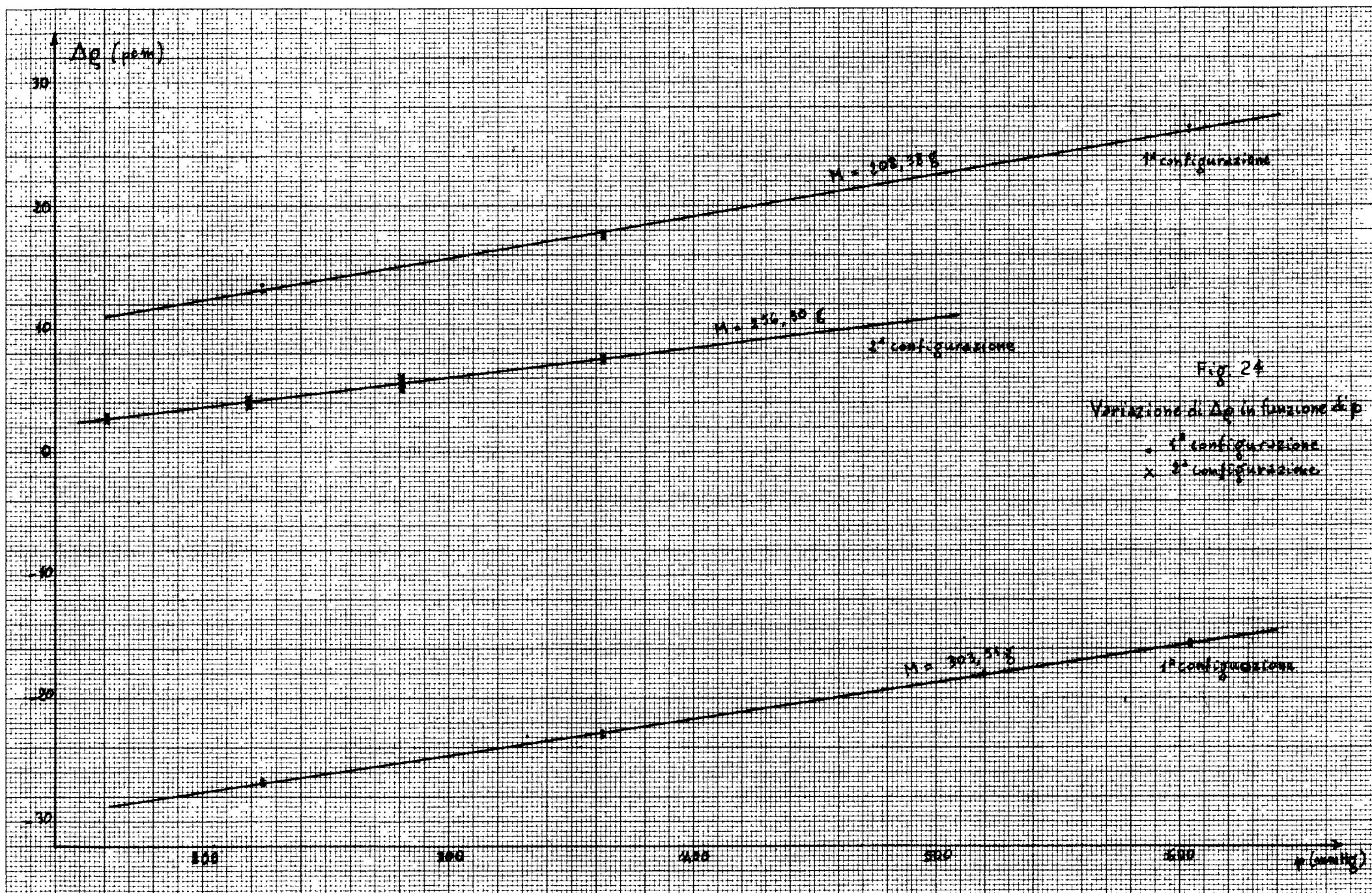
RETICOLO MARIUS E RELATIVO BUFFER NELL' RB1 (B1 B29.2)

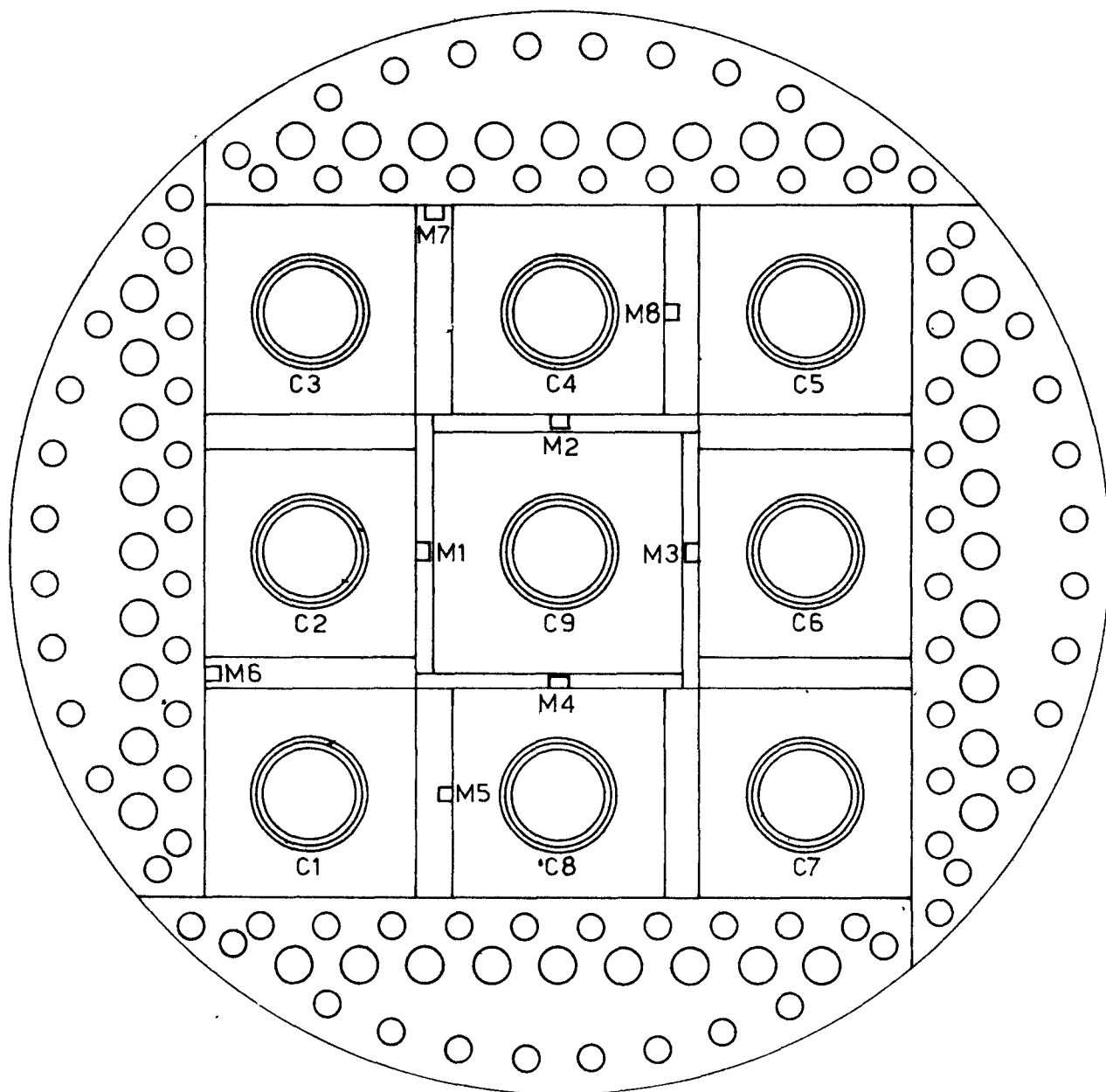
Fig. 20











ZONA BUFFER E RETICOLO MARIUS

- POSIZIONE DEI RIVELATORI -

Fig. 25

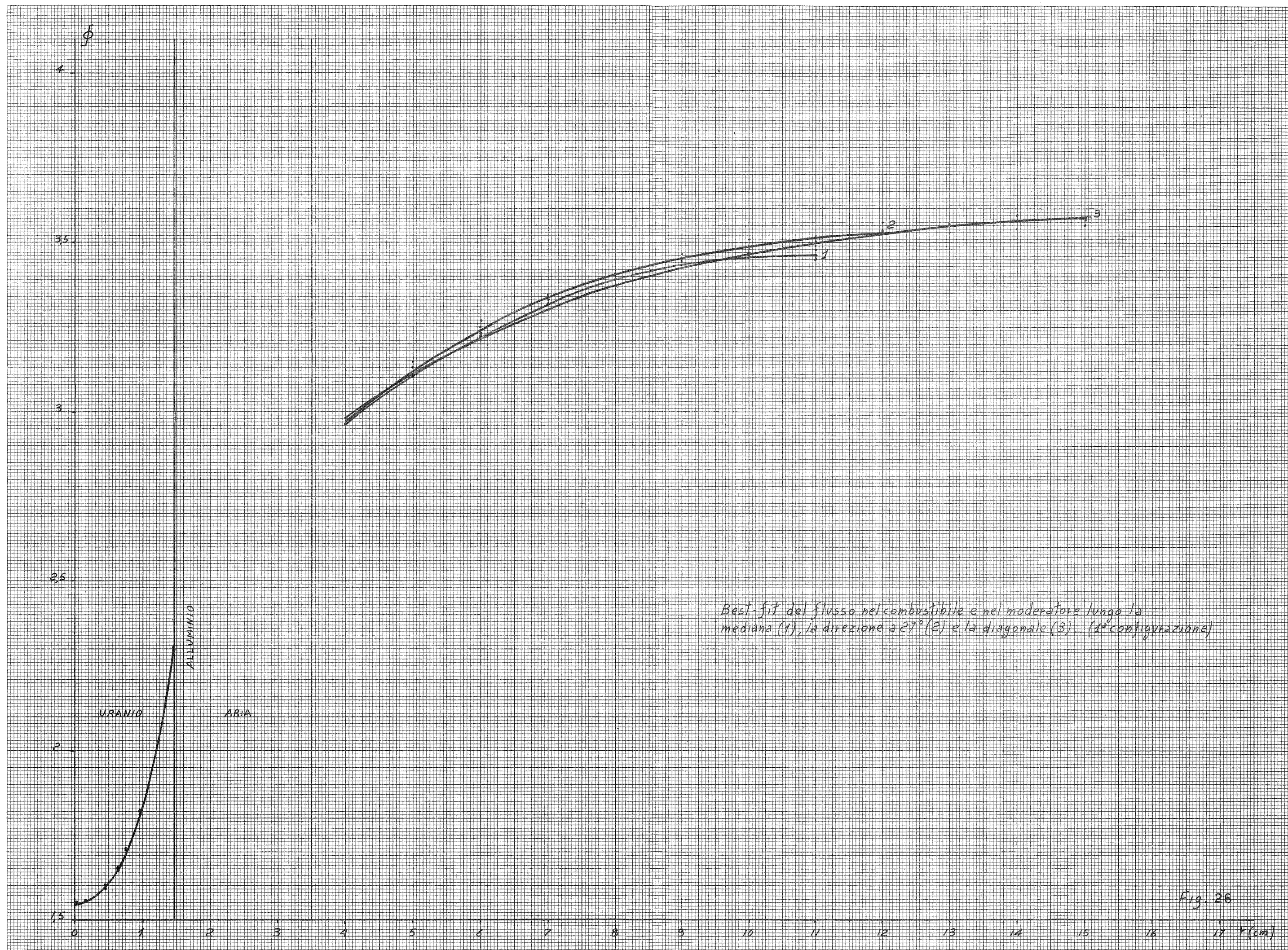
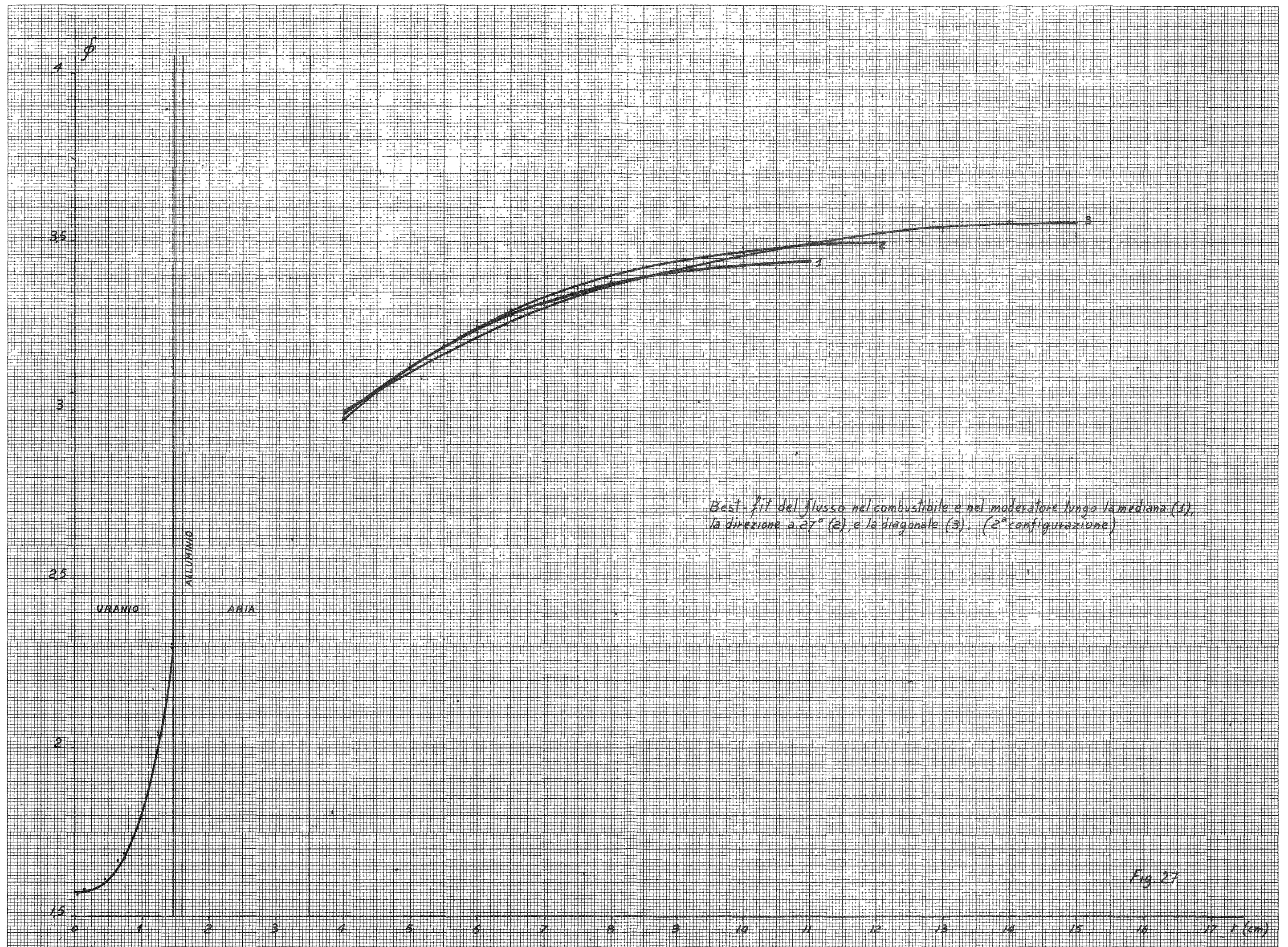


Fig. 26



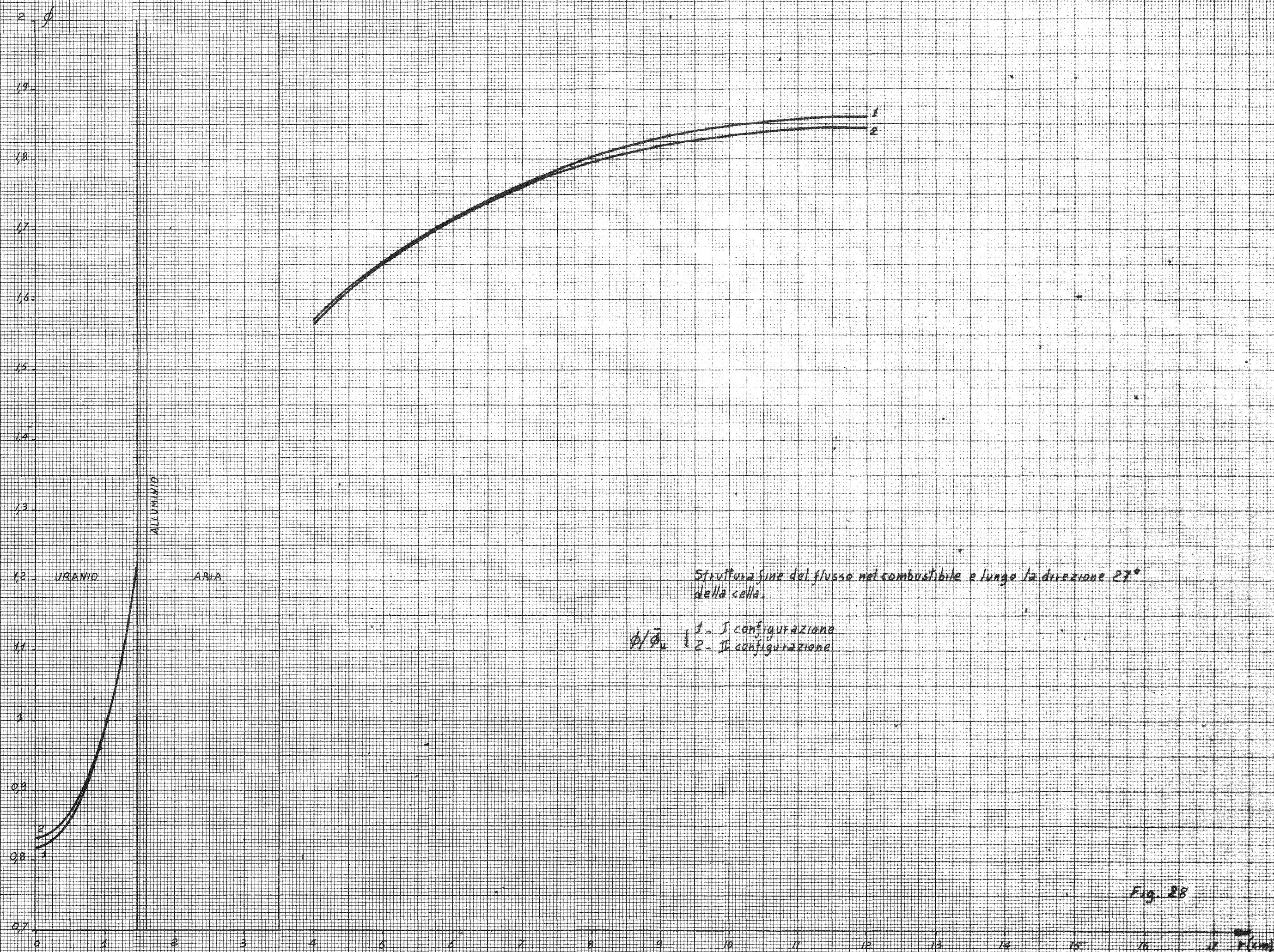
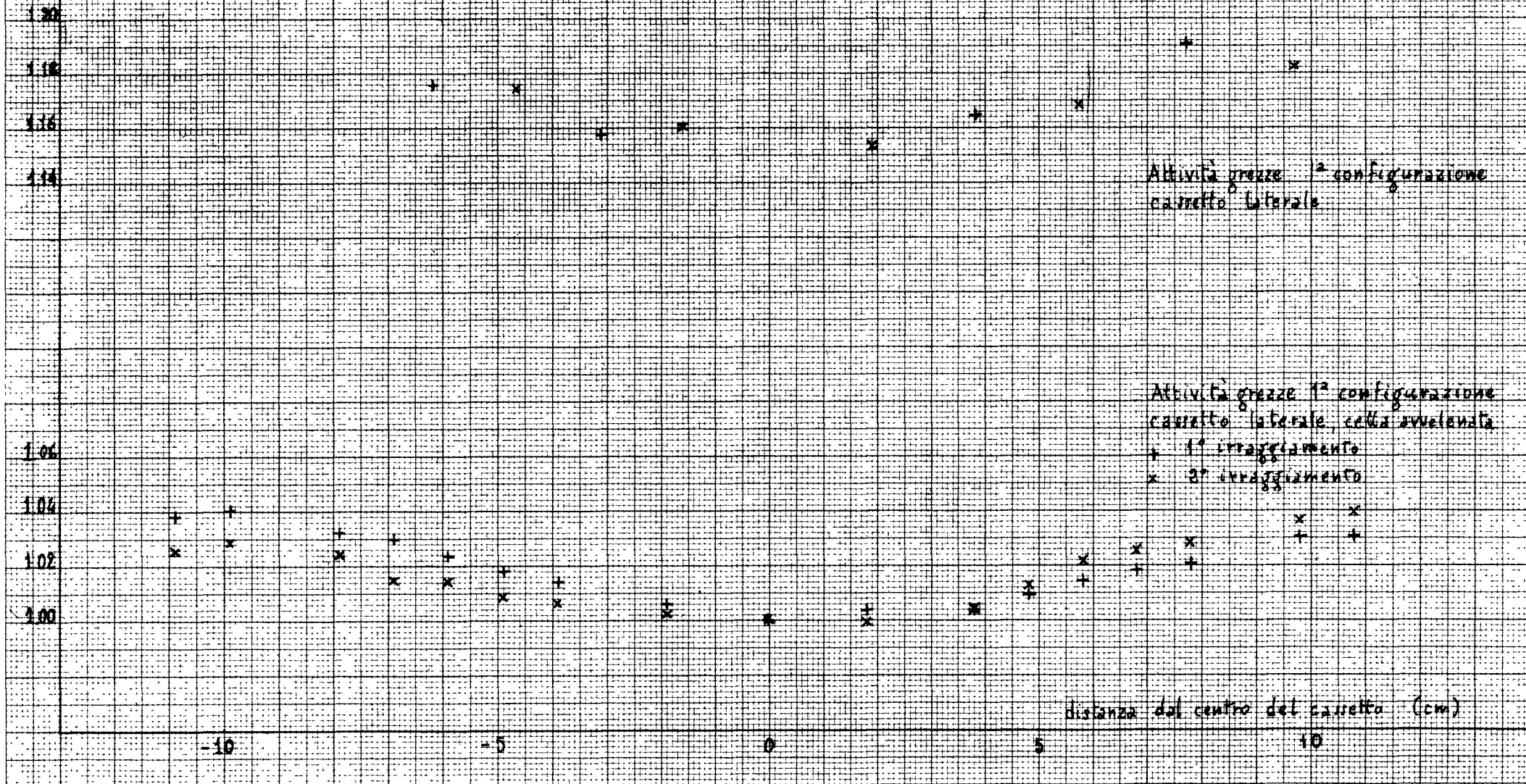


Fig. 28

Fig. 29

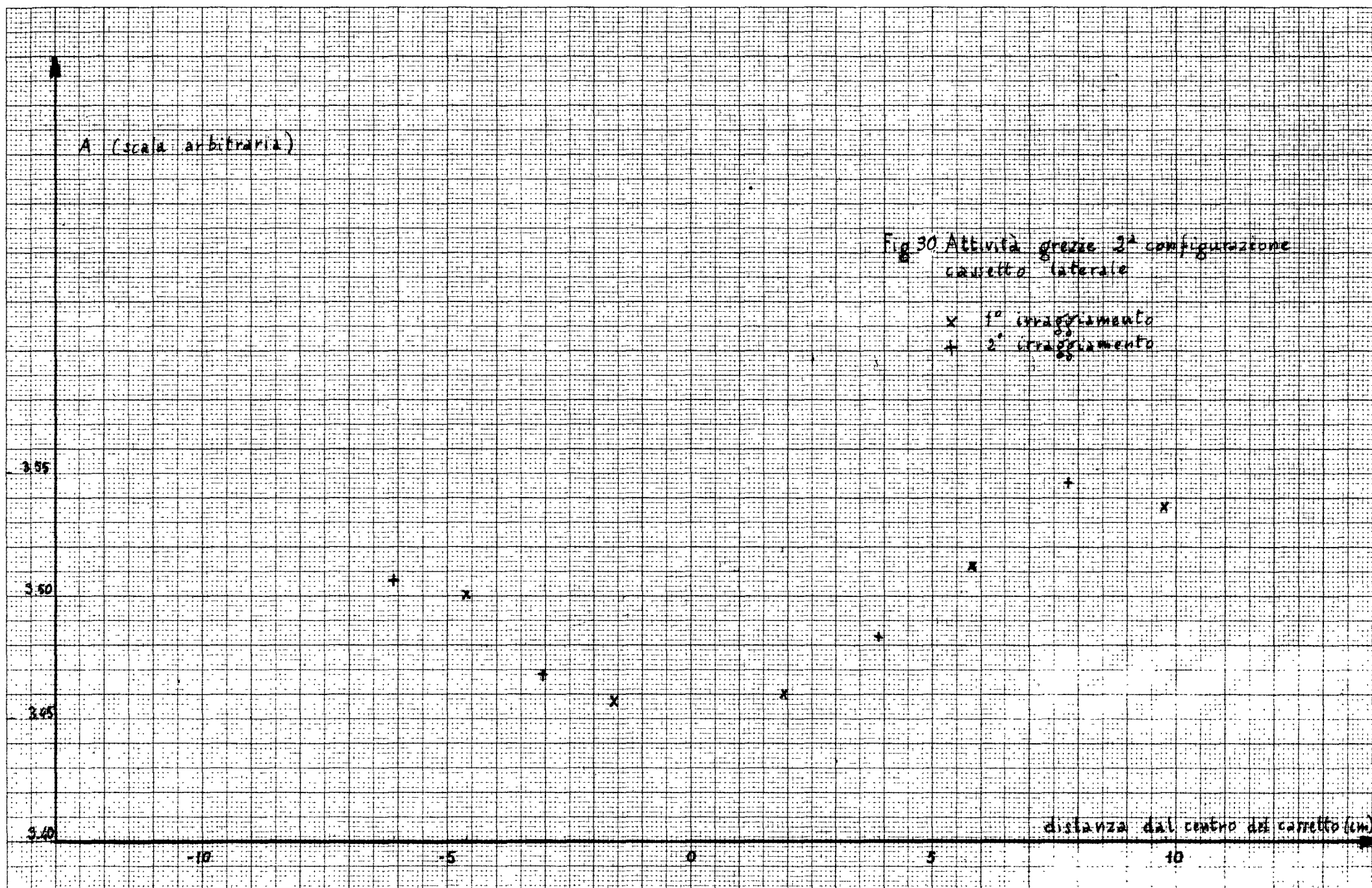
A (scala arbitraria)



A (scala arbitraria)

Fig. 30. Attività grezze 3^a configurazione
cavoletto laterale

x 1° irraggiamento
+ 2° irraggiamento



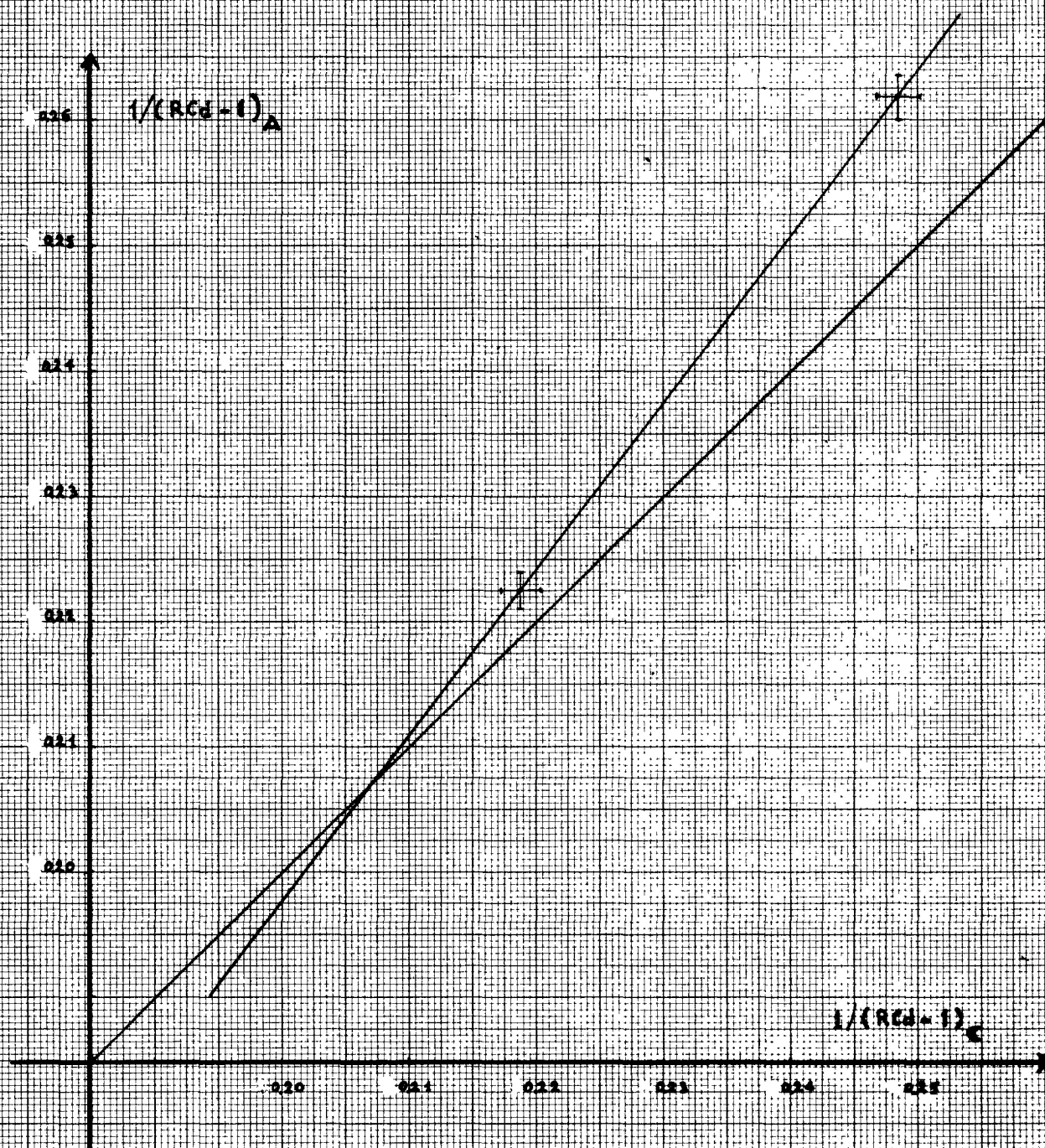


Fig 31

1° criterio di Heinemann
rivelatore A_u

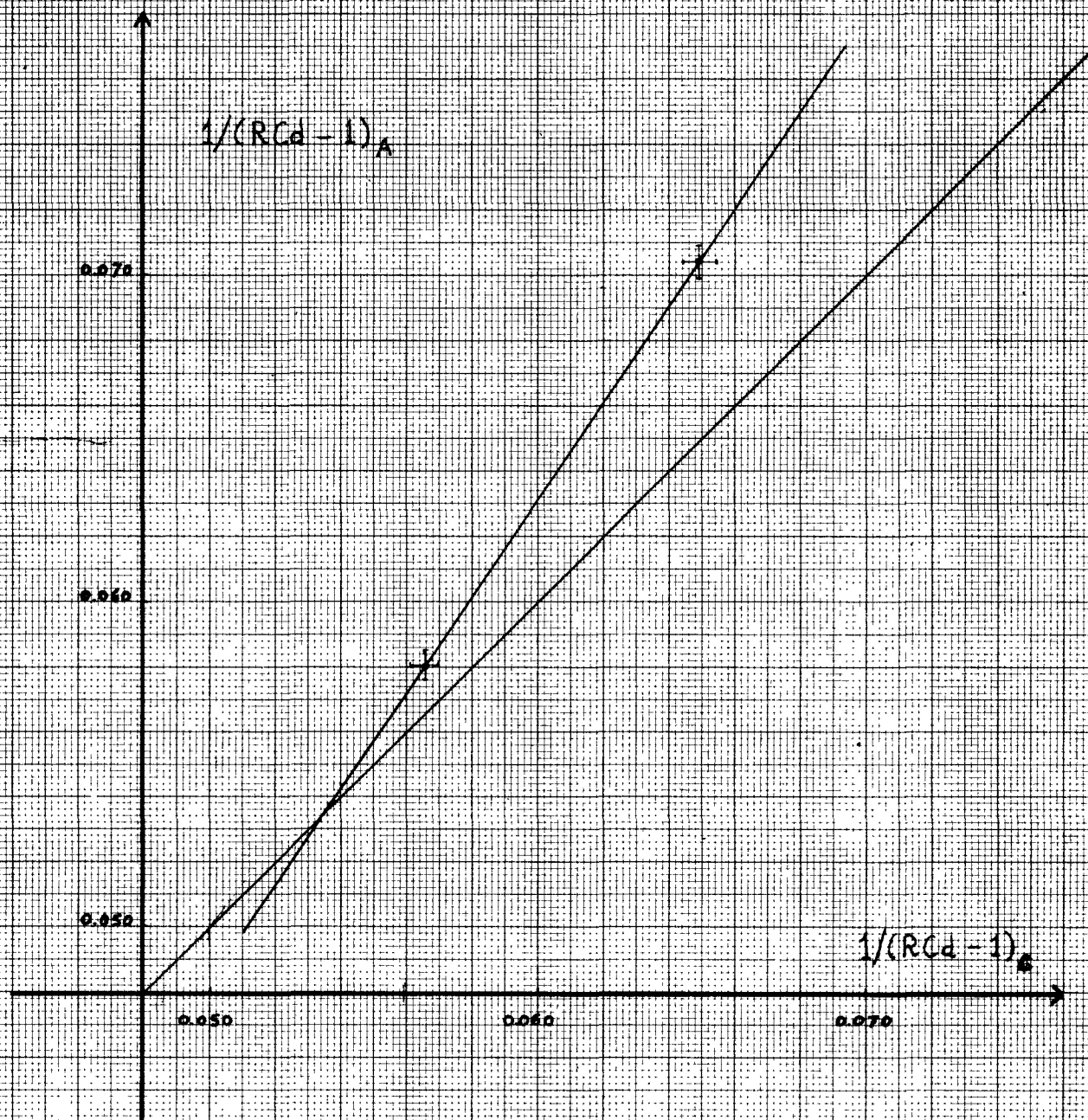


Fig. 32

1° criterio di Heinemann
rivelatore M_n

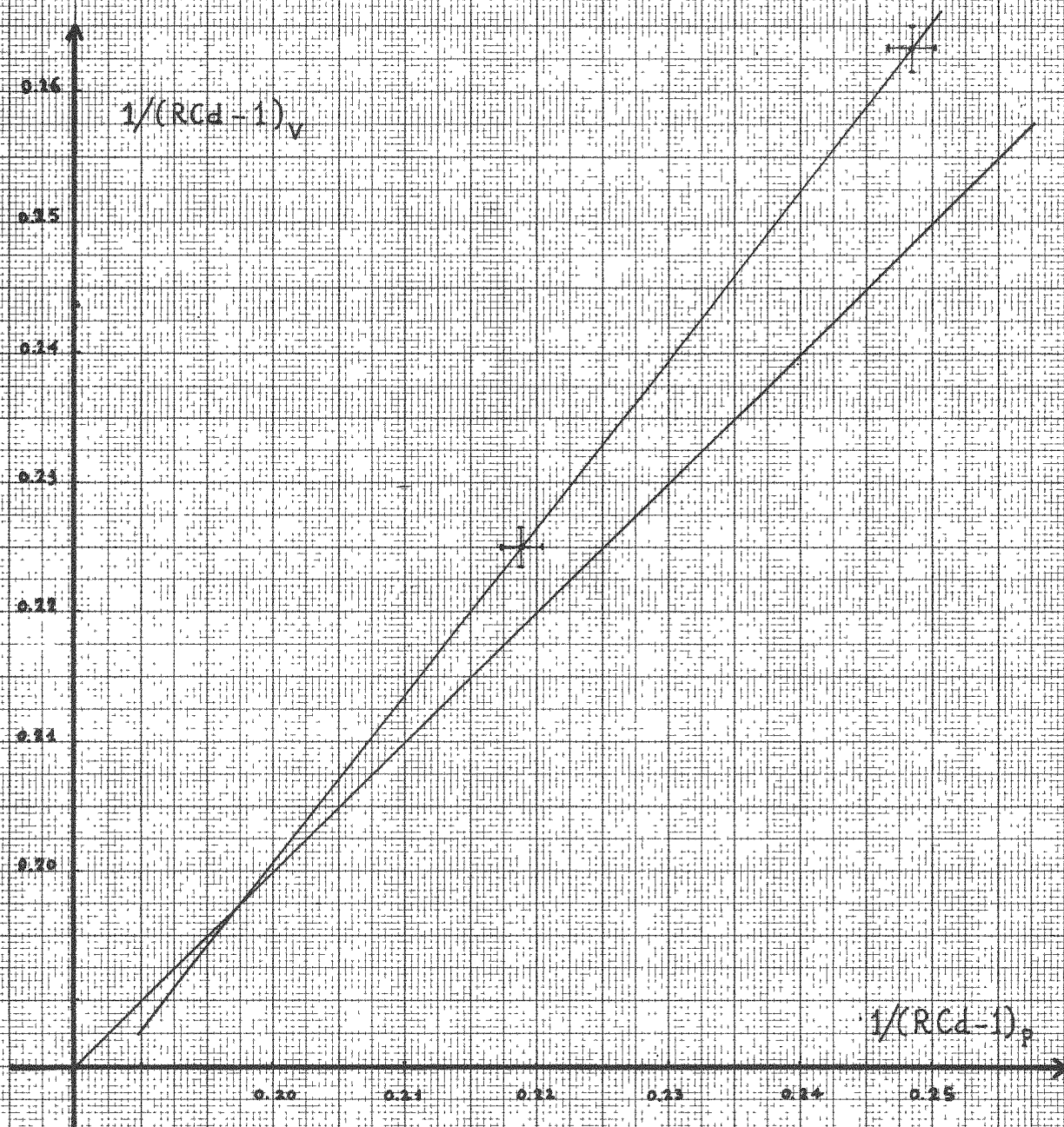


Fig 33

2° criterio di Heinemann
rivelatore Au

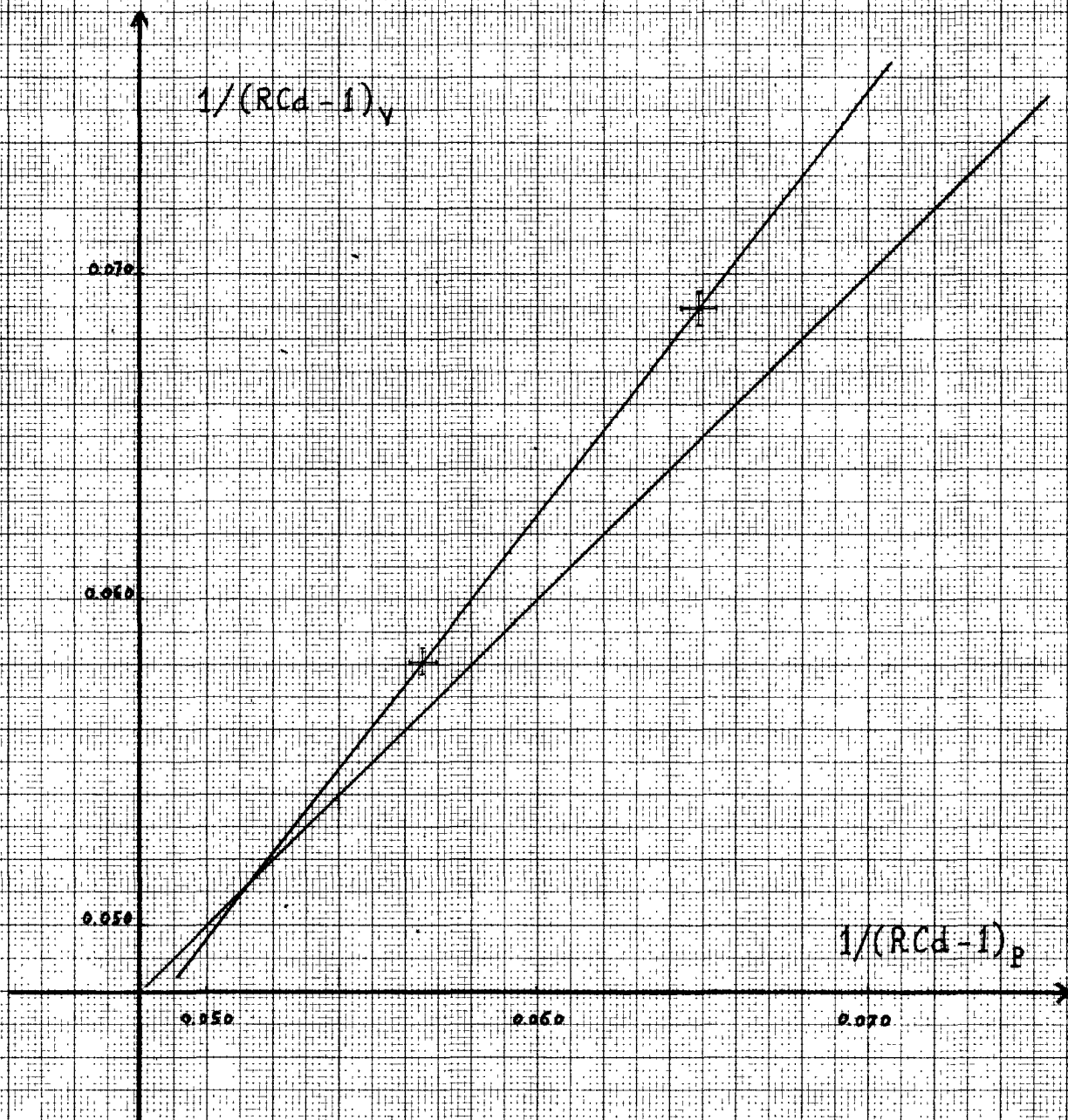
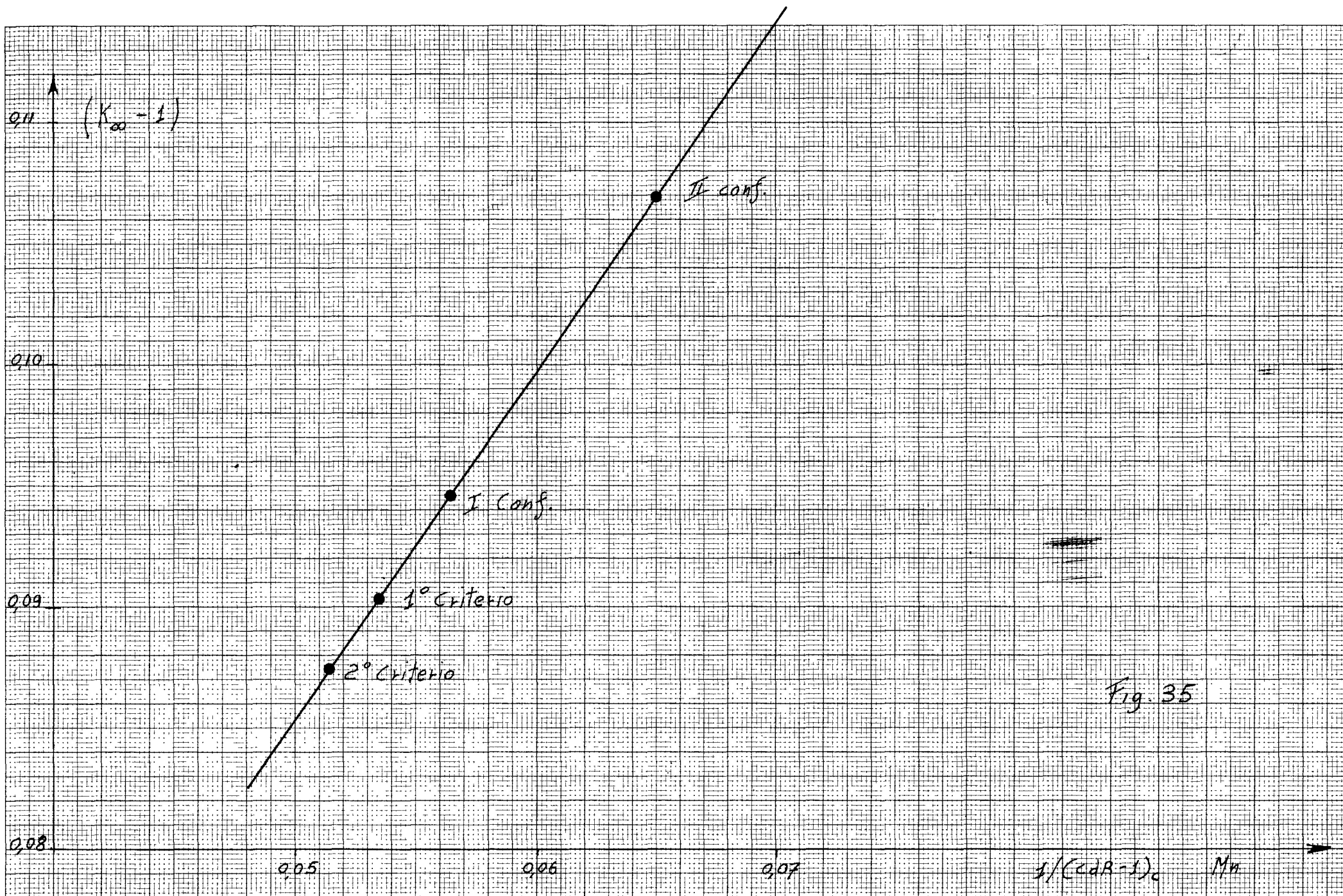


Fig 34

2° criterio di Helmermann
rivelatore Mn



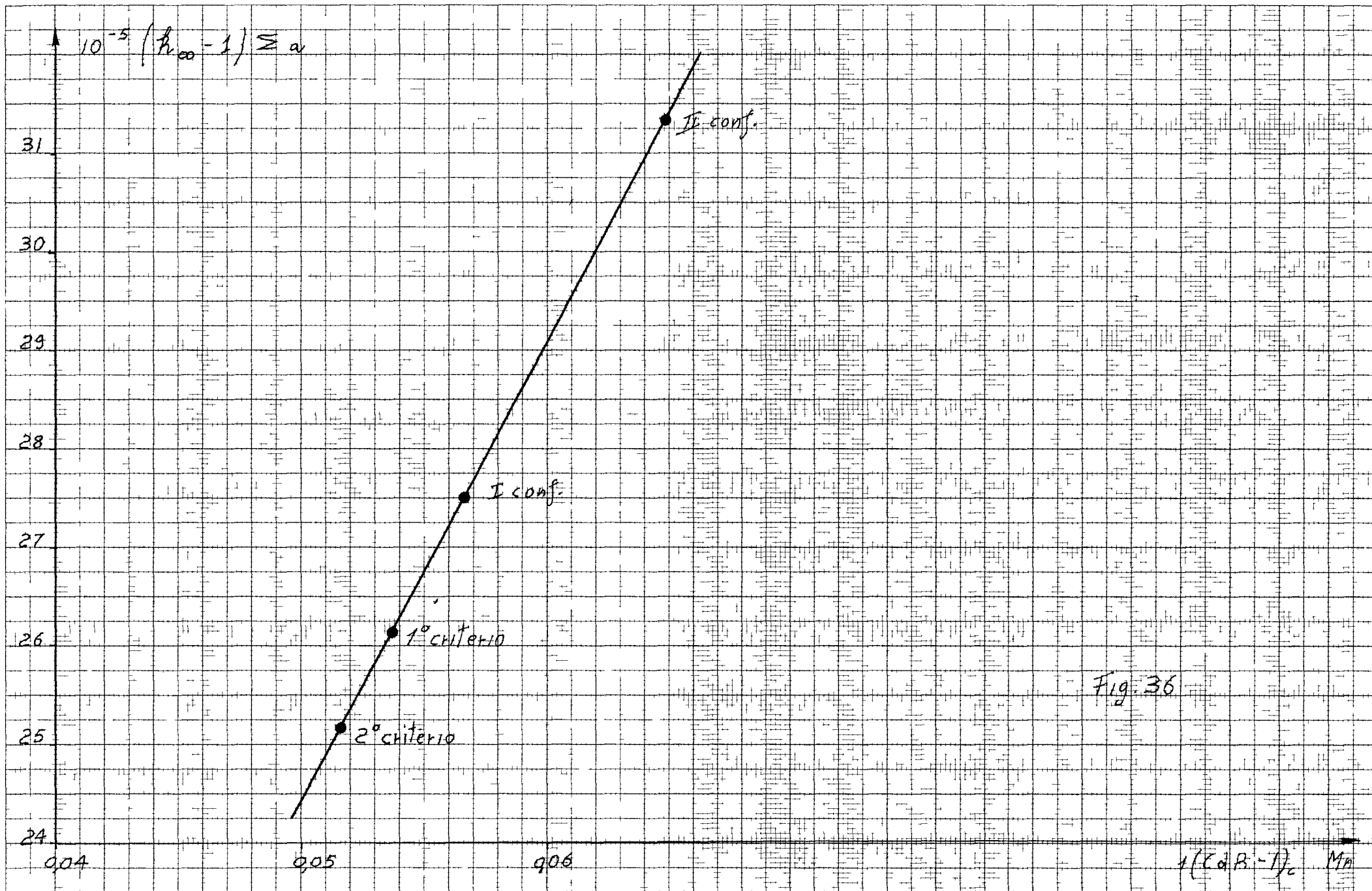
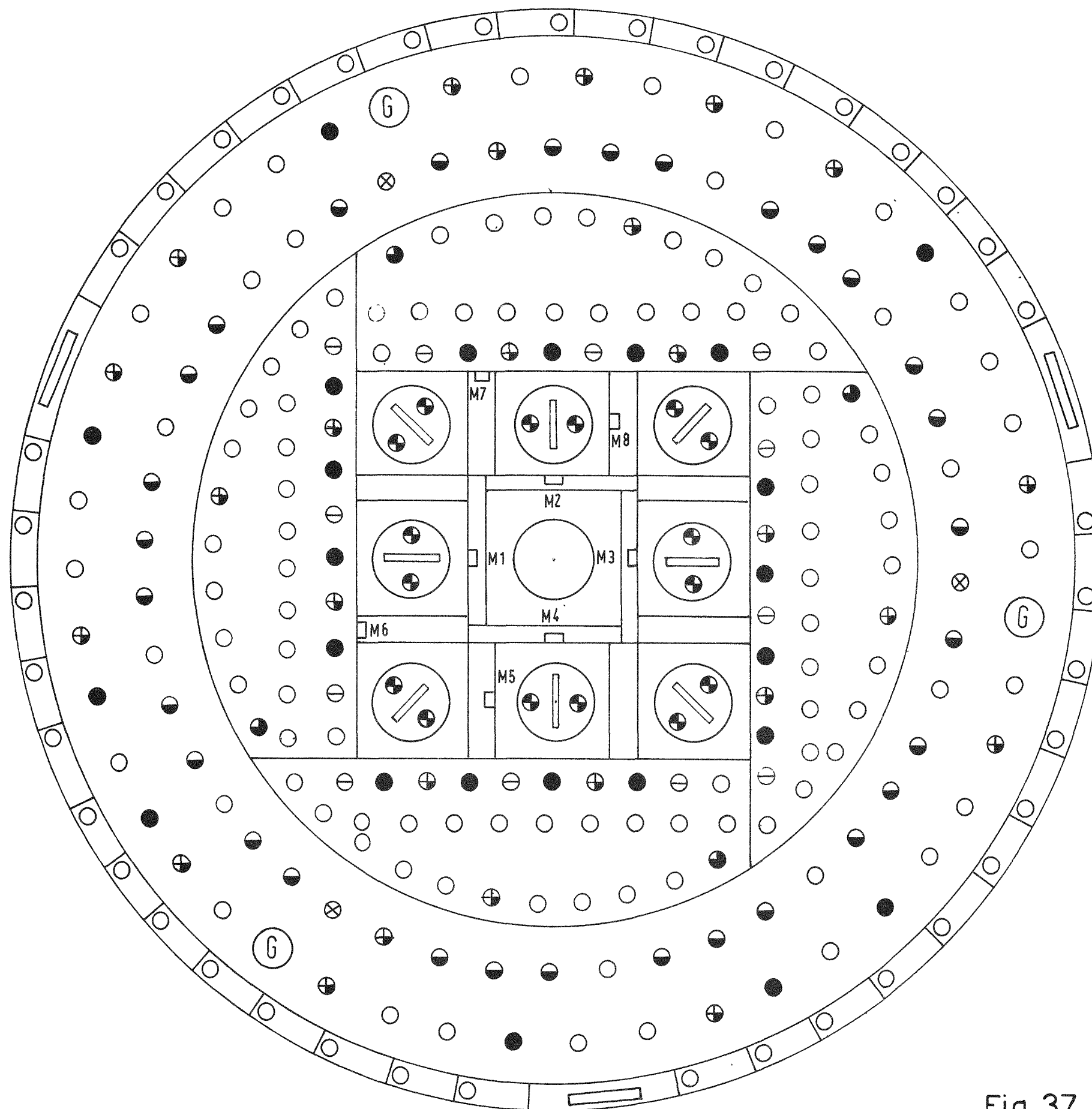


Fig. 36

MAPPA STANDARD RB1

Caric. exp. Marius 2 B1 T 5

1ª configurazione



LEGENDA

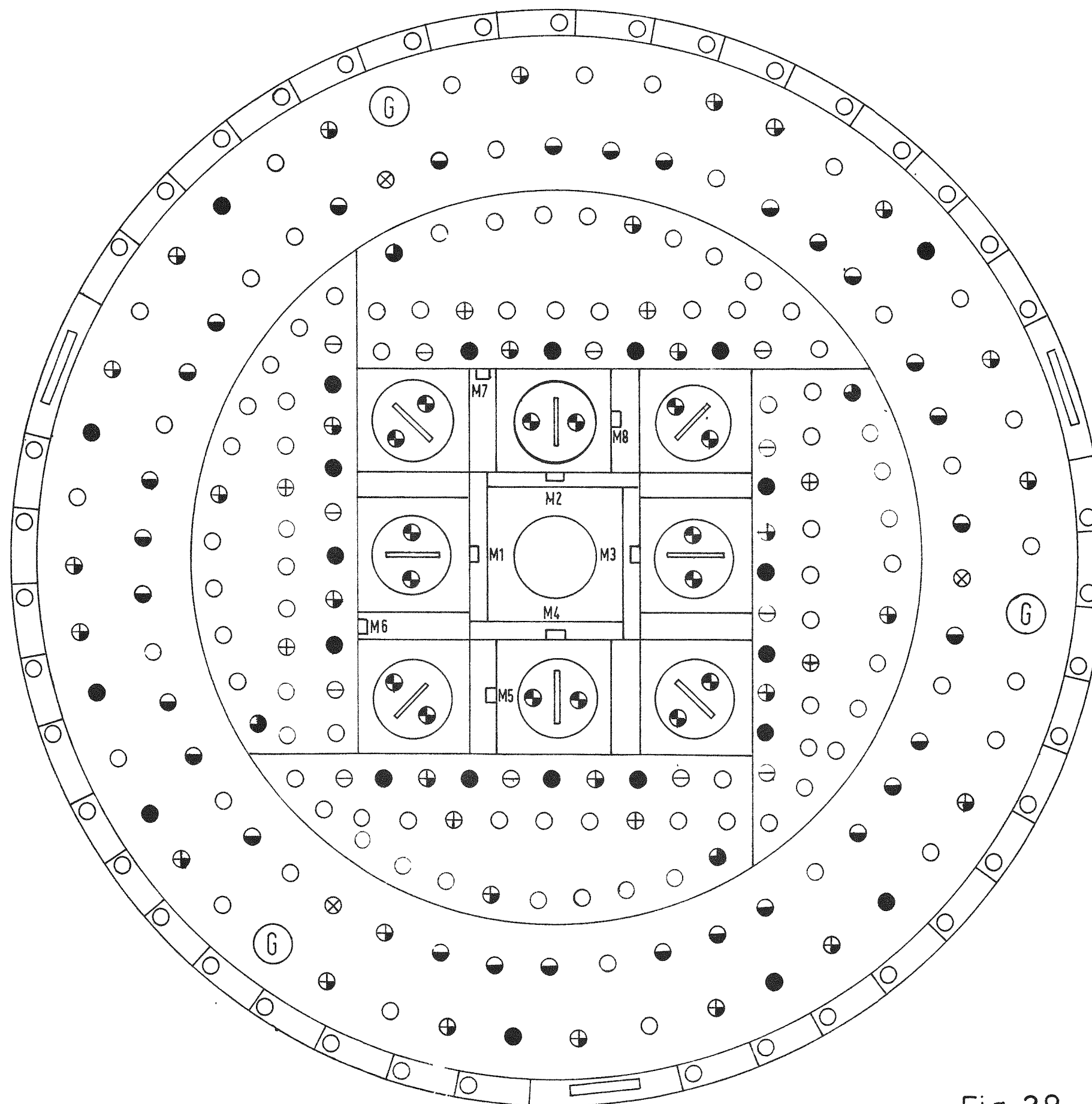
- ⊙ BARRE A GRAVITÀ
- ⊗ FOTOMOLTIPLICATORI
- BARRE CARICHE DI U ARRICCHITO AL 4%
- ⊖ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE CARICO DI CU
- ⊕ BARRE CON TAPPO PARAFFINATO
- ⊕ BARRE STANDARD INTERE DI U ARRICCHITO AL 20%
- ⊕ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE VUOTO
- ⊕ BARRE CON SOLO SPEZZONE SUPERIORE CARICO
- LAMINE MTR DI U ARRICCHITO AL 20%

Fig. 37

MAPPA STANDARD RB1

Caric. exp. Marius2 B1 T5

2^a configurazione



LEGENDA

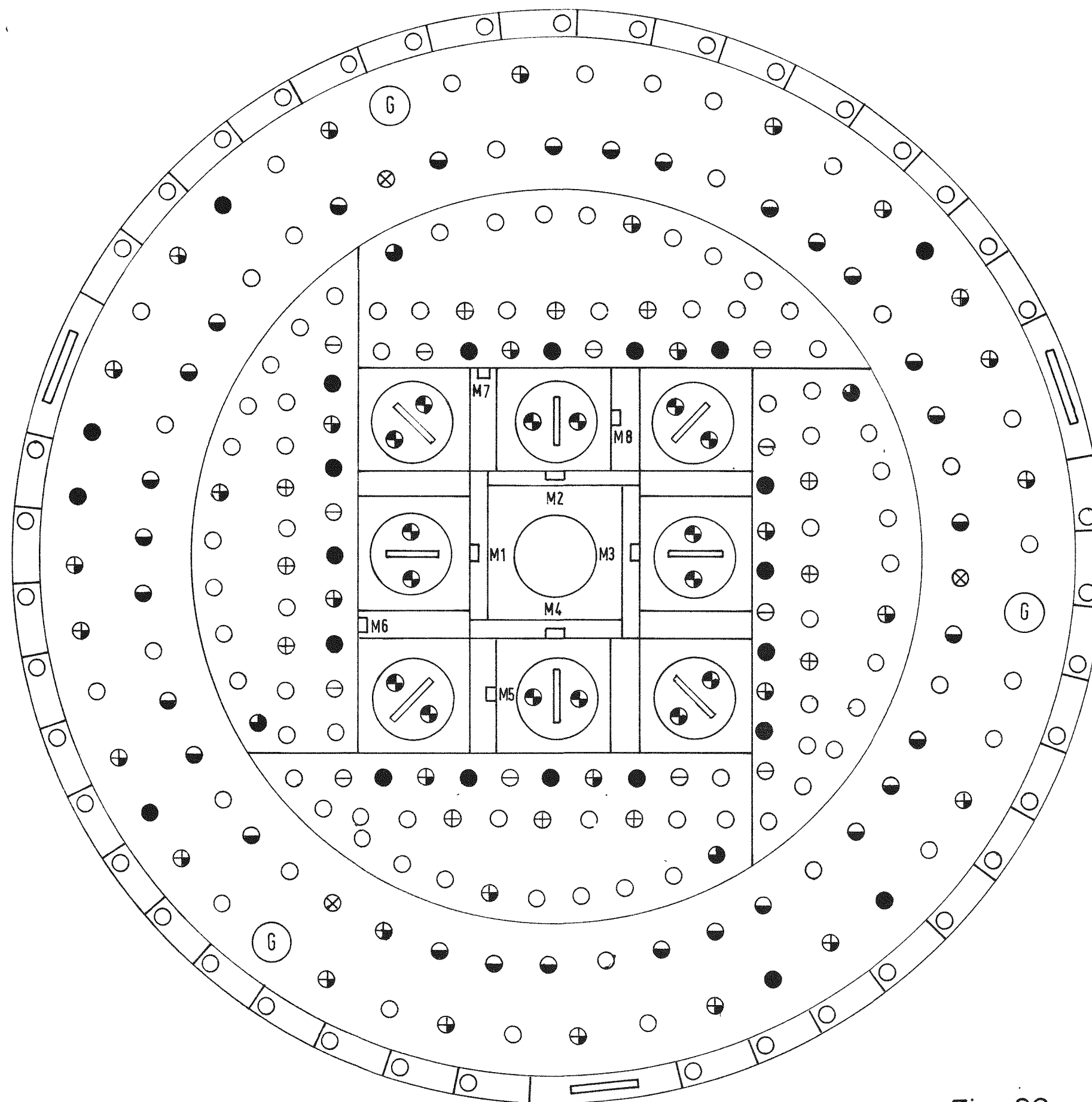
- ⊙ BARRE A GRAVITÀ
- ⊗ FOTOMOLTIPLICATORI
- BARRE CARICHE DI U ARRICCHITO AL 4%
- ⊖ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE CARICO DI CU
- ◐ BARRE CON TAPPO PARAFFINATO
- ⊕ BARRE STANDARD INTERE DI U ARRICCHITO AL 20%
- ⊙ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE VUOTO
- ◑ BARRE CON SOLO SPEZZONE SUPERIORE CARICO
- LAMINE MTR DI U ARRICCHITO AL 20% ⊕ BARRE DI U NAT. BROOKHAVEN

Fig. 38

MAPPA STANDARD RB1

Caric. exp. Marius 2 B1 T 5

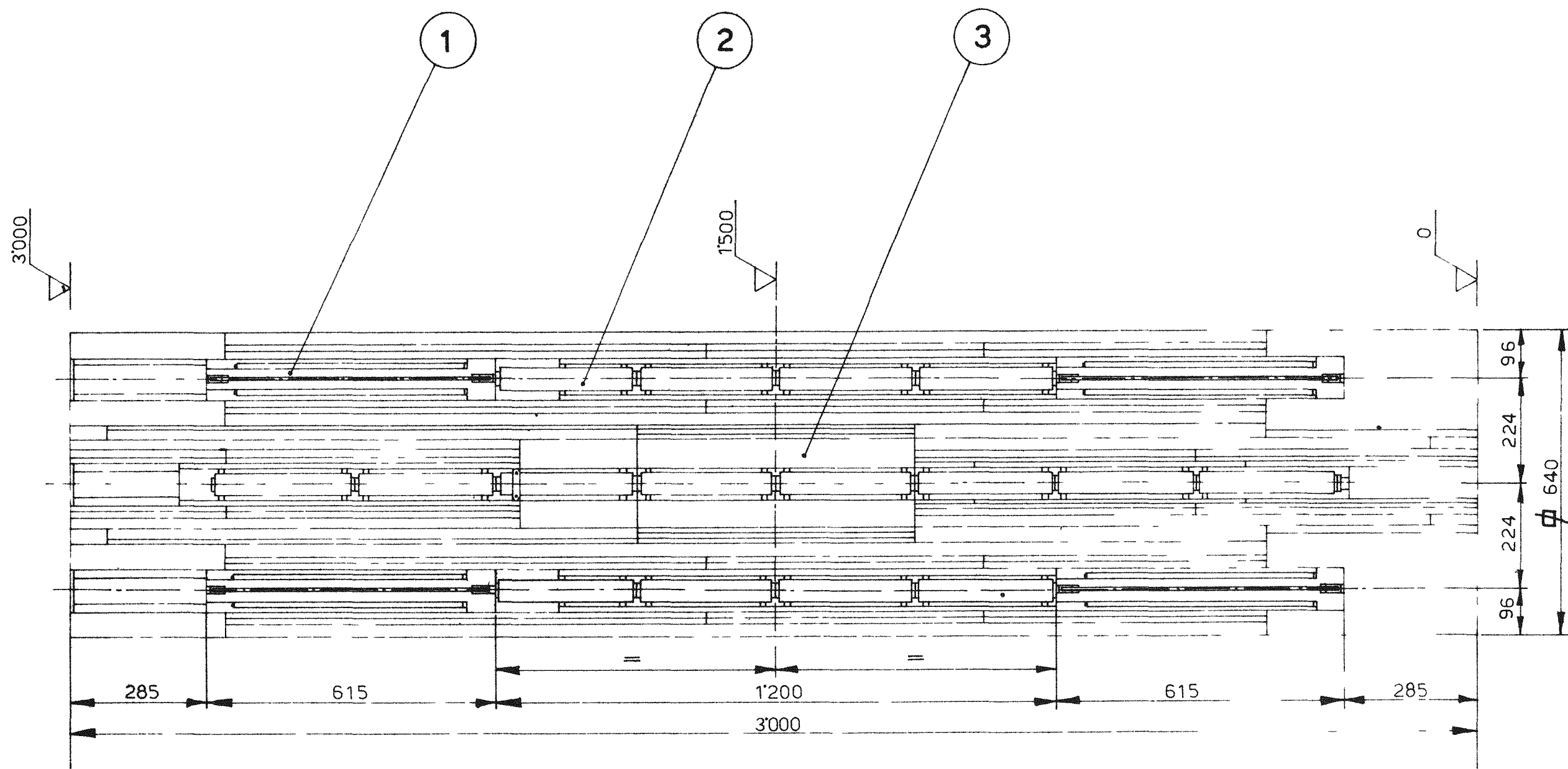
3^a configurazione



LEGENDA

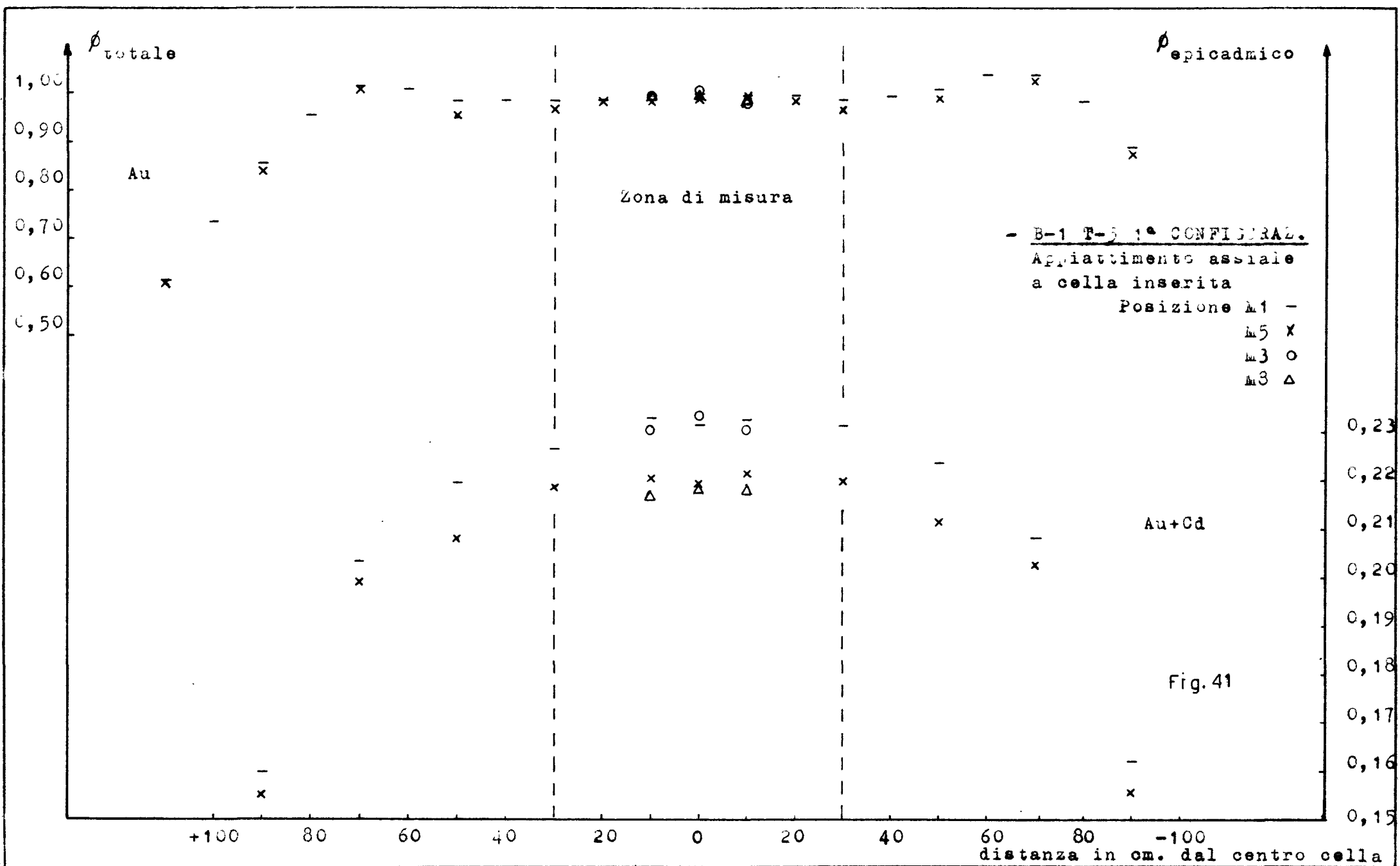
- ⊙ BARRE A GRAVITÀ
- ⊗ FOTOMOLTIPLICATORI
- BARRE CARICHE DI U ARRICCHITO AL 4°.
- ⊖ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE CARICO DI CU
- ◐ BARRE CON TAPPO PARAFFINATO
- ⊕ BARRE STANDARD INTERE DI U ARRICCHITO AL 20%
- ⊗ BARRE CON SPEZZONE CENTRALE VUOTO
- BARRE CON SOLO SPEZZONE SUPERIORE CARICO
- LAMINE MTR DI U ARRICCHITO AL 20%
- ⊕ BARRE DI U NAT. DI BROOKHAVEN

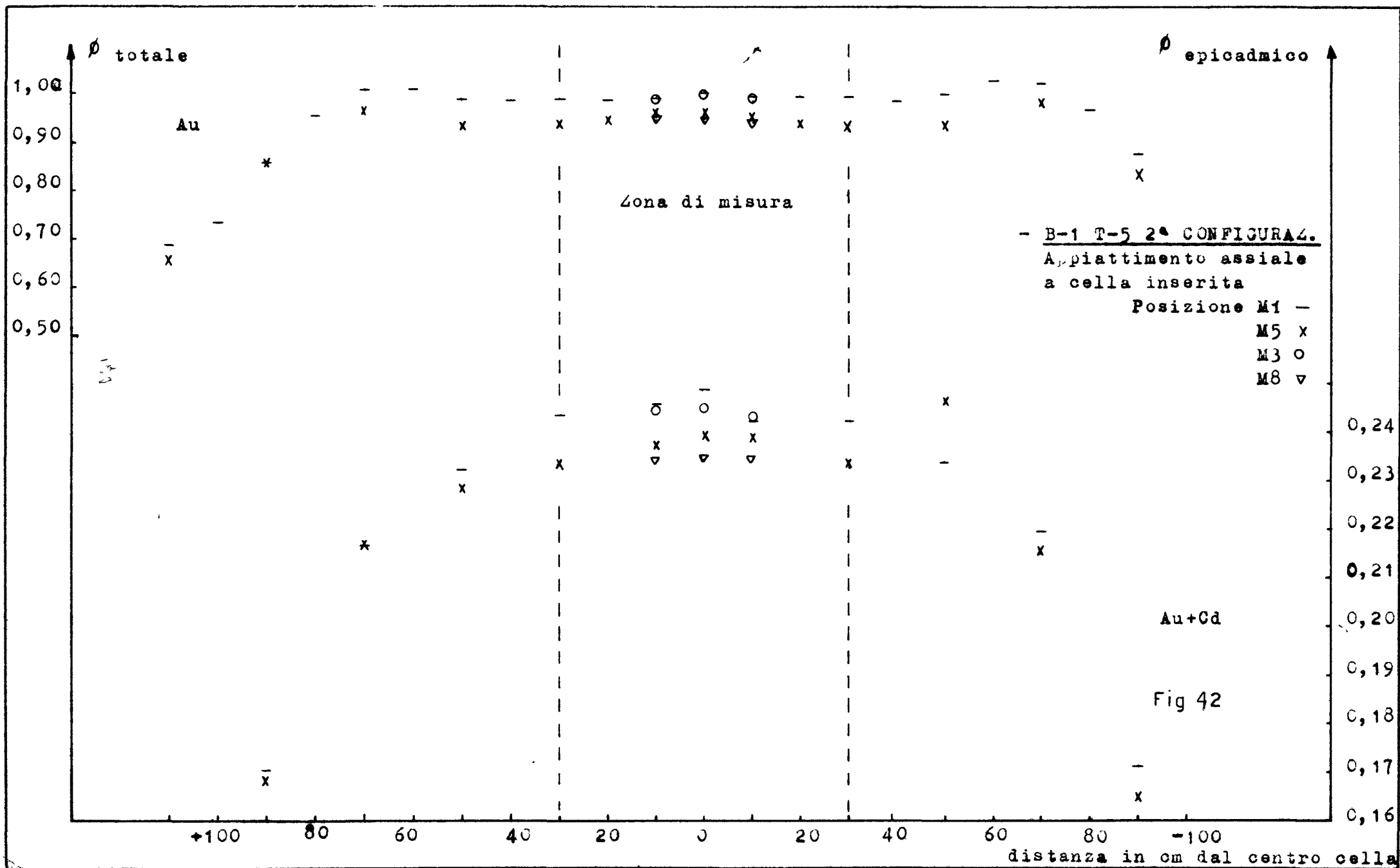
Fig. 39

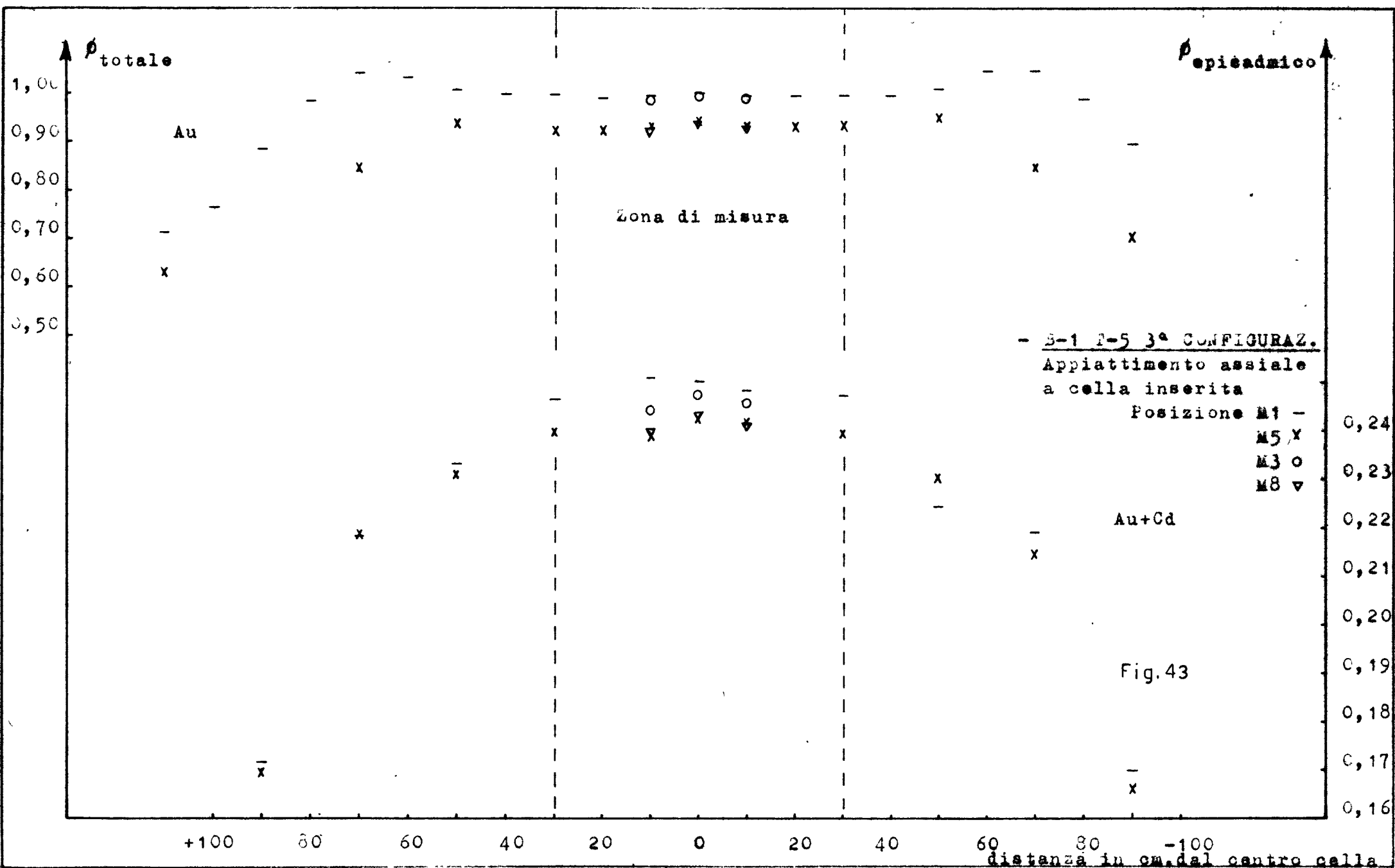


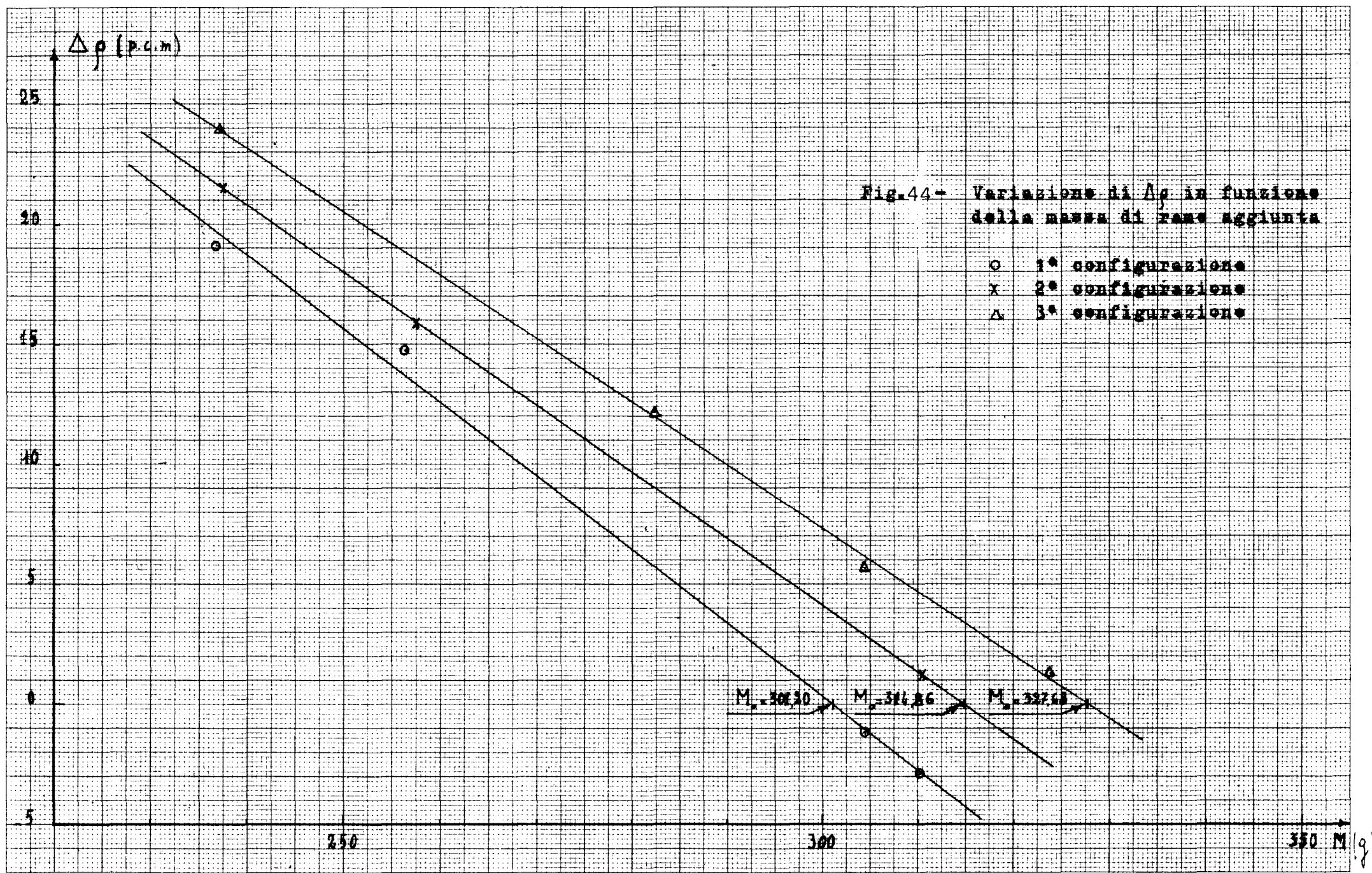
3	Cella centrale
2	Elemento combustibile tipo B1 T5
1	Elemento con combustibile Argonaut
N°	RETICOLO B1 T5

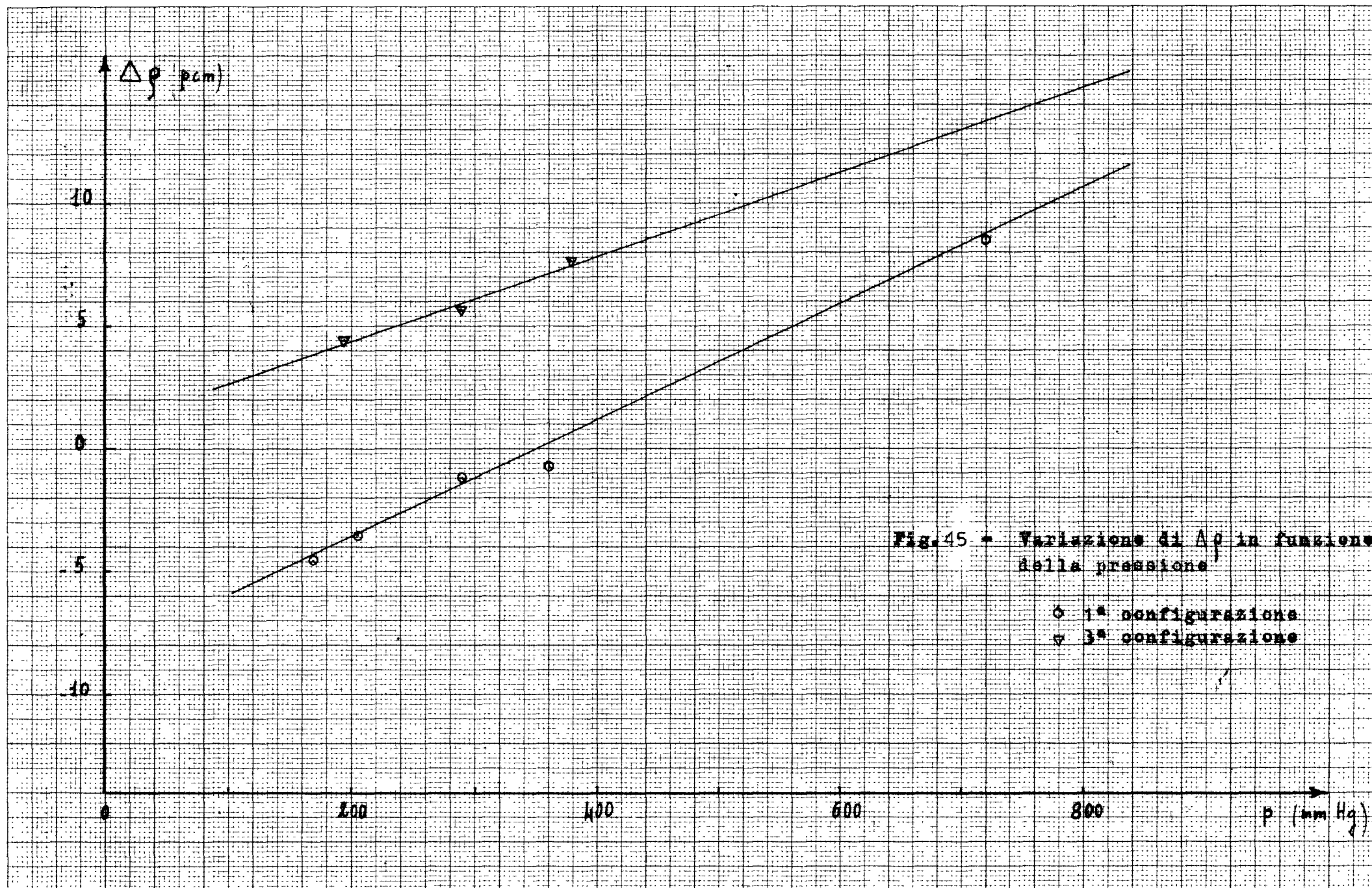
Fig.40











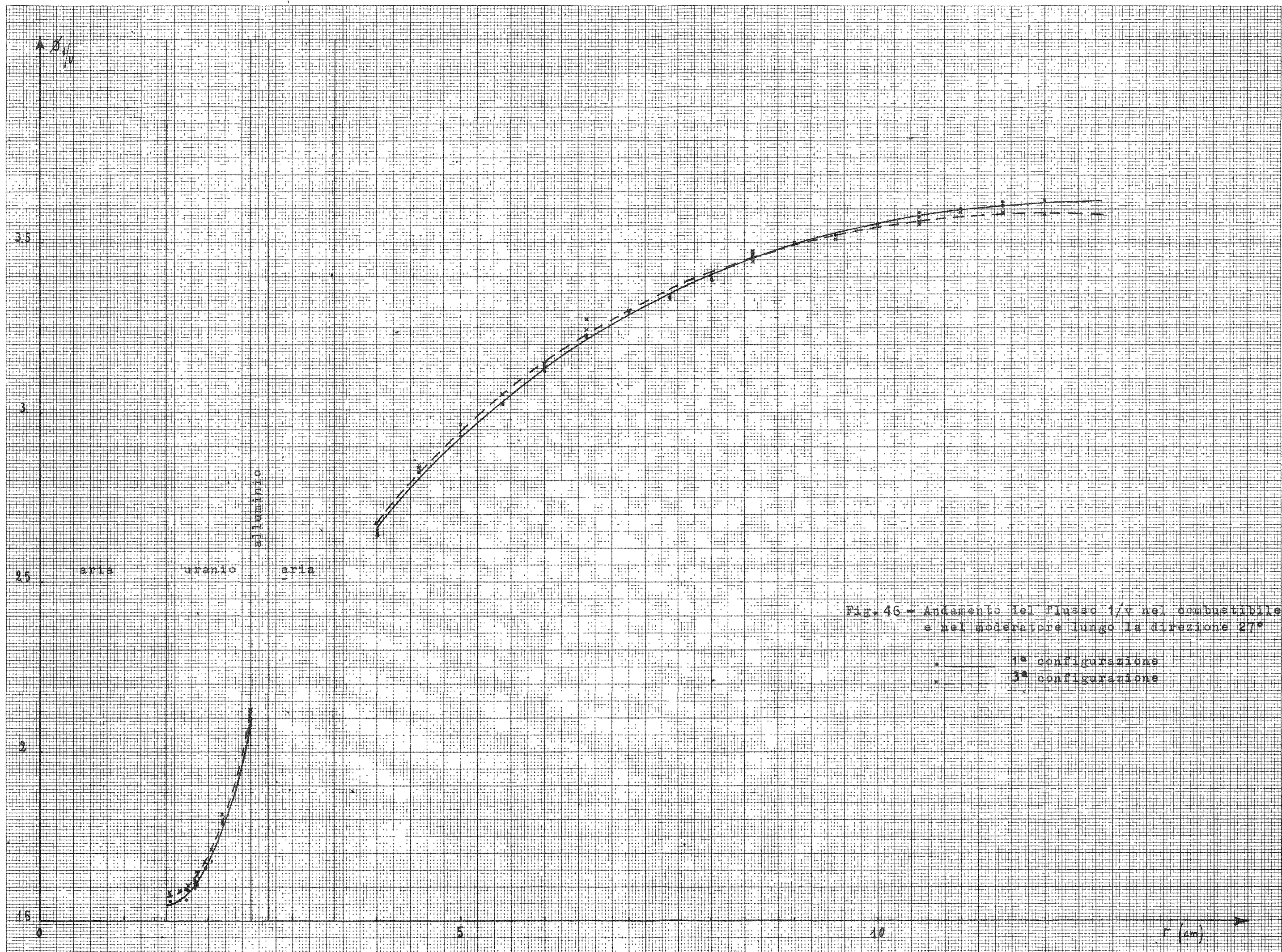


Fig. 46 - Andamento del Flusso $1/v$ nel combustibile e nel moderatore lungo la direzione 27°

1^a configurazione
3^a configurazione

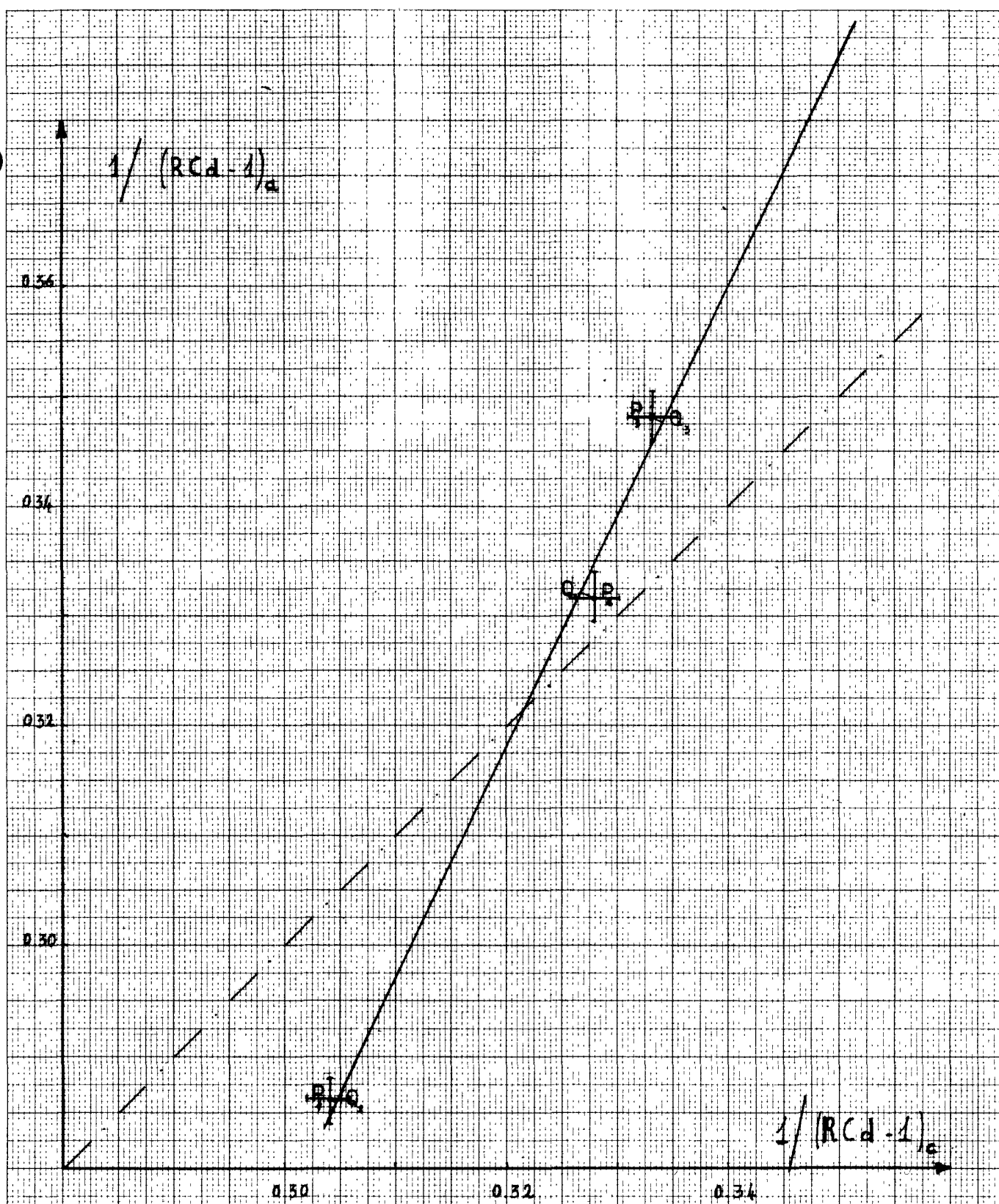
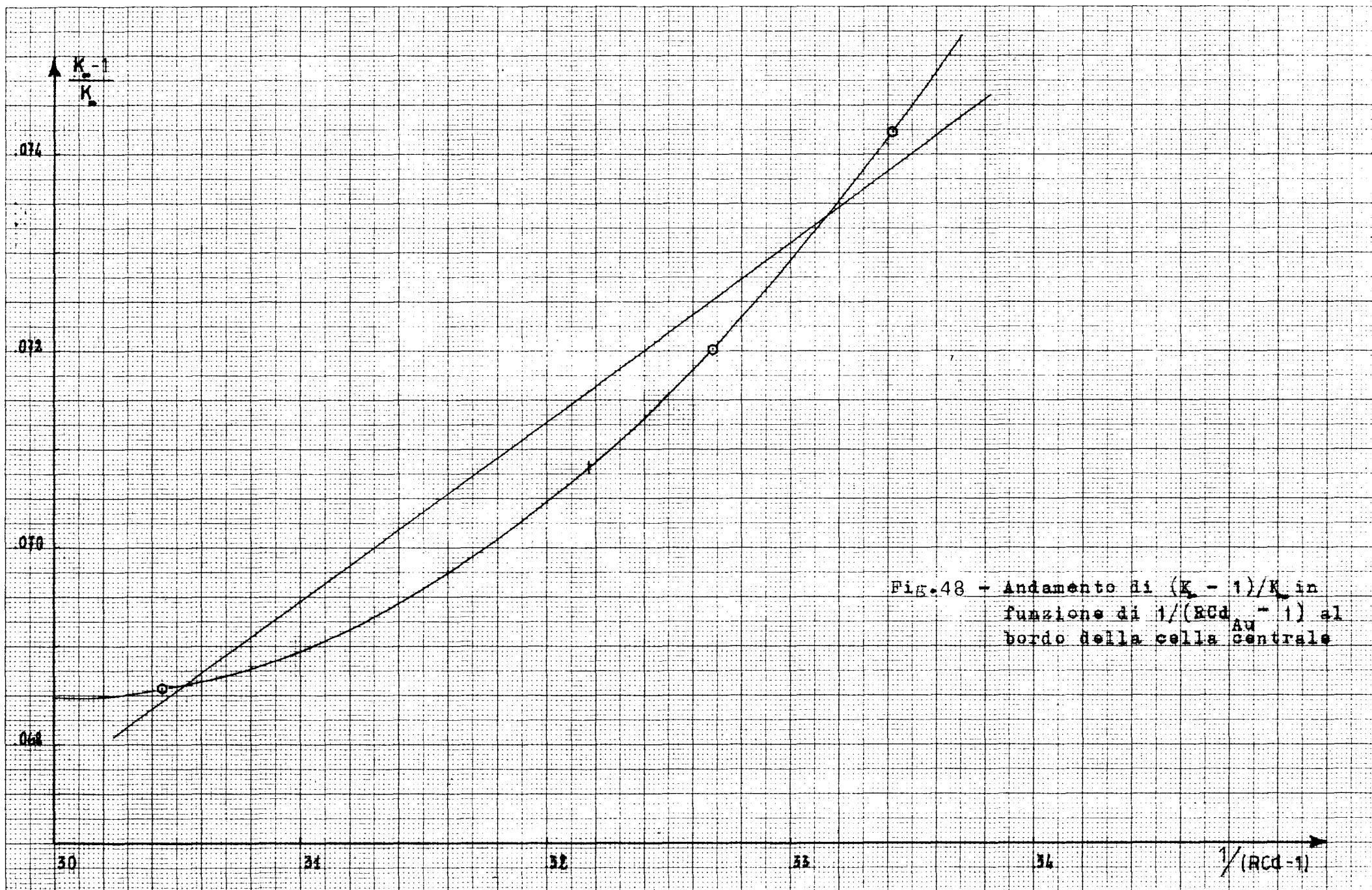
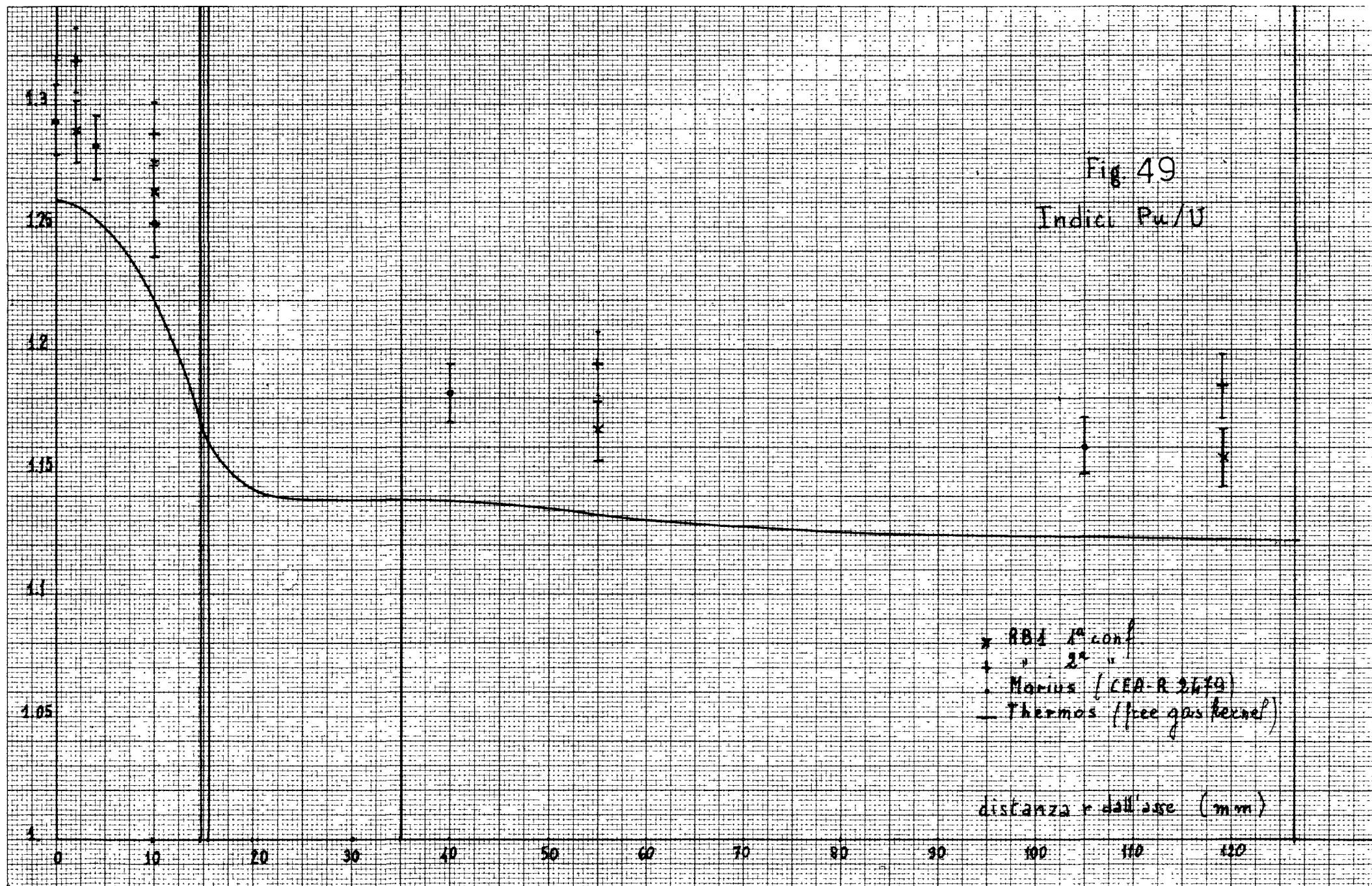


Fig.47- 1° Criterio di Heinemann
(Rivelatore Au)





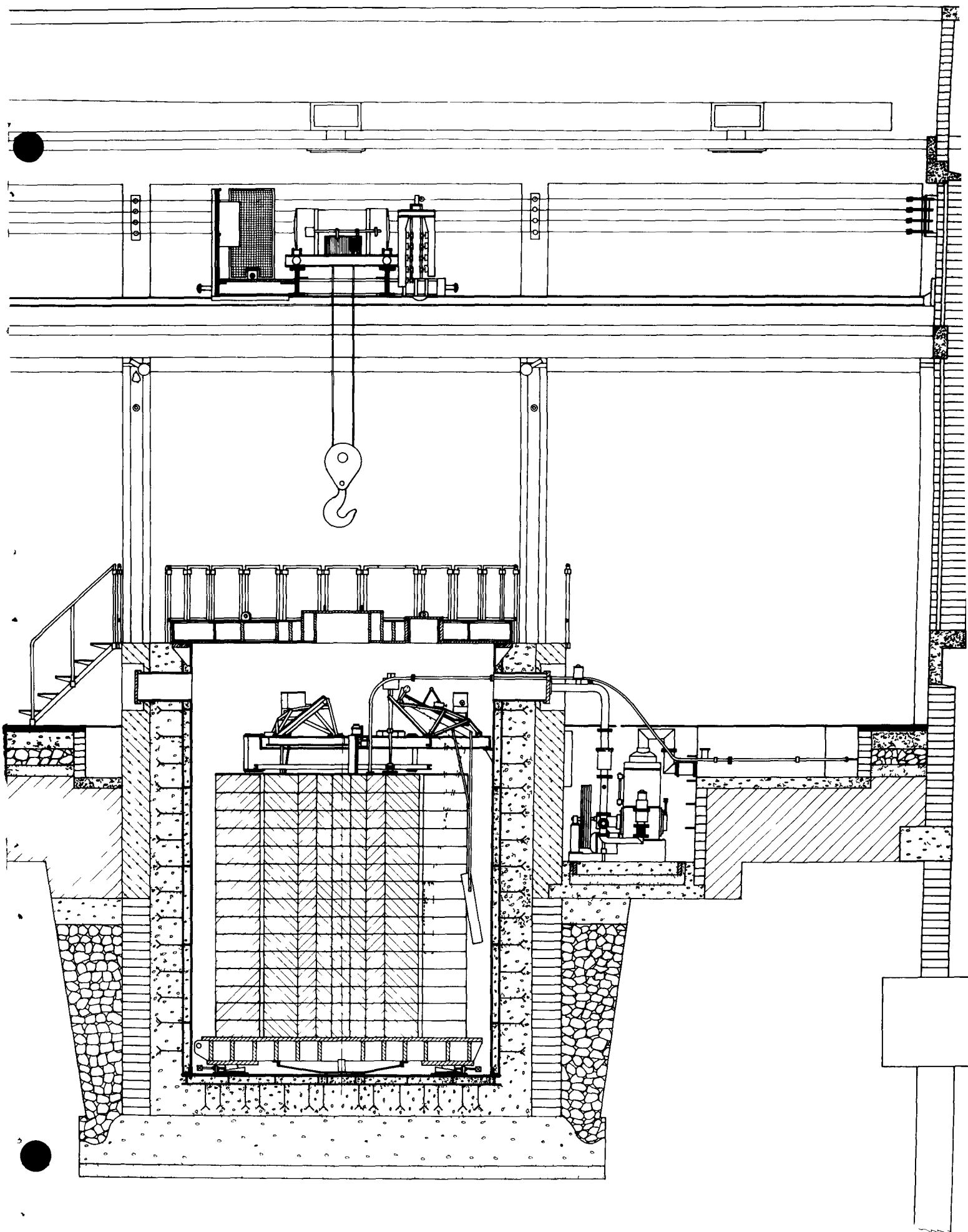


FIG.50 SCHEMATIC VIEW OF RB-1 REACTOR ROOM

A = Reflector

D = Buffer region

B-C = Driver regions

E = Test region

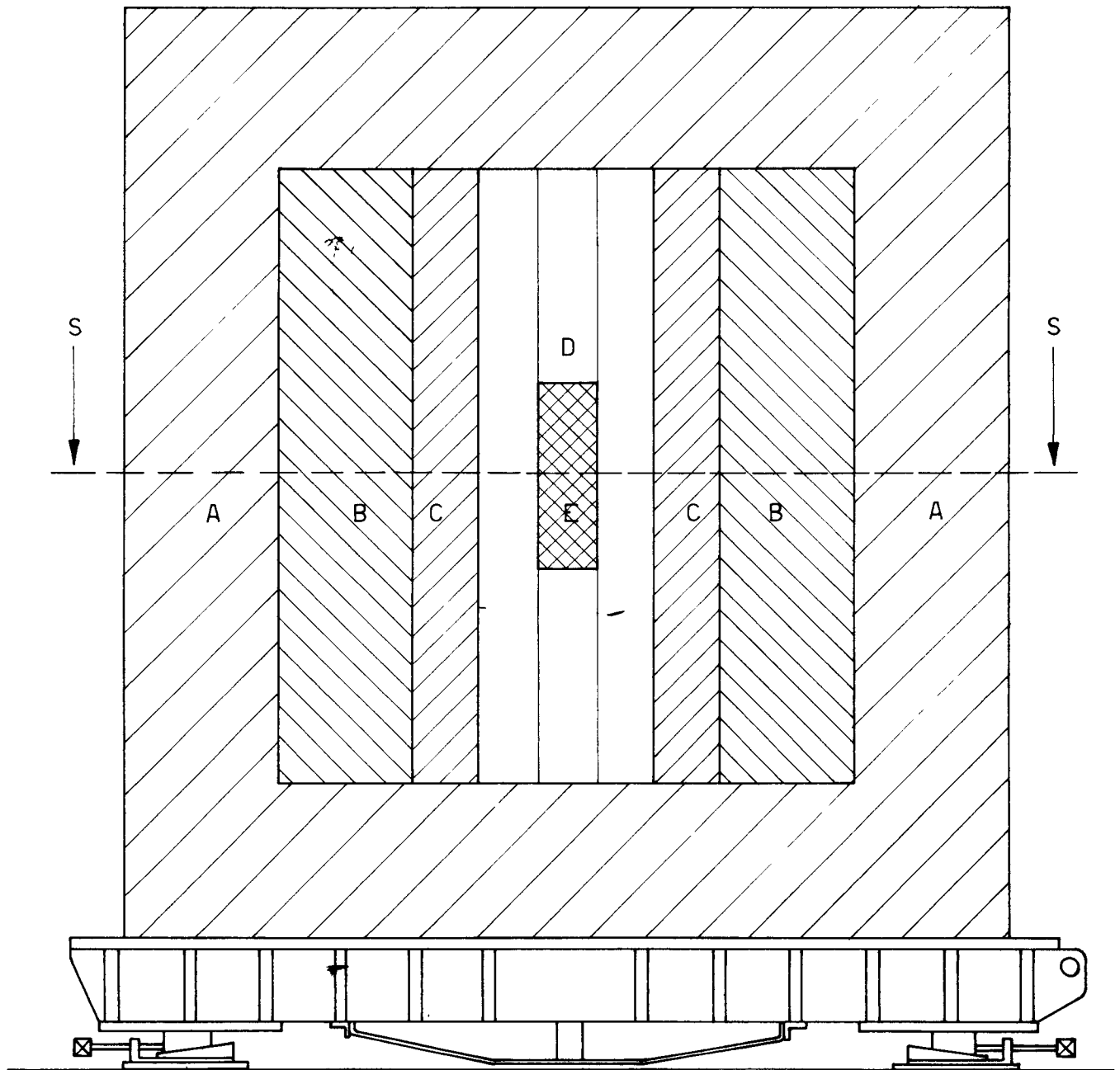


Fig.51- Schematic section of the RB-1 reactor with an axial vertical plane. (Sect. TT of fig52)

- = Neutron counter
- = Auxiliars-safety rod
- = Hole for natural uranium fuel elements
- = Hole for 20% enriched UO_2 fuel elements
- = Shim-safety rod
- = Regulating rod

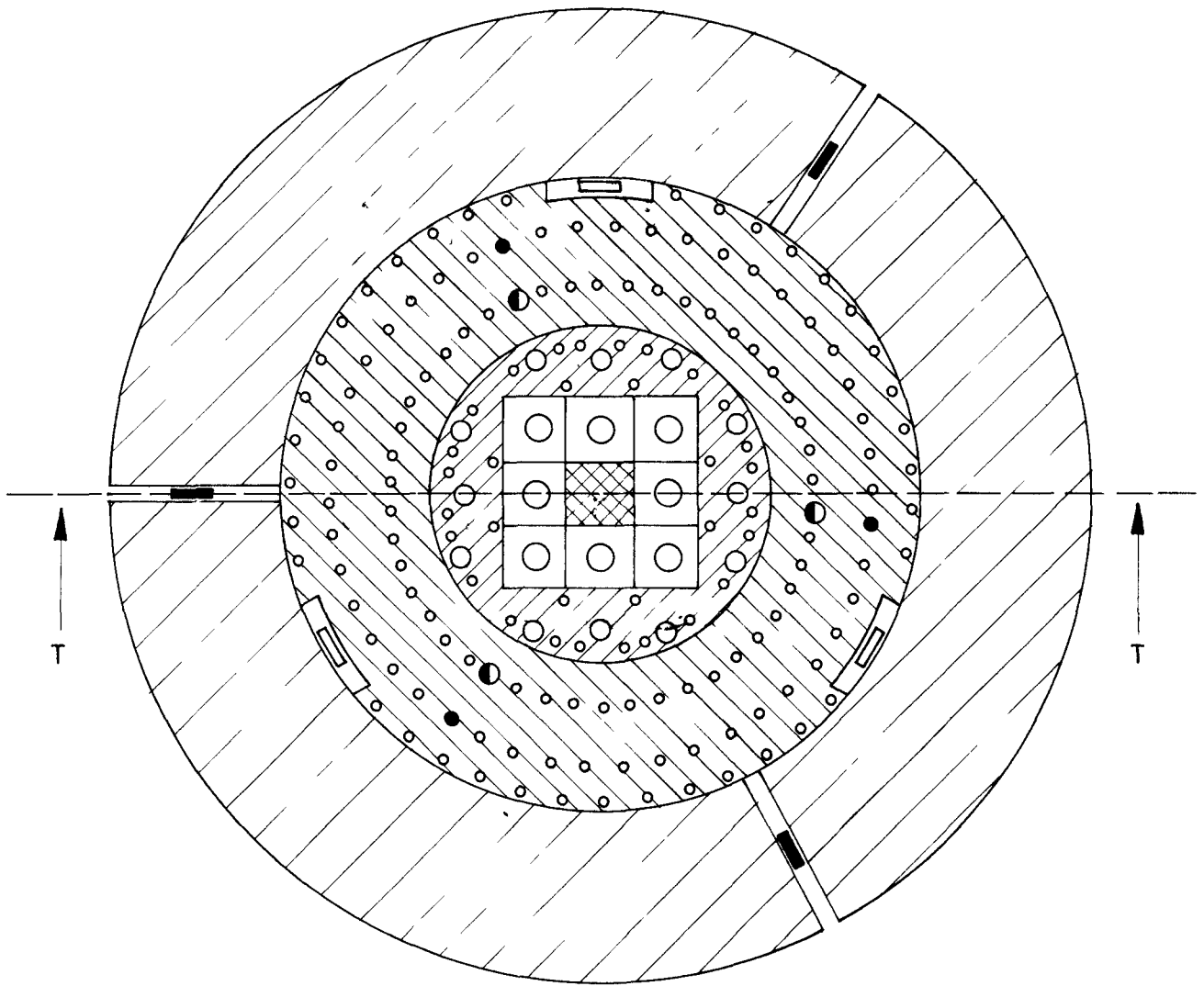


Fig 52- Schematic section of the RB-1 reactor with an horizontal plane. (Sect SS of fig51).

- 1 - NaI(Tl)
- 2 - FM53AVP
- 3 - Preamplificatore a guadagno variabile
- 4 - Regolazione fine A.T. -F.M. inferiore
- 5 - Regolazione fine A.T. -F.M. superiore
- 6 - Amplificatore tipo TAP 10.000
- 7 - Alimentatore A.T. MESCO 2500 V.
- 8 - Campione di conteggio
- 9 - Macchina da scrivere
- 10 - Cassette selettore Al canale
- 11 - Integratore lineare
- 12 - Galvanometro differenziale (controllo della deriva)
- 13 - Disco di piombo portacampione
- 14 - Castello di piombo.

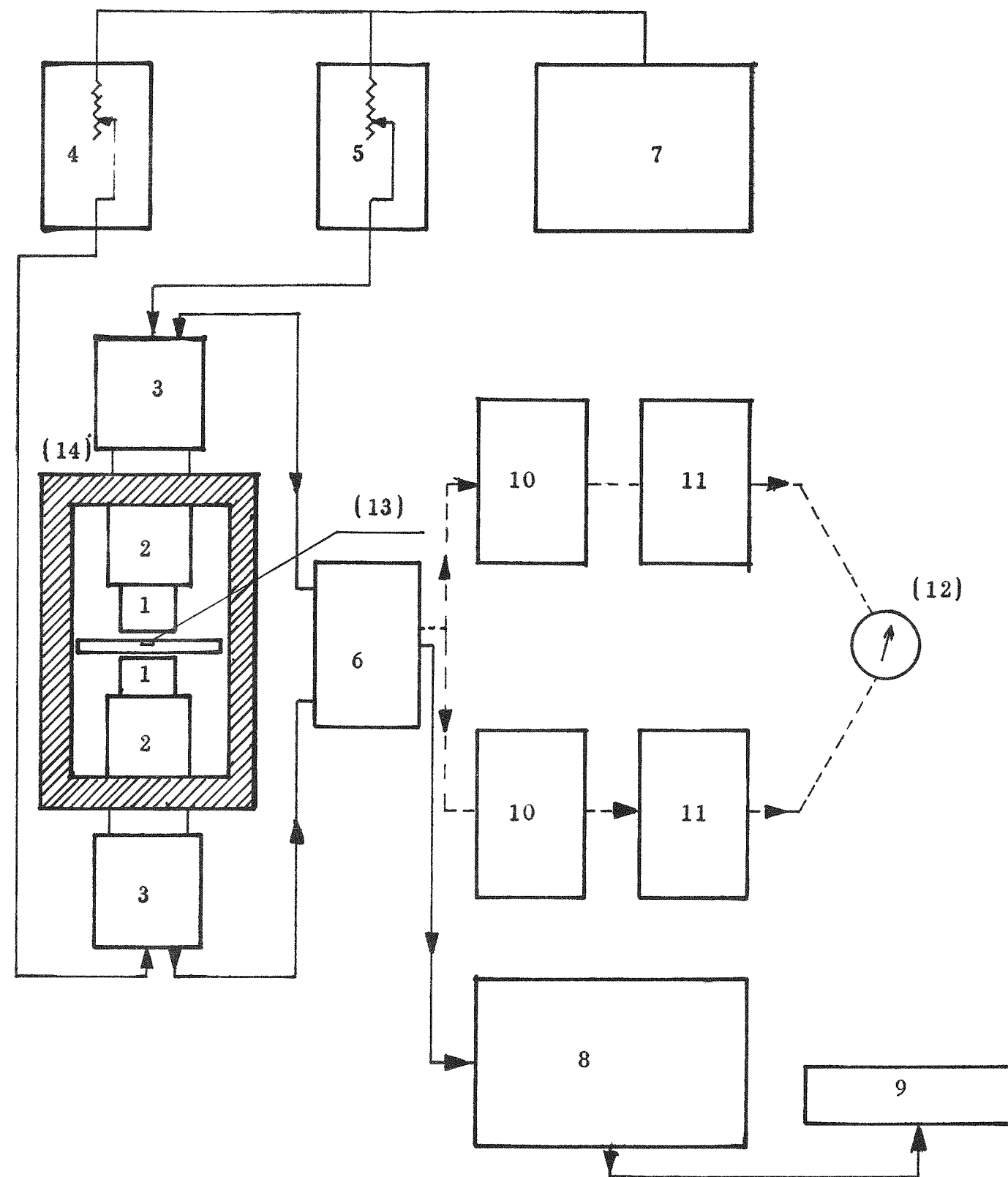


FIGURA 53

·DIAGRAMMA A BLOCCHI DELLA CATENA DI CONTEGGIO C.W.A.

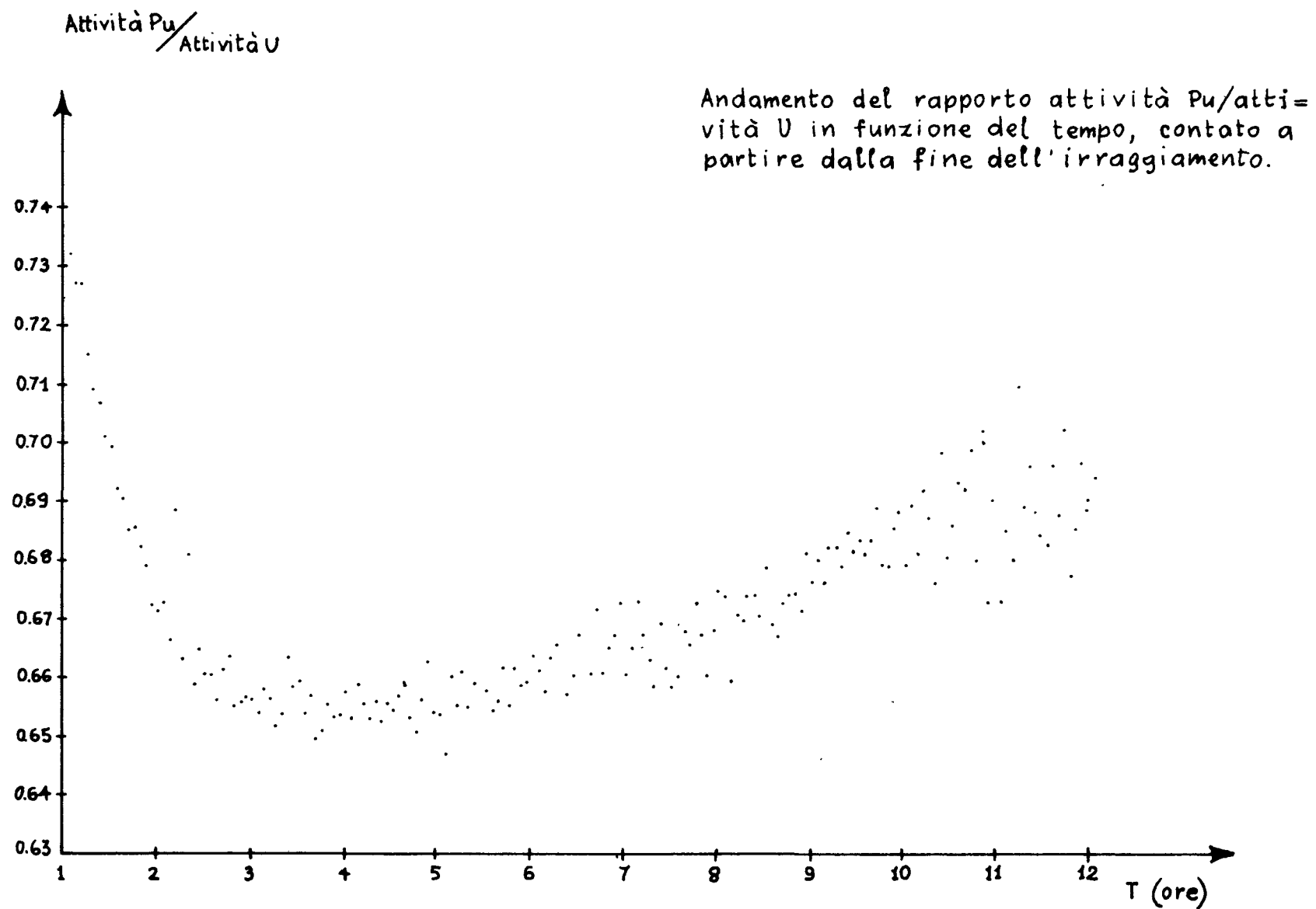


FIG. 54

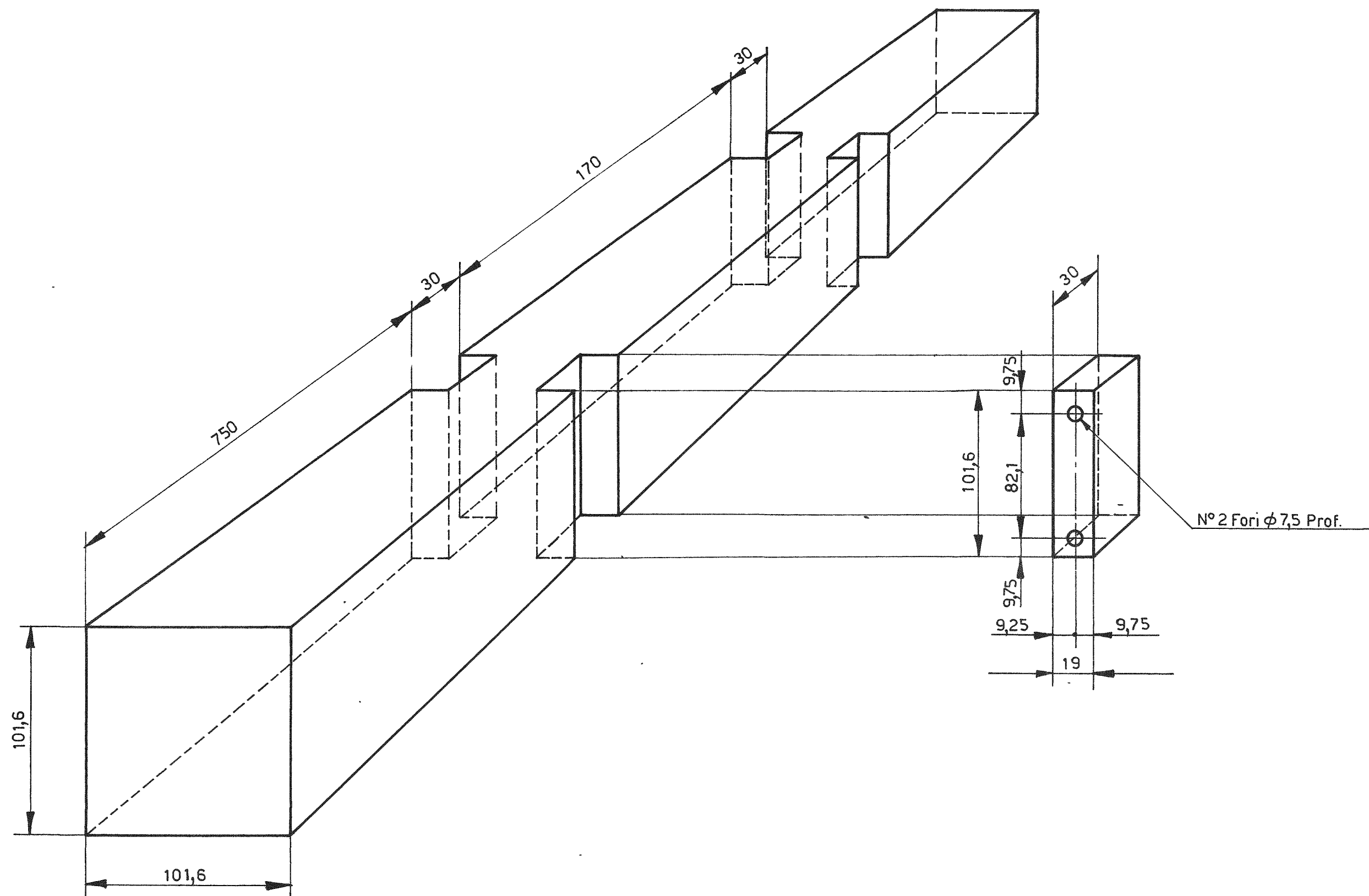
FOGLIE U-Pu

Fig. 55

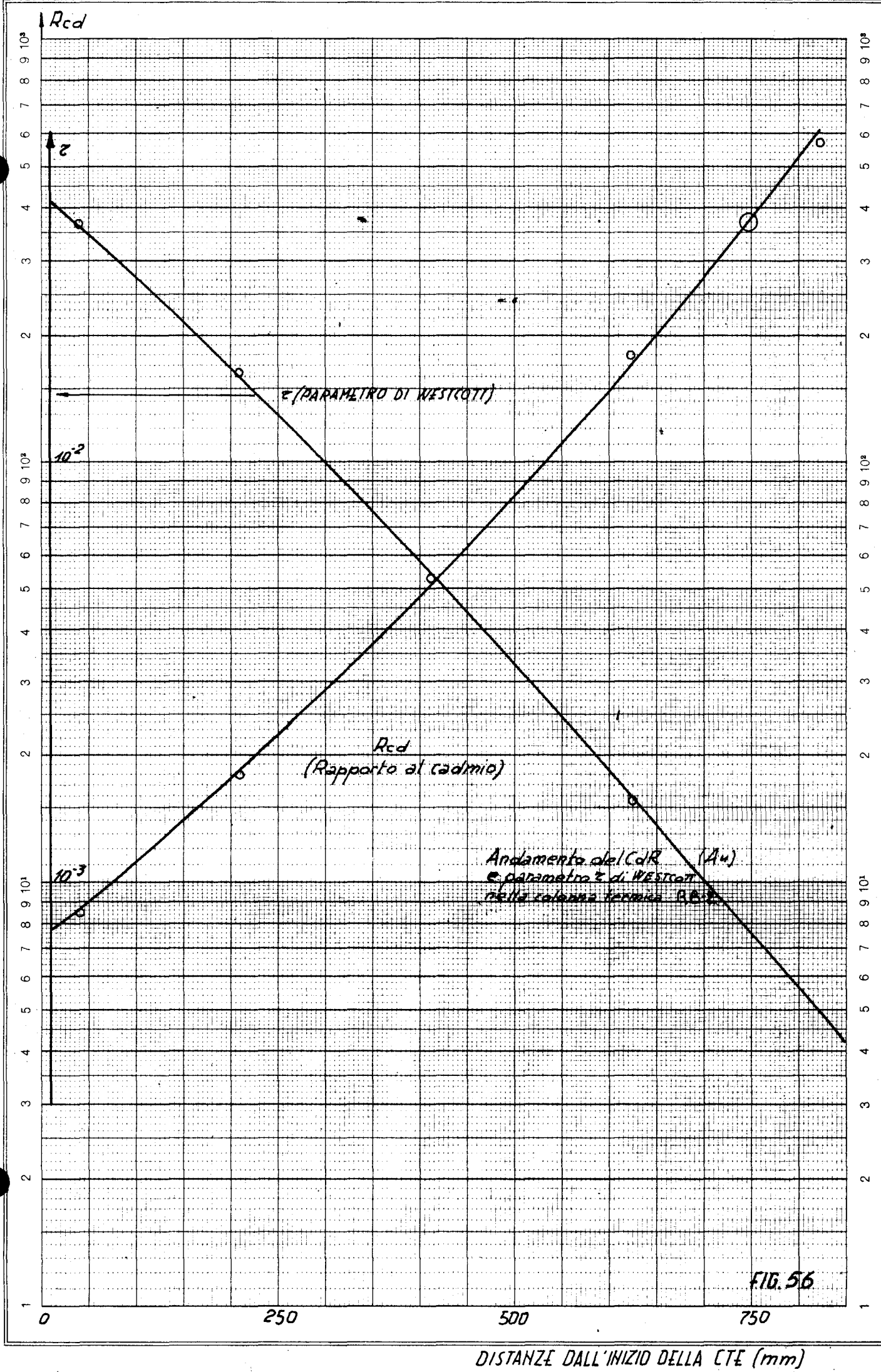


FIG. 56

DISTANZE DALL'INIZIO DELLA CTE (mm)