CEA-R-3477

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CEA-R-3477

7.2

PEGASE - ETUDE DE SURETE
ETUDE EXPERIMENTALE
DES RISQUES DE BURN OUT
EN REGIME TRANSITOIRE

par

Philippe VERNIER

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble

Rapport CEA-R-3477

1968

Ha

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N-SACLAY B.P. n°2, 91-GIF-sur-YVETTE-France

CEA-R-3477 - VERNIER Philippe

PEGASE - ETUDE DE SURETE - ETUDE EXPERIMENTALE DES RISQUES DE BURN-OUT EN REGIME TRANSITOIRE

Sommaire. - On propose un schéma expérimental hors pile d'une rupture du tuyau alimentant le coeur du réacteur PEGASE. On reproduit les phénomènes rapides de dépressurisation du caisson et d'inversion du débit dans le coeur. Le canal chauffant en aluminium a la même géométrie que le canal du réacteur, mais une capacité calorifique double. Les conditions initiales sont V = 4,50 et 6 m/s, T_E = 50 et 60 °C et P_E = 4 bars. Les résultats montrent que le flux critique ϕ_C évolue avec la vitesse de 45 à 60 W/cm^2 dans le cas où il n'y a pas réduction de puissance. Pour des flux de 90 W/cm^2 l'interprétation des résultats permet de conclure que le canal chaud se met en état de caléfaction au

CEA-R-3477 - VERNIER Philippe

PEGASE - SAFETY STUDIES - EXPERIMENTAL STUDY OF BURN-OUT RISKS IN TRANSIENT OPERATION

Summary. - An experimental out-of-pile experimental set-up is proposed simulating the breakage of a pipe supplying the core of the reactor PEGASE. The two fast phenomena, depressurization of the vessel and flow reversal, are reproduced. The aluminium heating channel has the same shape as that of the reactor channel but has twice the heat capacity. The starting conditions are V = 4,50 and 6 m/sec., T_E= 50 and 60 °C and P_E = 4 bars. The results show that the critical flux ϕ_c varies with the flow-rate from 45 to 60 W/cm^2 in the case where there is no powes reduction. For fluxes of 90 W/cm^2 the results lead to the conclusion that the hot channel attains a state of burn-out after 0.1 sec. and that its temperature reaches 500° in 0.8 sec. The hydrodynamic conditions in the

bout de 0,1 s et que sa température atteint 500° en 0,8 s. Les régimes hydrodynamiques rencontrés dans les canaux après l'accident sont des régimes d'expulsion périodiques de périodes courtes 0,2 à 0,5 s, caractéristiques de l'ébullition à basse pression. L'étude en régime permanent de la redistribution de débit dans un by-pass a donné des flux ϕ_R de redistribution de 190 W/cm^2 pour une vitesse de 4,5 m/s à 50 °C et de 175 W/cm^2 à 60 °C. Ces valeurs sont à majorer de 25 pour cent pour une vitesse de 6 m/s. On a montré la distinction à faire entre flux critique ϕ_C en régime périodique d'expulsion et flux de redistribution ϕ_R en régime permanent.

1968 87 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

channels after the accident involve periodic expulsion (0.2 to 0.5 sec.), characteristic of boiling at low pressure. A study of the steady state flow redistribution through a by-pass has given flux redistributions ϕ_R of 190 W/cm^2 for a flow rate of 4.5 m/sec. at 50 °C, and of 175 W/cm^2 at 60 °C. These values increase by 25 per cent for a flow-rate of 6 m/sec. The distinction which has to be made between the critical flux ϕ_C during the periodic expulsion conditions and the flux redistribution ϕ_R during the steady state, has been shown.

1968 87 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7e.

PLAN DE CLASSIFICATION

1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS

2. BIOLOGIE ET MEDECINE

2. 1 Biologie générale
2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie
2. 3 Médecine du travail
2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie
2. 5 Utilisotion des techniques nucléaires en médecine

3. CHIMIE

3. 1 Chimie générale
3. 2 Chimie onolytique
3. 3 Procédés de séparation
3. 4 Radiochimie

4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE

5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE

6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX

6. 1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux
6. 2 Effets des rayonnements sur les matérioux
6. 3 Corrosion

7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS

7. 1 Neutronique et physique des réacteurs
7. 2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité
7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs

8. PHYSIQUE

8. 1 Accélérateurs
8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
8. 3 Physique des plasmas
8. 4 Physique des états condensés de la matière
8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie
8. 6 Physique nucléaire
8. 7 Electronique quantique, lasers

9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHEMATIQUES

10. PROTECTION ET CONTROLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS

10. 1 Protection sanitaire
10. 2 Contrôle des rayonnements
10. 3 Traitement des effluents

11. SEPARATION DES ISOTOPES

12. TECHNIQUES

12. 1 Mécanique des fluides - Techniques du vide
12. 2 Techniques des températures extrêmes
12. 3 Mécanique et outillage

13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE

13. 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
13. 2 Etudes économiques, programmes
13. 3 Divers (documentation, administration, législation, etc...)

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII*e.

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII*e.

- Rapport CEA-R-3477 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble
Service des Transferts Thermiques

PEGASE - ETUDE DE SURETE
ETUDE EXPERIMENTALE DES RISQUES DE BURN OUT EN REGIME TRANSITOIRE

par

Philippe VERNIER

- Septembre 1968 -

S O M M A I R E

CHAPITRE I - INTRODUCTION

CHAPITRE II - POSITION DU PROBLEME

2.1 - Schéma de l'incident expérimental

2.2 - Les paramètres expérimentaux

2.3 - Les hypothèses de travail

2.4 - Résultats attendus et problème à résoudre

CHAPITRE III - THEORIE DES ECOULEMENTS NON PERMANENTS A LA SUITE D'UNE RUPTURE DE TUYAUTERIE

3.0 - Définition du problème

3.1 - Equations du problème et solutions

3.2 - Conditions de similitude

3.3 - Calcul de la maquette Super BOB

3.4 - Calcul du temps t_1 pour le réacteur PEGASE

CHAPITRE IV - DESCRIPTION DE LA CELLULE Super BOB

4.1 - Description

4.2 - Mesures

4.3 - Fonctionnement

CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.1 - Résultats hydrauliques en régime transitoire

5.2 - Résultats thermiques en régime transitoire

5.2.1 - Les paramètres expérimentaux

5.2.2 - Manipulations effectuées et buts recherchés

5.2.3 - Résultats expérimentaux

5.2.4 - Tentative de synthèse et d'application au réel

5.3 - Essais de redistribution de débit en régime permanent

5.3.1 - Définitions

5.3.2 - Essais et résultats

Chapitre VI - CONCLUSIONS

BIBLIOGRAPHIE

PEGASE - ETUDE DE SURETE
ETUDE EXPERIMENTALE DES RISQUES DE BURN OUT
EN REGIME TRANSITOIRE

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les études de sûreté pour le réacteur PEGASE comportent des expériences hors pile dans le domaine des transferts de chaleur.

Les études expérimentales entreprises au Service des Transferts Thermiques concernent l'évacuation de la puissance thermique à la suite d'un accident qui a déclenché la chute des barres de contrôle. Cet accident, caractérisé par un défaut de refroidissement du coeur par manque de débit, peut être provoqué :

- soit par un arrêt des pompes qui relèvent l'eau du circuit de réfrigération;
- soit par une rupture de ce circuit directement sur la branche alimentant le coeur.

En régime normal de fonctionnement, la circulation de l'eau dans le coeur s'effectue dans le sens descendant. En cas d'accident, on aura donc un régime transitoire qui comportera successivement une diminution du débit, son annulation et une inversion de ce débit.

Dans le cas le plus défavorable, seule la convection naturelle entraînerait cette inversion de débit. Ce cas, très pessimiste, correspondant à la rupture de toutes les tuyauteries a été classé et jugé comme fortement improbable.

Une étude expérimentale récente / 1 / sur les risques de burn out encourus par un canal chaud de PEGASE, à la suite d'un incident de refroidissement, a montré que dans le cas d'un arrêt des pompes on pouvait dire avec certitude qu'il n'y avait pas de burn out à craindre. Cette première étude était fondée sur l'hypothèse justifiée qu'on pouvait dissocier le phénomène transitoire initial (débit descendant, lentement décroissant) et le phénomène transitoire final d'établissement de la convection naturelle. Les résultats expérimentaux obtenus en convection naturelle ont montré alors l'importance d'un phénomène assez nouveau et en tout cas méconnu : l'expulsion de l'eau du canal (en anglais : "chugging"). Le désir de mieux connaître les risques de burn out liés à un tel phénomène a présidé à une

deuxième étude de caractère plus fondamental / 2 /où on a étudié l'influence du diamètre hydraulique, du métal constituant les tubes chauffants et des conditions aux limites. La nécessité de telles études est apparue dès qu'on s'est posé la question pour d'autres configurations pour lesquelles on ne peut extrapoler des résultats expérimentaux bruts.

Parmi les différents cas de rupture du circuit de réfrigération, la rupture amont au niveau de la piscine du réacteur PEGASE a été jugée la plus dangereuse et la moins improbable. En plus de l'inversion de débit, cette rupture crée une baisse rapide de la pression, initialement à 4 bars absolus à l'entrée du coeur, qui a lieu en quelques dixièmes de seconde. La limite atteinte par celle-ci est la pression de 1,7 bar imposée par le niveau libre le plus bas de la piscine.

L'étude expérimentale de cet accident, simulé sur la boucle Super BOB du Service des Transferts Thermiques, fait l'objet du présent rapport.

De telles études sont très peu nombreuses actuellement et celles connues s'éloignent assez, soit par leurs caractéristiques, soit par le problème posé, du cas de PEGASE. La boucle construit aux U.S.A. par la Société MARTIN / 4 / sert à simuler les incidents de baisse de débit pour le réacteur à eau pressurisée PM-1. Les caractéristiques diffèrent des nôtres principalement par la pression (140 bars) et par le temps long de décroissance du débit (3 à 4 s). Actuellement aux Etats-Unis, dans le cadre des programmes STEP (Safety Test Engineering Program) et LOFT (Loss of Flow Tests), des réacteurs sont construits pour les études de sécurité.

A notre connaissance, il existe une boucle hors pile au Laboratoire National d'ARGONNE, qui commence à fonctionner en régime transitoire pour l'étude de la sûreté du réacteur AARR (Argonne Advanced Research Reactor) ; il n'y a pas de rapport publié encore à en croire les "Progress Reports" récents. Une étude expérimentale d'acoident a été faite sur le réacteur belge BR 2, qui se rapproche de PEGASE sous certains aspects / 5 /. Les essais ne sont pas faits dans la même optique que la nôtre : la chute des barres de sécurité est toujours déclenchée au seuil de manque de pression (0,9 p) et on étudie l'évolution des températures de paroi, vérifiant qu'il ne se passe rien d'anormal.

Nos essais hors pile, au contraire, sont destinés à étudier ce qui se passe sans réduction de puissance, de manière à déterminer au bout de quel temps, après un incident donné, il y a risque de burn out et quelle est la marge temporelle de sécurité dont on dispose pour faire chuter les barres de sécurité.

Après avoir posé le problème, défini les conditions de similitude et décrit la boucle expérimentale Super BOB, on donne les résultats obtenus pour les grandeurs hydrauliques et thermiques et on tente de les appliquer au réel. On fournit également des résultats concernant les flux thermiques de redistribution de débit en fonction du débit et de la température d'entrée de l'eau.

CHAPITRE II

POSITION DU PROBLEME

Le problème pour l'exploitant du réacteur est de savoir si, à la suite d'un incident de rupture amont au niveau de la piscine, la température maximum atteinte par le canal chaud n'entraîne pas la fusion de l'élément combustible.

Le problème pour l'étude expérimentale réside dans la difficulté qu'il y a de représenter la réalité sur la maquette dans la meilleure similitude possible.

Les trois principaux phénomènes que nous devons représenter sur la cellule d'essais sont les suivants :

- la variation brutale de la pression dans le caisson en amont du canal chauffant,
- la variation rapide du débit dans l'ensemble du coeur et dans le canal chaud, conforme à la loi théorique $Q(t)$ calculée par le projeteur du réacteur,
- la variation de la puissance de chauffage du canal $P(t)$ calculée comme conséquence de la chute de barres de contrôle, elle-même ordonnée par les chaînes de mesures du réacteur.

Nous avons également admis que seul un canal de section rectangulaire, chauffant par effet Joule, réalisé en aluminium, aurait une capacité calorifique suffisamment voisine pour donner une idée du phénomène réel.

2.1 - Schéma de l'incident expérimental

On est amené à définir un incident expérimental qui soit le schéma de l'incident réel. La figure 1 donne le schéma de principe technologique de la cellule d'essais Super BOB. La figure 2 donne les lois théoriques $P(t)$ et $Q(t)$ utilisées par le projet. Les figures 3 et 4 donnent les schémas hydrauliques du réacteur et de la cellule. Le projet de la boucle d'essais a consisté notamment à faire coïncider les caractéristiques hydrauliques des figures 3 et 4. Le coeur est représenté par l'ensemble canal chauffant et by-pass.

2.1.1 - Conditions initiales ($t < 0$)

L'instant initial $t = 0$ est l'instant de la rupture de la canalisation, que nous supposons instantanée.

- L'eau en provenance de la ouve à niveau constant pressurisée R.P. (figure 4) coule dans la cellule avec un débit Q dont une fraction Q_C irrigue le canal d'essais et l'autre fraction Q_B traverse le by-pass. Le sens de l'écoulement est descendant et :

$$\frac{Q_C}{Q} = \frac{1}{10}$$

L'eau rejoint le château d'eau R.N. à la pression atmosphérique. Un circuit extérieur (figure 1) refroidit et relève l'eau dans R.P.

- Les conditions initiales sont les suivantes :

. Vitesse dans le canal	$V_o = 4{,}5$ m/s
. Température d'entrée	$T_E = 50°C$
. Flux thermique uniforme	$\phi = 90$ W/cm^2
. Puissance totale canal d'essais	$P_o = 57{,}5$ kW
. Pression absolue dans le caisson amont	$p_o = 4$ bars

2.1.2 - Déroulement du transitoire

Une fuite instantanée est créée au temps $t = 0$ au point noté "Rupture" (figure 4) (ouverture d'une vanne papillon). La cote de cette rupture est celle de la piscine à son niveau le plus bas. Les conséquences sont :

- Propagation d'une onde de dépression dans le caisson
- Diminution du débit
- Annulation du débit au temps $t = t_1$
- Inversion du débit et croissance vers une valeur maximum asymptotique avant diminution lente due à la vidange de R.N.

La puissance P est diminuée brusquement de P_0 à P_2 au temps $t = t_2$.

La vanne de convection naturelle est ouverte au temps $t = t_3$.

2.2 - Les paramètres expérimentaux

Les paramètres qui nous intéressent du point de vue pratique sont certaines grandeurs des conditions initiales. La pression de 4 bars n'a jamais été modifiée, par contre, on a étudié des températures d'entrée de 60°C, des puissances de 110 W/cm^2 et des vitesses de 6 m/s.

Le niveau de la rupture n'a pas été modifié parce que ce niveau était matériellement le plus bas possible, donc le plus défavorable. Enfin, on avait pensé au début de l'étude que la valeur de la puissance P_2 au temps t_2, que le temps t_2 lui-même, étaient des paramètres à prendre en compte. L'expérience a montré qu'il n'en était rien et que le problème n'avait pas été posé d'une manière adéquate.

Quant à l'étude de la convection naturelle, il s'est avéré que ce problème pouvait être disjoint du problème posé par la rupture de tuyauterie. Il n'a donc pas été traité dans cette étude, étant abordé par ailleurs / 1 / / 2 /.

2.3 - Les hypothèses de travail

Elles découlent des paragraphes précédents et on peut analyser les simplifications qu'on est obligé d'admettre :

- du point de vue hydraulique, on fait l'hypothèse classique de la représentation des canaux froids par un by-pass non chauffé. Ceci revient à supposer que l'échauffement de l'eau des canaux froids n'a pas d'influence sur la perte de charge entre l'entrée et la sortie du coeur, ce qui nécessite a fortiori qu'il n'y ait pas d'ébullition dans les canaux froids pendant le transitoire. En d'autres termes, cela revient à supposer que la perte de charge, fonction du temps, est imposée au canal chaud par un écoulement isotherme dans le by-pass.

  Cette hypothèse est d'autant plus justifiée que le facteur d'aplatissement radial du flux neutronique est important et que les éléments chauds du réacteur sont situés au voisinage d'un petit nombre de pics de flux.

  Il semble donc que l'hypothèse utilisée est conservatrice et représente assez bien le phénomène réel, et qu'en tout cas, il permette sa compréhension à plus ou moins long terme.

- du point de vue thermique, les hypothèses portent d'abord sur la répartition axiale du flux thermique. On ne peut, dans l'état actuel des choses, qu'obtenir une représentation uniforme, mais il ne semble pas que l'influence de cette différence aveo la répartition cosinusoïdale soit majeure. Une autre hypothèse consiste à représenter la puissance en fonction du temps par un échelon descendant de P_0 à P_2 au temps t_2. L'effet d'une telle représentation est probablement du deuxième ordre.

Une troisième hypothèse consiste à représenter la demi-plaque combustible d'épaisseur $e_r = 0,63$ mm, comprenant une demi-épaisseur de viande $e_v = 0,25$ mm et une gaine d'épaisseur $e_g = 0,38$ mm, par une plaque unique d'aluminium chauffée dans sa masse par effet Joule, d'épaisseur e . Une étude mathématique numérique de conduction thermique dans la demi-plaque combustible a été effectuée pour connaître la loi d'augmentation des températures au centre de la viande et à la surface externe de la gaine lorsqu'on isole brusquement la gaine :

$$\frac{\partial T_p}{\partial y} = 0 \quad \text{pour} \quad y = 0 \quad \text{et} \quad y = e_v + e_g$$

On simule ainsi le phénomène de caléfaction. On pouvait en effet craindre que la température au centre (y = 0) ne monte beaucoup plus vite qu'à la surface externe, du fait de la résistance thermique entre gaine et viande et de la diffusivité thermique non nulle du métal. Cet état de chose aurait pu modifier de façon notable le phénomène de caléfaction dont la résorption dépend théoriquement de la température de la paroi. Le calcul a montré que, même dans le cas d'une résistance thermique appréciable, l'écart asymptotique des températures ne dépasse pas quelques degrés. On en conclut que la plaque chauffante expérimentale est en similitude avec le réel, du point de vue de la caléfaction, si son épaisseur est égale à la demi-épaisseur de la plaque combustible. Il faudrait dans ces conditions utiliser un canal chauffant dont les parois aient une épaisseur e = 0,63 mm, ce qui est irréalisable pour des raisons technologiques. En utilisant des épaisseurs de 1,20 et 1,35 mm, on divise déjà par deux la capacité calorifique qu'on aurait avec un canal classique réalisé en acier inoxydable. Or, il faudrait diviser cette capacité par quatre ! La ressource qu'il nous restera pour atteindre le réel est, comme nous le verrons, de tenter l'extrapolation des résultats expérimentaux.

En conclusion, mis à part ces restrictions, le phénomène devrait se dérouler d'une manière très proche du phénomène réel. En particulier, on tient bien compte :

- de l'évolution de la pression
- des conditions initiales
- du renversement de débit et de la convection forcée en écoulement ascendant.

2.4 - Résultats attendus et problème à résoudre

Il est essentiel d'indiquer dès maintenant que c'est à la lumière des résultats (décrits au Chapitre V) qu'on a pu préciser ce qu'on pouvait en attendre et comment le problème posé devait être défini.

Il est évident dès le début que les suites de l'incident expérimental se concrétisent par :

a) l'évolution des températures de paroi : T_p (z , t)

b) l'évolution des pressions amont et aval : p_1 et p_2 (t).

Seules ces grandeurs ont été mesurées.

Le problème posé peut se définir ainsi ; étant donné un ensemble de conditions initiales, à quel instant t le point le plus chaud du canal atteint-il une température T_p jugée dangereuse fixée à l'avance, sans qu'il y ait eu réduction de puissance ?

En effet, l'expérience a montré qu'une réduction de puissance de P_0 à $P_2 < 0,20\ P_0$, à un temps t_2 quelconque mais borné par l'instant où il y aurait burn out (fusion du canal), arrête immédiatement le phénomène de caléfaction amorcé en cours d'incident.

CHAPITRE III

THEORIE DES ECOULEMENTS NON PERMANENTS A LA SUITE D'UNE RUPTURE DE TUYAUTERIE

3.0 - Définition du problème

Le problème que nous devons résoudre est de construire une maquette hydraulique dont le comportement dynamique non permanent soit le plus semblable possible à celui du modèle PEGASE.

En ce qui concerne le canal chauffant, la similitude doit être restreinte à une reproduction à l'échelle un de toutes les grandeurs ; mais pour les éléments extérieurs du circuit, la similitude simple est suffisante.

Nous sommes donc amenés à écrire les équations qui régissent le renversement du débit de réfrigération dans le but suivant :

a) faire apparaître les nombres sans dimension qui doivent être conservés lorsqu'on passe de la maquette au modèle,

b) calculer l'ensemble des grandeurs qui définissent la maquette compte tenu de celles du modèle.

3.1 - Equations du problème et solutions

Nous fondons le raisonnement sur les schémas des figures 3 et 4 qui représentent le réacteur PEGASE et la cellule Super BOB.

3.1.0 - Nomenclature

D_i diamètre des différents tuyaux de la cellule (D_1 = 80 mm) D_2 = 40 mm (D_3 = 50 mm

g accélération de la pesanteur

H_0 charge motrice avant la rupture du tuyau

H_1 charge motrice après la rupture du tuyau

K coefficient de perte de charge équivalent

K_i coefficients de perte de charge des différents tuyaux de la cellule

K_V coefficient de perte de charge d'une vanne

K_S coefficient de perte de charge singulière

L longueur équivalente

L_C longueur du canal chauffant et du by-pass

L_i longueur des différents tuyaux de la cellule

n rapport débit canal sur débit total

p_1 p_2 pressions supérieure et inférieure aux extrémités du canal

s section du canal

S_i section des différents tuyaux de la cellule

v vitesse dans le canal chauffant à l'instant t

v_0 vitesse initiale en sens descendant

v_1 vitesse finale en sens ascendant

t temps

t_1 instant où $v = 0$

X rapport v/v_1

X_0 rapport v_0/v_1

ε égal ± 1

Λ_i coefficient de perte de charge linéaire de chaque tuyau

τ temps réduit

τ_1 instant réduit où $X = 0$.

3.1.1 - Régimes permanents

Nous définissons tout d'abord les grandeurs équivalentes du circuit hydraulique, vues par rapport au canal chauffant :

- Longueur équivalente :

$$L = L_C + ns \sum_i \frac{L_i}{S_i} \qquad (1)$$

- Coefficient de perte de charge équivalent :

$$K = K_C + (ns)^2 \sum_i \frac{K_i}{(S_i)^2} \qquad (2)$$

relation où les K_i sont de la forme :

$$K_i = \frac{\Lambda_i}{D_i} L_i + K_V + K_S \qquad (3)$$

Sur le circuit de la figure 4, la vitesse initiale dans le canal $v = v_0$ dirigée vers le bas est due à la charge H_0 :

$$H_0 = K \frac{v_0^2}{2g} \qquad (4)$$

Si on considère le régime d'écoulement permanent en sens inverse dû à la charge inverse H_1, la vitesse v_1 est telle que :

$$H_1 = K \frac{v_1^2}{2g} \qquad (5)$$

On fait ainsi apparaître un nombre sans dimension X_0 qui caractérise le circuit :

$$X_0 = \sqrt{\frac{H_0}{H_1}} = \frac{v_0}{v_1}$$

3.1.2 - Régime transitoire

Sur le circuit considéré nous cherchons ce qui advient après la rupture de la tuyauterie. C'est la loi $v(t)$ qui représente, au cours du temps t, l'évolution de la vitesse v depuis la valeur initiale $-v_0$ à la valeur finale v_1.

Cette loi est la solution de l'équation de conservation des quantités de mouvement :

$$H = \frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + \varepsilon K \frac{v^2}{2g} \qquad (6)$$

Les hypothèses usuelles d'écoulement à une dimension et de perte de charge quadratique sont employées.

Les conditions initiales sont :

a)
- $t < 0$: $v = -v_0$, $H = -H_0$, $\varepsilon = -1$
- $0 \leq t \leq t_1$: $H = H_1$, $\varepsilon = -1$

de plus, on écrira que, pour $t = t_1$, $v = 0$

b)
- $t_1 \leq t$: $H = H_1$, $\varepsilon = +1$

Si on pose :

$$X = \frac{v}{v_1}$$

$$\tau = \frac{g H_1}{L} \frac{t}{v_0}$$

compte tenu de (4) et (5), l'équation du mouvement devient :

$$\boxed{\frac{dX}{d\tau} = X_0 (1 - \varepsilon X^2)} \qquad (7)$$

Les conditions initiales deviennent :

$\tau < 0$, $X = -X_0$

$0 \leq \tau \leq \tau_1$: $\varepsilon = -1$

De plus :

$\tau = \tau_1$, $X = 0$

$\tau_1 \leq \tau$: $\varepsilon = +1$

La solution de l'équation (7) est :

- pour $0 \leq \tau \leq \tau_1$:

$$X = \frac{tg (X_0 \tau) - X_0}{1 + X_0 \, tg (X_0 \tau)} \qquad (8)$$

- pour $\tau_1 \leq \tau$:

$$X = th \left[X_0 (\tau - \tau_1) \right]$$

La solution trouvée est continue, nulle et à dérivée première continue pour $\tau = \tau_1$:

$$\boxed{\tau_1 = \frac{1}{X_0} \text{Arc tg } X_0} \qquad (9)$$

La figure 2 montre l'évolution de $\frac{v}{v_0} = \frac{X}{X_0}$.

3.2 - Conditions de similitude

Les résultats du paragraphe précédent les font apparaître clairement.

Les nombres sans dimension à conserver sont :

$$X_0 = \sqrt{\frac{H_0}{H_1}} \quad \text{et} \quad \tau_1 = \frac{g\,H_1}{L}\,\frac{t_1}{v_0} \qquad (10)$$

Comme les échelles des temps et des vitesses doivent être les mêmes sur maquette et sur modèle, les conditions de similitude sont :

$$\frac{H_0}{H_1} = c^{te} \quad \text{et} \quad \frac{H_1}{L} = c^{te} \qquad (11)$$

3.3 - Calcul de la maquette Super BOB

Le modèle (figure 3) nous fournit la valeur de $\frac{H_0}{H_1}$.

a) Nous sommes limités supérieurement pour la cellule à une valeur de $H_1 = 7{,}50$ m (hauteur du hall d'essais). Ce qui nous conduit à adopter $H_0 = 15{,}60$ m (figure 4).

Dans ces conditions :

$$X_0 = \frac{v_0}{v_1} = \sqrt{\frac{H_0}{H_1}} = 1{,}44$$

b) L'équation (9) nous fournit τ_1 :

$$\tau_1 = 0{,}667$$

La définition de τ_1 par (10) permet de calculer $\frac{H_1}{L}$ et L puisque, par ailleurs, le temps d'annulation du débit nous est fixé à : $t_1 = 0{,}75$ s.

On a donc finalement pour l'inconnue L , longueur équivalente de notre circuit :

$$L = \frac{g \cdot t_1}{v_0}\,\frac{\sqrt{H_1\,H_0}}{\text{Arc tg}\,\sqrt{H_0 / H_1}} \qquad (12)$$

On trouve : L = 18,35 m.

c) Nous sommes limités inférieurement à $H_1 = 7{,}50$ m afin d'assurer la condition de pressurisation $p_1 = 30$ m de colonne d'eau dans la cellule.

d) La cellule comporte nécessairement des tuyauteries de diamètre et de longueur imposés (figure 1) :

- partie comprise entre cuve R.P. et cellule : longueur L_1 et $\varnothing_1$ 80 pour minimiser les pertes de charge amont,
- by-pass et canal chauffant,
- moulinet m_2, $\varnothing_2$ 40, longueur $L_2 = 1$ m.

La fin du calcul consiste donc à déterminer les caractéristiques du tuyau qui relie le moulinet m_2 au château d'eau R.N. Ce tuyau comporte également une vanne R E.4 dont nous devons déterminer le coefficient d'ouverture.

On est amené à essayer plusieurs diamètres $\varnothing_3$ jusqu'à ce que la longueur L_3 et l'ouverture de R E.4 soient raisonnables.

On emploie les formules (1) (2) et (3) :

- (1) fournit L_3
- (2) fournit K_3 après avoir tiré K de (4)
- (3) fournit K_V.

Si on choisit $\varnothing_3$ trop grand, la longueur L_3 est grande, le coefficient K_V trop grand. La fermeture de la vanne est presque complète et le réglage difficile.

Si on choisit $\varnothing_3$ trop petit, on risque de trouver un coefficient K_V négatif.

On a choisi $\varnothing_3 = 50$ mm, ce qui conduit à :

- $L_3 = 30$ m
- $K_V = 23$ (ouverture $\beta \simeq 0{,}50$).

3.4 - Calcul du temps t_1 pour le réacteur PEGASE

Il était intéressant d'appliquer la théorie précédente au circuit hydraulique du modèle, pour confronter nos résultats avec ceux de la SOGREAH / 3 /.

La première condition de similitude $\frac{H_0}{H_1} = c^{te} = 2{,}08$ est remplie. On a calculé par la formule (1) la longueur équivalente L du circuit PEGASE. On a trouvé :

L = 20,60 m

Il est remarquable que la deuxième condition de similitude soit remplie :

$$\frac{H_1}{L} = c^{te} = \frac{8,39}{20,60} = 0,407$$

La signification de ce résultat est que la théorie précédente du coup de bélier en masse fournit le même résultat que le calcul SOGREAH par le coup de bélier d'onde. En particulier, le temps d'annulation du débit est de :

$$t_1 = 0,75 \text{ s}$$

CHAPITRE IV

DESCRIPTION DE LA CELLULE SUPER BOB

4.1 - Description

La cellule comporte (figure 1) :

- une cuve à niveau constant pressurisée R.P.
- un dispositif expérimental avec canal chauffant et by-pass
- un château d'eau R.N. à niveau constant à la pression atmosphérique
- un vase d'expansion pouvant jouer le rôle de la piscine
- un échangeur secondaire
- une pompe de reprise

4.1.1.

La cuve à niveau constant pressurisée joue le rôle du réservoir de pressurisation. Etant pressurisée à l'air comprimé, son fonctionnement n'est correct qu'en régime permanent afin simplement d'assurer les conditions initiales de débit.

4.1.2.

Le château d'eau a son niveau libre à 14,60 m au-dessus du canal chauffant, soit seulement 0,90 m plus bas que dans la configuration de PEGASE. Sa section est telle que la vitesse en régime permanent soit la même que la vitesse réelle. Sa hauteur de 12 m est également conforme.

4.1.3.

La cote de déversement du vase d'expansion est de 7,20 m, soit la cote du niveau le plus bas possible de la piscine de PEGASE. Un tuyau de Ø 200 mm relie le vase d'expansion au dispositif expérimental de manière à rendre celui-ci solidaire hydrostatiquement du premier, si besoin est. Un autre tuyau de Ø 80 mm,

comportant un échangeur, permet de refroidir l'eau contenue dans le dispositif expérimental et qui monte dans le vase d'expansion.

4.1.4 - Le dispositif expérimental

Cette partie de la cellule tente de schématiser le coeur d'un réacteur du type piscine : le canal chauffant et son by-pass sont compris entre deux cuves de grand volume dans lesquelles la pression est parfaitement définie. De plus, il n'existe pas de perte de charge parasite en série avec celle propre au canal chauffant.

Les deux cuves inférieure et supérieure ont les caractéristiques suivantes :

- Longueur	1,90 m
- Diamètre	0,50 m
- Volume	380 l
- Distance entre axe	2 m

Le dispositif est conçu de manière à pouvoir insérer entre les deux cuves des canaux chauffants de longueur comprise entre 0,60 et 1 m.

La principale difficulté technologique à résoudre a été de trouver un système simple, réagissant naturellement, pour compenser les efforts dus à la dilatation du canal et à la pression de l'eau sur le fond de celui-ci.

Le by-pass du canal chauffant est constitué d'un tube de Ø 40 mm et d'une vanne de réglage RE.3.

Le dispositif comporte encore un deuxième by-pass de Ø 200, avec une vanne papillon, pour permettre au moment voulu le passage en convection naturelle.

4.1.5 - Le canal chauffant ou section d'essai

Il est du type à section rectangulaire en aluminium. Les dimensions sont :

- Epaisseur des parois	1,2 et 1,35 mm
- Epaisseur du canal	2,7 mm
- Largeur du canal	35 mm
- Longueur chauffante	900 mm
- Longueur totale	970 mm

Il est contenu dans une culasse en acier qui permet les dilatations du canal et les mesures de température.

4.2 - Mesures (figure 1)

Parmi l'ensemble des mesures, il est nécessaire de distinguer :

- les mesures destinées au contrôle et à la conduite,
- les mesures destinées à la compréhension du phénomène étudié.

Les premières sont du genre qu'on retrouve sur toute installation industrielle. Les secondes seules sont décrites ici.

4.2.1 - Mesure des températures

- Températures entrée et sortie cellule (7) et (8), 2 thermocouples
- Températures sortie et entrée canal (1) et (2), 2 thermocouples
- Température de paroi du canal, 8 thermocouples.

Les thermocouples utilisés sont fabriqués au Service des Transferts Thermiques. On utilise du Chromel-Alumel ordinaire de 0,2 à 0,5 mm de diamètre. Les thermocouples de paroi sont de 0,2 mm. Ils sont soudés au canal.

4.2.2 - Mesure des pressions p_1 et p_2

Deux capteurs de marque STATHAM en (1) et (2) de part et d'autre du canal. Une électronique rapide spéciale permet l'utilisation d'un enregistreur rapide pour le tracé des courbes p_1 (t) et p_2 (t).

4.2.3 - Mesure des débits

La mesure du débit dans le canal chauffant doit se faire sans introduire de perte de charge supplémentaire. La solution prévue est d'utiliser la différence entre le débit total et le débit by-pass :

$$Q_C = Q - Q_B$$

La mesure de Q_B et Q est effectuée avec des moulinets de marque FAURE-HERMAN m_1 et m_2 (figure 1).

Une électronique spéciale, mise au point au Service des Transferts Thermiques (*) permet l'enregistrement direct sur enregistreur rapide des débits en fonction du temps.

(*) Fréquencemètre à échantillonnage - Notice technique C.E.A. n° 42 - 1963, par C. FAVREAU.

4.2.4 - Mesure de la puissance

La puissance P est donnée par le produit $U . I$

- U chute de tension aux bornes du canal chauffant
- I intensité CC de chauffage du canal

L'intensité est mesurée à l'aide d'un shunt Chauvin-Arnoux de classe 0,5 % pour une intensité maximum de 15 000 A. Les tensions recueillies peuvent être enregistrées sur l'enregistreur rapide.

4.2.5 - Enregistreur rapide

Toutes les grandeurs précédentes sont détectées par des capteurs dont le temps de réponse est de l'ordre de 1 à 5 millisecondes. Ces capteurs fournissent des courants d'intensité proportionnelle à la grandeur mesurée. On utilise pour enregistrer ces courants un oscillographe VISICORDER 1108 à 24 voies de marque HONEYWELL.

Les équipages galvanométriques utilisés sont du type HEILAND subminiature M 100 - 120 A dont la fréquence naturelle est :

$$N_o = 100 \text{ Hz}$$

et le facteur d'amortissement :

$$f = 0,64$$

Si le phénomène à enregistrer varie linéairement, le temps de réponse de ces équipages est de :

$$\tau = \frac{f}{\pi N_o} \simeq 2 \text{ ms}$$

4.3 - Fonctionnement de la cellule

Le fonctionnement de Super BOB pose des problèmes particuliers qui ont nécessité l'emploi de matériels relativement peu courants. Nous n'évoquons que le problème des vannes qui, presque à lui seul, conditionne le projet de l'installation et son fonctionnement.

4.3.1 - Réglage du régime permanent initial

On utilise des vannes "à iris central" réglables, de marque EGGER ; non seulement ces vannes s'avèrent utiles parce qu'elles ont un fonctionnement hydraulique meilleur, mais surtout parce qu'elles permettent un calcul exact de la perte de charge singulière en fonction de leur ouverture. Cette condition est nécessaire pour le calcul du circuit hydraulique en régime transitoire (Chapitre III).

Les quatre vannes EGGER (RE 1, 2, 3, 4, sur la figure 1) sont de plus commandées électriquement à distance pour obtenir :

- soit une régulation automatique du niveau dans la cuve R.P.
- soit un réglage initial manuel plus facile.

RE 1 permet le réglage du débit par l'intermédiaire du niveau R.P.

RE 2 permet d'ajuster la perte de charge entre R.P. et cellule.

RE 3 permet le réglage du rapport des débits Q_C/Q.

RE 4 permet d'ajuster la perte de charge entre cellule et R.N., ainsi que le temps t_1 d'inversion du débit.

4.3.2 - Sélection des circuits et commande des incidents

On utilise des vannes "papillon" à faible perte de charge ($K_V = 0,75$) de marque AMRI.

En plus de leurs qualités hydrauliques, ces vannes permettent des manoeuvres rapides par servomoteur pneumatique. Douze vannes AMRI équipent la cellule. Certaines sont à commande manuelle (AM), les autres sont à commande pneumatique (AP) (figure 1).

L'incident typique de rupture amont extérieure comporte, par exemple, dans l'ordre, et suivant un programme préétabli :

- Ouverture de AP 9
- Fermeture de AP 10 et AP 4
- Ouverture de AP 2
- Ouverture de AP 7 et AP 6.

4.3.3 - Préchauffage de l'eau

Sur la figure 1 on a repéré ceux-ci K I, K II, K III, et on a indiqué leur possibilité de chauffage en kW.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats obtenus sur la cellule super BOB au cours de l'étude de l'incident de rupture sont de deux sortes.

La première concerne le comportement hydraulique en régime isotherme.

La seconde sorte de résultats concerne le comportement du canal d'essai chauffé à flux thermique constant pendant l'incident et la réaction du chauffage sur le comportement hydraulique. Le premier aspect hydraulique isotherme nous a paru intéressant pour éclairer le comportement réel des circuits du réacteur PEGASE. Il est nécessaire de l'analyser et d'en tenir compte si on désire essayer de comprendre l'aspect thermique.

5.1 - Résultats hydrauliques en régime transitoire

Au cours d'un incident de rupture, on a enregistré les grandeurs suivantes :

- Pression inférieure p_1 (t) et pression supérieure p_2 (t)
- Débit total Q (t)
- Débit by-pass Q_B (t).

On a tout de suite constaté que les évolutions de Q (t) et Q_B (t) n'avaient pas la même forme ; que les deux courbes ne se déduisaient pas l'une de l'autre par affinité. On voit aussi que les pressions et les débits oscillent avec des périodes et des amplitudes qui ne sont pas prévues par la théorie du Chapitre III.

Ces oscillations sont visibles sur les graphiques des figures 5 à 14 qui constituent une sélection des résultats obtenus pour des incidents complets, c'est-à-dire avec puissance thermique appliquée au canal d'essai. On n'a pas

reporté de figure en régime isotherme (puissance nulle) : les oscillations sont plus régulières et elles sont amorties de façon continue. Ces oscillations montrent qu'on est en présence d'un système oscillant du deuxième ordre au moins.

5.1.1 - Elaboration d'un modèle théorique

Il semble bien que pour expliquer ce comportement, on doive faire appel à la notion de tampon pneumatique. De tels dispositifs sont souvent utilisés pour amortir les coups de bélier dans les tuyauteries. Si on assimile notre dispositif expérimental à un tampon pneumatique, cela signifie qu'il contient toujours un peu d'air emprisonné en faible volume V_g devant le grand volume d'eau V_ℓ . Il est clair dans ces conditions qu'en régime transitoire le débit qui rentre dans la capacité de volume V n'est pas égal à chaque instant au débit qui en sort ; la différence de ces débits est égale à la variation du volume d'eau V_ℓ , ce qui a pour suite de comprimer ou de décomprimer le volume V_g .

En toute rigueur, le schéma du tampon pneumatique n'est pas suffisant : on doit tenir compte aussi de la compressibilité de l'eau et de l'élasticité de l'enveloppe du dispositif expérimental. On a réalisé une manipulation de décompression de la cellule en régime statique afin d'évaluer le volume d'air V_g emprisonné dans le dispositif.

Après avoir utilisé tous les moyens de purges d'air existants, on a isolé le volume V en fermant les vannes AM 1, AM 5 ; AP 6, AP 7 et AM 3, AM 8. La pression absolue initiale étant de 4 bars, on a décomprimé lentement en ouvrant une purge d'eau jusqu'à la pression de 2,2 bars. On a recueilli ΔV = 515 cm^3 d'eau. Sur ces 515 cm^3, 90 proviennent de l'expansion de l'eau, 144 du rétrécissement de la cellule. L'air emprisonné a donc vu son volume varier d'environ 280 cm^3. Cette variation correspond à un volume d'air TPN de V_g = 1 370 cm^3, qui est emprisonné sous forme de poches ou de bulles d'air uniformément réparties.

Cette évaluation suppose connus les termes de la relation :

$$\frac{1}{V}\ \frac{\Delta V}{\Delta p} = \frac{1}{\varepsilon_m} + \frac{V_\ell}{V}\ \frac{1}{\varepsilon_\ell} + \frac{(p\ V_g)}{p_1\ p_2\ V} \qquad (13)$$

- ε_ℓ module de compression de l'eau : 2.10^4 bars
- $\varepsilon_m = \frac{5}{4}\ \frac{D}{eE} = 1.10^4$ bars

  - D : diamètre des cuves du dispositif expérimental = 500 mm
  - e : épaisseur des parois des cuves = 3 mm
  - E : module d'YOUNG de l'acier = 2.10^6 bars.

Pour contrôler ces résultats et vérifier si la valeur utilisée de $\mathcal{E}_m$ était plausible, on a réalisé une décompression brusque avec mêmes conditions initiales que ci-dessus, en ouvrant instantanément la vanne AM 8. On observe des oscillations périodiques amorties des pressions et des débits. On a calculé la période d'oscillations par la formule suivante, valable pour les petites oscillations :

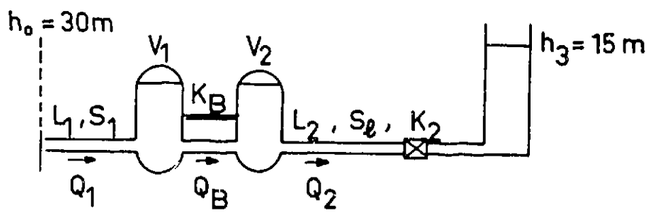
$$T = 2\pi \sqrt{\rho_\ell \frac{L}{S} V \left(\frac{1}{\mathcal{E}_m} + \frac{V_\ell}{V} \frac{1}{\mathcal{E}_\ell} + \frac{V_g}{V} \frac{1}{p} \right)} \qquad (14)$$

Le calcul fournit $T = 1{,}48$ s alors que l'expérience donne $T = 1{,}46$ s. Pour cet essai, la pression finale moyenne était d'environ 2,6 bars. En considérant les résultats expérimentaux $\Delta V = 515$ cm^3 et $T = 1{,}46$ s, on peut alors calculer d'après (13) et (14) $\frac{1}{\mathcal{E}_m}$ et V_g, on trouve :

V_g = 1 200 cm^3 TPN au lieu de 1 370 cm^3

$\frac{1}{\mathcal{E}_m} = 1{,}25.10^{-4}$ au lieu de 1.10^{-4} bars^{-1}

Tous ces résultats paraissent très satisfaisants et il semblerait que l'on soit en mesure, à l'aide des valeurs numériques fournies par les tests expérimentaux ci-dessus, de calculer théoriquement le comportement des débits et des pressions au cours de l'incident de rupture. Le schéma de l'installation expérimentale étant le suivant :



Les relations qui régissent le système sont :

- Equations :

$$h_0 = h_1 + \frac{L_1}{g S_1} \frac{d Q_1}{dt} \qquad (15)$$

$$h_1 = h_2 + \text{sgn } Q_B \frac{K_B}{2g S_B^2} Q_B^2 \qquad (16)$$

$$h_2 = h_3 + \frac{L_2}{g S_2} \frac{d Q_2}{dt} + \text{sgn } Q_2 \frac{K_2}{2g S_2^2} Q_2^2 \qquad (17)$$

Dans (16) et (17), sgn $Q = |Q| / Q$.

Les h_i représentent les charges piézométriques en hauteur de C.E.

$$\left(\frac{V_1}{\mathcal{E}_{m_1}} + \frac{V_{\ell_1}}{\mathcal{E}_{\ell_1}} + \frac{(h V_g)_1}{h_1^2} \right) \frac{d h_1}{dt} + Q_B - Q_1 = 0 \qquad (18)$$

$$\left(\frac{V_2}{\mathcal{E}_{m_2}} + \frac{V_{\ell_2}}{\mathcal{E}_{\ell_2}} + \frac{(h V_g)_2}{h_2^2} \right) \frac{d h_2}{dt} + Q_1 - Q_2 = 0 \qquad (19)$$

- Conditions aux limites :

$t < 0$ $\quad h_0 = h_1 = 30$ m $\quad Q_1 = Q_B = Q_2 = 4{,}25$ l/s

$t \geqslant 0$ $\quad h_0 = 7{,}5$ m

- Données numériques :

$\frac{L_1}{g S_1} = 0{,}208$ $\quad \frac{L_2}{g S_2} = 1{,}62$ $\quad \frac{K_B}{2g S_B^2} = 0{,}33$ $\quad \frac{K_2}{2g S_2^2} = 0{,}50$

$V_1 = V_2 = 0{,}4$ m^3 $\quad \frac{1}{\mathcal{E}_{m_1}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{m_2}} = 1.10^{-5}$ (m^{-1})

$V_{\ell_1} = V_{\ell_2} = 0{,}5$ m^3 $\quad \frac{1}{\mathcal{E}_{\ell_1}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{\ell_2}} = 0{,}5.10^{-5}$ (m^{-1})

$(h V_g)_1 = (h V_g)_2 = 0{,}685.10^{-2}$ (m^4)

Après ces considérations d'ordre fondamental, examinons les résultats expérimentaux isothermes, suites d'un incident de rupture. On ne sera pas étonné de constater que les courbes des débits $Q(t)$ et $Q_B(t)$ ne soient pas affines et qu'on n'ait aucun moyen d'évaluer rigoureusement le débit dans le canal d'essai. Il est tout au plus possible de déduire le débit canal du débit by-pass par affinité. Cette méthode n'est d'ailleurs valable qu'en régime isotherme. C'est la différence entre des enregistrements tels que ceux des figures 8 et 11 qui nous a amenés à développer les considérations théoriques ci-dessus.

Dans la légende des figures 8 et 11 on trouve les valeurs respectives $\Delta V = 0,28$ l/bar et $\Delta V = 1,10$ l/bar. Le premier cas est celui, discuté tout à l'heure, correspondant à un volume d'air $V_{g_1} + V_{g_2} = 1\,370$ cm^3 TPN. Le deuxième cas correspond à une purge d'eau de $\Delta V = 2\,000$ cm^3, ce qui conduit à $V_{g_1} + V_{g_2} = 8\,470$ cm^3 TPN, c'est-à-dire à $V_{g_1} = 7.100$ cm^3 TPN. Cette quantité d'air dans la capacité supérieure V_1 de la cellule est logée sous la vanne AP 7 et elle est introduite artificiellement. A l'origine, elle le fut fortuitement et l'allure curieuse des résultats nous obligea à élaborer une théorie cohérente. Examinons les enregistrements correspondant aux deux cas.

5.1.2 - Evolution des débits et pressions à 0,28 l/bar (figure 8)

Le débit total diminue de façon monotone en présentant toutefois un point d'inflexion avant de s'annuler ($Q = 0$) pour $t_1 = 0,86$ s. Ensuite, il croît en sens ascendant en ondulant légèrement pour atteindre pratiquement sa valeur asymptotique au bout de 3 secondes. Précisons toute de suite que les oscillations d'amplitude croissante, observées sur la figure après 2,5 secondes environ, sont dues au couplage du phénomène thermique et du phénomène hydraulique. En régime isotherme, il y a amortissement régulier.

Le débit du by-pass a le comportement inattendu visible à la même figure. Avant de s'inverser définitivement, le débit Q_B remonte deux fois : la première de 1 à 3 l/s et la deuxième de - 0,5 l/s à + 0,25 l/s ; il s'annule donc trois fois en une seconde. Après sont inversion, Q_B oscille plus et plus longuement que Q, en opposition de phase avec celui-ci. Pour la bonne compréhension des figures, dans la phase finale pour laquelle le débit reste définitivement négatif, on a porté celui-ci en valeur absolue.

L'allure des pressions, dans ces conditions, ne peut être que très mouvementée. Les périodes d'oscillation sont les mêmes que celles des débits $T = 0,50$ s. Le fait le plus saillant est le pic de dépression atteignant - 340 mb à la partie supérieure du canal d'essai au bout seulement de $t = 0,2$ s. Il est inutile de faire remarquer que ces allures, extrêmement compliquées des débits et des pressions, rendront le comportement thermique réellement difficile à interpréter. Les oscillations s'amortissent en 9 périodes environ si on se reporte à l'enregistrement en régime isotherme non présenté ici.

5.1.3 - Evolution des débits et pressions à 1,10 l/bar (figure 11)

Le débit total diminue de façon remarquablement monotone et s'annule au bout de $t_1 = 0,76$ s. Après son inversion, il oscille plus longuement, en quadrature de phase avec les pressions, avec une amplitude plus faible qu'au cas

précédent, et une période de 1,4 seconde. Le débit by-pass ne présente qu'un très léger rebondissement et s'annule une seule fois au bout de 0,85 s.

En ce qui concerne les valeurs des débits avant le temps d'inversion $t_1 = 0,76$ s, ce cas reflète fortuitement le calcul théorique simplifié du Chapitre III. Il n'en est rien pour les pressions. La pression absolue descend jusqu'à 1 bar pour $t = 0,6$ s, soit à 740 mb en-dessous de sa valeur asymptotique. Les oscillations s'amortissent en 7 périodes. On constate que plus il y a d'air dans le dispositif expérimental, plus les périodes sont grandes, plus la dépression initiale est faible et plus les amplitudes sont amorties. La formule (14) confirme bien que le fait pour les périodes T.

On a fait une intégration numérique par une méthode Runge-Kutta du système différentiel (15), (16), (17), (18), (19). On a malheureusement fait l'approximation de prendre constants, indépendants de p, les termes facteurs des $\frac{dh}{dt}$ dans les équations (18) et (19).

Qualitativement, dans les deux cas traités :

- premier cas : 0,28 l/bar $V_{1g} = V_{2g} = 685$ cm^3
- deuxième cas : 1,10 l/bar $V_{1g} = 7\,100$ cm^3, $V_{2g} = 685$ cm^3

} TPN

l'allure des débits calculés est comparable à l'allure expérimentale observée. Quantitativement, seul le premier cas donne une belle coïncidence pour les périodes : 0,45 s par le calcul et 0,50 s expérimentalement. Ceci vient du fait qu'il y a peu d'air. Dans le second cas, l'approximation faite ne suffit pas et l'expérience donne une période qui est deux fois celle calculée.

Bien que les équations générales soient résolubles par une méthode numérique, il est possible que ce ne soit encore qu'une approximation et qu'il faille en toute rigueur, et pour chaque volume V_i de l'installation susceptible de varier avec la pression, connaître expérimentalement la loi :

$$\frac{d V_i}{dt} = f_i (p_i) \qquad (20)$$

Il est donc théoriquement possible d'écrire les équations pour une installation quelconque, mais on évalue facilement la difficulté de connaître pratiquement, pour PEGASE en l'occurrence, toutes les relations (20) nécessaires. On pense notamment à la compressibilité du bac de désactivation. Finalement, on peut imaginer qu'à la limite l'ensemble du circuit a une compressibilité continue fonction de l'abscisse. Le comportement du circuit devrait être déduit d'une loi

de coup de bélier d'onde, de célérité lente c(z) ; dans un tel cas, qui constitue l'aspect extrême du phénomène étudié par rapport au cas où i = 1, 2, ... n, les fonctions inconnues dépendent en même temps du temps et de l'absoisse.

5.1.4 - Conclusions partielles

Concluons pour la sûreté du réacteur que :

1 - les dépressions possibles risquent de causer des dégâts à la structure du coeur ou des circuits, et éventuellement gêner le mouvement des barres de sécurité,

2 - l'aspect hydraulique a une influence certaine sur le comportement thermique transitoire.

5.2 - Résultats thermiques en régime transitoire

5.2.1 - Les paramètres expérimentaux

. Les essais de rupture de canalisation à chaud ont été faits successivement avec deux canaux de section rectangulaire en aluminium de longueur 900 mm. Le premier différait du second par l'épaisseur des parois chauffantes :

$e_1 = 1{,}20$ mm

$e_2 = 1{,}35$ mm

L'épaisseur nominale d'eau est la même $2b = 2{,}7$ mm. Les largeurs des canaux sont $2a_1 = 35$ et $2a_2 = 38$ mm (ce paramètre n'a pas d'influence prépondérante).

. Les essais ont été réalisés dans deux cas de compressibilité :

- l'un dit : $\Delta V = 0{,}28$ l/bar
- l'autre dit : $\Delta V = 1{,}10$ l/bar

tous deux définis au paragraphe précédent.

. Les essais ont été faits :

- à deux température d'entrée : $T_E = 50°C$ et $T_E = 60°C$.
- à deux vitesses initiales différentes : $V_0 = 4{,}50$ et 6 m/s.
- à plusieurs valeurs du flux thermique moyen $\phi = 40, 50, \ldots, 90, 110$ W/cm^2.

Ces grandeurs, fixées à l'avance, constituent cinq paramètres variables. Les quatre paramètres suivants sont restés constants :

- Pression d'entrée : $p_o = 4$ bars
- Longueur canal : $L = 900$ cm
- Entrefer canal : $2b = 2{,}7$ mm
- Aluminium : $\varrho c = 2{,}43 \frac{W - s}{cm^3\ °C}$; $k = 2{,}1 \frac{W}{cm\ °C}$

Les phénomènes thermiques transitoires dépendent de neuf paramètres, c'est-à-dire trois de plus qu'en régime permanent.

5.2.2 - Manipulations effectuées et buts recherchés

La légende des figures 5 à 14 est un tableau du genre :

Essai	:	51
Type	:	A ou B
T_e	:	50°C
V	:	4,5 m/s
ϕ	:	50 W/cm^2
ΔV	:	0,28 l/bar
e	:	1,35 mm

On y voit figurer les cinq paramètres ayant varié au cours des essais. Il nous reste à définir ce que nous entendons par type A et B :

- les essais type A sont faits tous à des flux $\phi < 90$ W/cm^2. Le but de tels essais est de déterminer le flux critique ϕ_c tel que :

  . si $\phi > \phi_c$.

  Les conséquences de la rupture de tuyauteries conduisent à la fusion (burn out) s'il n'y a pas réduction de la puissance (chute des barres de sécurité).

  . si $\phi < \phi_c$

  Les conséquences de la rupture ne conduisent pas au burn out, toujours sans réduction de puissance.

- les essais type B sont faits tous aux flux moyens maximum $\phi = 90$ W/cm^2 et $\phi = 110$ W/cm^2.

Le but de ces essais est d'étudier, après l'incident, le temps t_c au bout duquel la paroi du canal entre en caléfaction, la pente $\frac{d\,T_p}{dt}$ de la température de paroi et d'une façon générale le temps qu'il faut, en l'absence de réduction de puissance, pour porter la paroi du canal à une température T_D jugée dangereuse.

Ceci dit, on précise tout de suite que, quelles que soient les conditions expérimentales, la réduction de puissance effectuée pendant la caléfaction à un niveau inférieur ou égal à 20 % de la puissance initiale a toujours eu comme conséquence de faire rapidement cesser la caléfaction et retomber les températures. Autrement dit, le temps au bout duquel a lieu la réduction de puissance n'est pas un paramètre indépendant comme on l'avait pensé au début du projet. Le résultat escompté des essais type B est donc de fournir le temps au bout duquel il est nécessaire que les barres chutent pour éviter que la température n'atteigne la température dangereuse T_D .

5.2.3 - Résultats expérimentaux

a) Essais type A

Unités	°C	m/s	mm	l/bar	W/cm^2	Fig.
N° essai	T_E	V_0	e	ΔV	ϕ_c	
49	50	4,50	1,20	0,28	48	--
51	50	4,50	1,35	0,28	52	5
52	50	4,50	1,35	1,10	< 50	6
56 b	60	4,50	1,35	0,28	45	7
86	60	6,00	1,35	0,28	60	8
91	60	6,00	1,35	1,10	65	9

Les enregistrements de ces essais sont reproduits aux figures 5 à 9. On fait les constations suivantes :

- Le flux critique ϕ_c passe de 48 à 52 W/cm^2 quand l'épaisseur du canal passe de 1,20 à 1,35 mm.

  N.B. - Les deux essais 49 et 51 (51 seul reproduit à la figure 5) sont faits à 50 W/cm^2, mais l'allure des températures ainsi que d'autres essais montrent que ϕ_c a environ les valeurs indiquées au tableau précédent.

Cette variation de ϕ_c en fonction de la capacité calorifique $\rho c e$ des plaques est logique. Mais nos essais ne sont pas assez nombreux pour permettre de prévoir le flux critique pour l'épaisseur réelle e = 0,63 mm (demi-épaisseur de la plaque combustible), dans les mêmes conditions de vitesse et de température d'entrée initiales.

- Le flux critique ϕ_c passe de 52 à moins de 50 W/cm^2 quand la compressibilité passe de 0,28 à 1,10 l/bar. Ceci est difficile à expliquer. On pourrait s'attendre au contraire en observant que la dépression est plus sévère dans le premier cas que dans le second ce qui, par l'abaissement plus rapide du degré de sous-saturation, entraînerait l'ébullition et la caléfaction pour un flux plus faible. Nous définissons le point de caléfaction comme le point où les températures de paroi du canal présentent une cassure après laquelle la montée observée se fait, soit temporairement, soit définitivement (burn out) dans des conditions adiabatiques. A l'essai 51, la caléfaction commence au temps $t_c = 1,45$ s pour le couple 1, et à l'essai 52, $t_c = 1,5$ s. Pour le premier, la pression a oscillé deux fois, pour le second la pression a pas accompli une oscillation complète.

- Le flux critique passe de 50 à 45 W/cm^2 lorsque la température d'entrée passe de 50 à 60°. Ceci est dans le sens logique. Le temps de caléfaction t_c est difficile à définir pour l'essai 56 b (figure 7). La première pente adiabatique $\frac{d\,T_p}{dt}$ des couples n° 2 et 3 se présente au temps $t_c \neq 1,5$ s.

Il est très intéressant de voir sur cet essai 56 b (figure 7) comment s'organise le couplage des oscillations des températures de paroi et des pressions. On a vu au paragraphe 5.1 que la période propre des oscillations hydrauliques était de 0,5 s. Ici les oscillations thermiques et hydrauliques se couplent avec la période 0,6 s. Le phénomène d'expulsion périodique de l'eau du canal commence dès la première seconde, mais il ne s'organise pas avant que le transitoire hydraulique ne soit terminé (3 s). Au bout de 5 s, le débit du by-pass Q_B est entré dans une variation périodique complexe, en phase avec la pression inférieure.

Dans les deux premières secondes et avec de telles oscillations des p et Q , on voit la difficulté de concevoir où se trouve le premier point de caléfaction. Après l'établissement du phénomène d'expulsion on comprend bien que ce cas de figure correspond à un couplage faible : les oscillations thermiques "forcent" les oscillations de pression ; celles-ci sont déphasées de π par rapport aux températures. Le minimum des températures de paroi (couples 1, 2, 3), qui dénote l'bullition, a lieu au moment du maximum de pression, ce

qui limite ce minimum de température ; d'autre part, la succession rapide des maximums de température depuis le couple n° 8 jusqu'au couple n° 1 dénote la ré-introduction rapide de l'eau dans le canal (voir référence / 2 /) par sa base : cette ré-introduction de l'eau est consécutive à l'augmentation brutale de la pression inférieure et du débit du by-pass. De plus, cet état de chose correspond à la quasi concomitance du minimum de la pression supérieure et du maximum des températures. Il est par suite concevable que cette opposition de phase entraîne des amplitudes faibles pour les oscillations.

- Le flux critique passe de 45 à 60 W/cm^2 lorsque la vitesse initiale V_0 passe de 4,5 à 6 m/s. Ceci est toujours logique. Ce résultat est lié au fait que la vitesse V_1 qu'aurait l'écoulement isotherme en sens ascendant après inversion du débit passe de 3 m/s environ à 4 m/s. La valeur $\Delta p = p_1 - p_2$ est plus grande dans le cas correspondant à $V_0 = 6$ m/s, et le flux critique en régime d'expulsion est plus grand. Ce résultat confirme la monotonie de la variation du flux critique en fonction de la valeur Δp imposée entre les extrémités du canal. Le flux critique est de $\phi_c \simeq 20$ W/cm^2 en convection naturelle lorsque $\rho p = \Delta_0 \, g \, L$.

Il semble bien apparaître que toute chose égale d'ailleurs, le flux critique soit proportionnel à la vitesse initiale, ce que tendrait à confirmer une analyse dimensionnelle approchée identique à celle du paragraphe 5.2.4. plus loin.

Il est très intéressant de voir sur cet essai 86 (figure 8) <u>le couplage fort</u> qui existe entre grandeurs hydrauliques et thermiques. On a un cas typique de résonance : les oscillations thermiques excitent les oscillations hydrauliques à la période propre $T = 0,5$ s de celles-ci. On observe des oscillations du couple n° 2 de grande amplitude et les oscillations hydrauliques sont mêmes <u>divergentes</u> ! Alors que dans l'essai 56 b, le minimum de pression coïncidait presque avec le pic de température, ici dans l'essai 86 ce minimum est en avance de phase; il s'ensuit des expulsions plus violentes et des amplitudes agrandies. Il est à noter qu'au moment de la ré-introduction de l'eau (dénotée par la succession des pics de T_p), le débit du by-pass subit une augmentation très forte qui a la même origine que cette ré-introduction : l'augmentation visible de $p_1 - p_2$ entre les instants des minimums et des maximums des pressions. On conçoit qu'une telle situation aille en s'aggravant et soit instable.

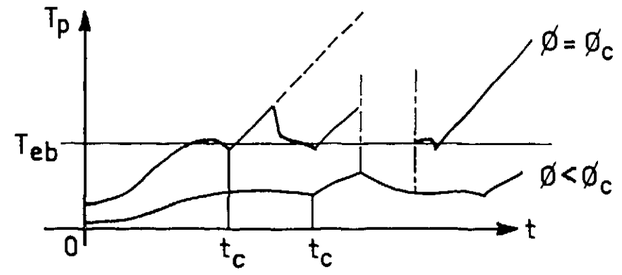
Notons encore le fait remarquable que la mise en caléfaction du couple n° 1 au bout de $t_c = 1,4$ s n'empêche en rien le reste du canal de l'ignorer et le régime d'expulsion de s'établir.

- Le flux critique passe de 60 à 65 W/cm^2 quand on augmente la compressibilité de 0,28 à 1,1 l/bar (toute chose égale par ailleurs). Ceci est en contradiction

avec ce qu'on a constaté plus haut aux essais 51 et 52. Les écarts sont sans doute trop faibles pour être significatifs. Remarquons qu'à l'essai 91 (figure 9) une <u>caléfaction temporaire</u> commence au temps $t_c = 1,2$ s, se termine 0,2 s après à la suite d'une expulsion et recommence pour être <u>totale</u> ou définitive au temps 1,9 s. On est de nouveau ici en présence d'un couplage <u>faible</u> où les oscillations thermiques "forcent" les oscillations hydrauliques (pression inférieure p_1 et Q_B) à la période courte $T = 0,4$ s, qui est très différente de la période propre de 1,6 s.

<u>Remarques générales sur les essais type A</u>

1 - Pour préciser la notion de temps ou d'instant de caléfaction, indiquons qu'il existe, comme en convection naturelle, un flux seuil ϕ_s pour lequel apparaît le phénomène d'expulsion / 2 /. Pour des flux inférieurs au flux ϕ_c (et supérieurs à ϕ_s), les thermocouples les plus chauds, un ou plusieurs dans l'ordre 1,2, ..., indiquent une caléfaction temporaire (figure ci-dessous) :



Donc pour un flux inférieur à ϕ_c, le temps de mise en caléfaction t_c n'est pas infini, mais simplement plus long. Pour le flux critique, la caléfaction peut être définitive, soit dès la première expulsion, soit après quelques périodes, ce fait constaté étant aléatoire. Il est donc bien certain qu'à chaque flux correspond un temps de mise en caléfaction. Nous reparlerons de l'influence sur t_c du flux et d'autres facteurs plus loin et à propos des essais type B.

2 - Les oscillations de température de paroi dénotent assez clairement les phases du régime d'expulsion (voir / 2 /). Par exemple, la période est le caractère le plus typique. Comme en convection naturelle, la période diminue quand on augmente le flux. Elle diminue aussi quand la perte de pression $p_1 - p_2$ augmente ; celle-ci est le paramètre qui régit l'influence de la convection forcée sur la variation de la période.

N° Essai	Ecoulement	ϕ (W/cm^2)	Période (s)	Vitesse (m/s)
43	Convection naturelle	15	2,4	0
56 b	Convection forcée	45	0,65	4,5
86	Convection forcée	60	0,45	6,0
91	Convection forcée	65	0,40	6,0

3 - Ces résultats, obtenus au cours des essais de type A joints à d'anciennes observations / 2 /, conduisent à penser que l'incident de rupture type PEGASE n'est qu'un incident parmi d'autres qui seraient également susceptibles de mettre le canal chaud en état de régime d'expulsion.

On a imaginé d'autres incidents tels qu'un manque temporaire de débit (ouverture et fermeture du clapet de convection naturelle AP 2), ou une baisse temporaire de pression. On a réalisé un essai de manque temporaire de débit dans les conditions de PEGASE en écoulement à sens descendant. On a obtenu un flux critique au-dessus duquel les expulsions amorcées conduisent au burn out. Ce flux est nettement inférieur au flux de redistribution dont il sera question plus loin :

T_E	V (m/s)	ϕ_c (W/cm^2)	ϕ_R (W/cm^2)
50	3	58	130

Nous pensons donc devoir souligner que la notion de flux critique, à la suite d'un régime d'expulsion accidentel, semble importante pour la sécurité des réacteurs de recherche. Dans le cas cité ci-dessus peut être est-ce bien le phénomène de redistribution de débit qui déclenche le régime d'expulsion au moment où la vitesse atteint le minimum requis ; mais il semble bien qu'une fois les conditions de pression rétablies aux extrémités du canal, le régime d'expulsion qui s'est amorcé conduise au burn out pour un flux bien inférieur au flux de redistribution qu'on obtiendrait en régime permanent dans les mêmes conditions.

b) Essais type B

Unités	°C	m/s	mm	l/bar	W/cm^2	s	Figures
N° Essai	T_E	V_0	e	V	ϕ	t_c	
60	50	4,50	1,35	0,28	90	0,90	10
63	50	4,50	1,35	1,10	90	0,90	11
65	60	4,50	1,35	1,10	90	0,80	12
94	60	6,00	1,35	1,10	90	0,95	13
97	60	6,00	1,35	1,10	112	0,75	14

Les enregistrements de ces essais sont reproduits aux figures 10 à 14. On fait les constatations suivantes :

- lorsque la compressibilité passe de 0,28 à 1,10 l/bar, le temps de mise en caléfaction ne change pratiquement pas et reste de 0,90 s. Ceci ne doit pas être généralisé comme résultat car on voit sur les figures 10 et 11 qu'au temps t_c les pressions sont remontées à des valeurs très voisines, dans le premier cas après deux minimums, dans le second cas après un seul minimum.

- lorsque la température d'entrée passe de 50 à 60°, le temps de caléfaction passe de 0,9 à 0,8 s, évolution logique.

- quand la vitesse initiale passe de 4,50 à 6 m/s, le temps de caléfaction passe de 0,8 à 0,95 s. La raison essentielle est que la température de paroi est initialement plus basse et que la vitesse s'annule moins rapidement.

- quand le flux passe de 90 à 112 W/cm^2, le temps t_c diminue de 0,95 s à 0,75 s, ce qui est parfaitement logique.

Remarques générales sur les essais type B

1 - Pour ces essais où le flux est nettement plus grand que le flux critique, la caléfaction se produit dès la première expulsion du fluide au bout d'un temps t_c parfaitement net sur les enregistrements. A partir de 90 W/cm^2, la caléfaction temporaire atteint les parois chauffantes sur toute leur hauteur et

la caléfaction totale atteint la zone limitée par les 5 ou 6 premiers thermocouples situés dans la partie supérieure.

2 - C'est en général le couple n° 3 situé à 26 cm de l'entrée du canal qui monte à la température la plus haute. Au moment de la réduction de puissance, les températures cessent de croître, prennent une valeur stationnaire pendant une à deux secondes, puis décroissent rapidement dès que la paroi se mouille.

3 - Après avoir constaté les influences :

- faibles de la compressibilité, de la température d'entrée et de la vitesse initiale,
- moyennes du flux thermique,

sur le temps de mise en caléfaction, on a cherché à connaître l'influence de la capacité calorifique (5ème paramètre).

On a sélectionné les essais de type B suivants :

Unités	°C	m/s	mm	l/bar	W/cm^2	s	Figures
N° Essai	T_E	V_0	e	V	Ø	t_c	
31	50	4,50	1,20	0,28	90	0,46	15
60	50	4,50	1,35	0,28	90	0,90	
35	50	4,50	1,20	1,10	90	0,54	16
62	50	4,50	1,35	1,10	90	0,92	
47	60	4,50	1,20	1,10	90	0,56	17
65	60	4,50	1,35	1,10	90	0,80	

D'après les données ci-dessus et les résultats graphiques reportés aux figures 15, 16, et 17, on a obtenu les résultats numériques suivants :

Unités	mm	W/cm^2	°C/s	°C/s	W/cm^2	°C	°C	°C
N° Essai	e	qe	$q/\rho c$	$\frac{\partial T_p}{\partial t}$	φ	$T_{sat\ c}$	$T_{p\ c}$	ΔT_{sat}
31	1,20	93	318	260	17	128	147	19
60	1,35	94	273	213	19,5	115	152	37
35	1,20	93	318	270	14	123	145	22
62	1,35	94	274	213	20	111	147	36
47	1,20	93	308	260	14	102	147	45
65	1,35	93	271	225	15	106	150	44

tableau dans lequel $qe = \emptyset$ est le flux moyen dans le temps et φ le flux instantané.

- On constate que le temps de caléfaction diminue fortement quand l'épaisseur des parois chauffantes, c'est-à-dire la capacité calorifique, diminue. On a porté les valeurs de t_c en fonction de e à la figure 18 et on a hasardé une extrapolation de nos résultats jusqu'à la valeur e = 0,63 mm, qui représente le réel. On trouve :

$$t_c \# 0{,}1\ s$$

- On voit également que, après la mise en caléfaction de la paroi, l'évolution de la température n'est pas totalement adiabatique. Le flux superficiel instantané φ est défini par l'équation :

$$\rho c e \frac{\partial T_p}{\partial t} = qe - \varphi \qquad (21)$$

où q est la puissance spécifique en W/cm^3 dégagée dans la plaque chauffante. Le flux $\emptyset = qe$ dont on a parlé jusqu'à maintenant était la puissance moyenne dégagée dans la plaque face à une surface d'échange de 1 cm^2. Le flux réel expérimental de caléfaction n'est pas nul, mais compris entre 15 et 20 W/cm^2. Dans le tableau ci-dessus, $q/\rho c$ représente l'échauffement adiabatique théorique et $\frac{\partial T_p}{\partial t}$ l'échauffement expérimental. Il y a environ 15 à 20 % de différence entre les deux.

- On remarque que les températures de paroi T_{pc} à l'instant t_c sont voisines de 150°C. On estime que théoriquement la température atteinte avant la

caléfaction est une température d'ébullition. D'après les pressions mesurées à l'instant t_c, on a calculé les surchauffes ΔT_{sat} (tableau ci-dessus). On trouve des surchauffes de 20 à 45°. $\Delta T_{sat} = 20°$ est une valeur normale au sens expérimental habituel en régime permanent pour $\varphi = 90$ W/cm^2.

5.2.4 - Tentative de synthèse et d'application au réel

Il semble qu'à l'aide des observations faites et en utilisant l'analyse dimensionnelle, on puisse améliorer les possibilités de prévision des phénomènes transitoires du type étudié.

Les conditions initiales étant celles d'un régime d'écoulement en simple phase, il est normal de construire le schéma d'évolution de notre phénomène avec des équations utilisant les hypothèses de la simple phase jusqu'au moment où les températures de paroi atteignent la température d'ébullition.

Les équations qui régissent l'évolution des températures de liquide T, de paroi T_p et du flux φ, dans l'espace et le temps sont :

$$\rho c e \frac{\partial T_p}{\partial t} = qe - \varphi \qquad (21)$$

$$\rho_1 c_1 b \frac{dT}{dt} = \varphi \qquad (22)$$

$$T_p = T + \frac{\varphi}{h} \qquad (23)$$

On fait les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les phénomènes de conduction dans le métal sont négligés, les écarts longitudinaux de température sont suffisamment faibles et ne conduisent à aucun transport appréciable de calories dans le sens des z. Les gradients transversaux sont faibles, ce qui permet de supposer T_p uniforme dans une section transversale de l'aluminium. Le calcul et d'autres expériences ont justifié cette hypothèse.

- le coefficient d'échange h ne dépend que de la vitesse locale $V(t)$: $h \sim V^{0,8}$.

- on se donne une loi d'évolution de la vitesse dans le canal et non une loi $\Delta p(t)$. L'étude est donc purement thermocinétique. Cette loi d'évolution de la vitesse est :

$$\frac{V}{V_0} = f(t) \qquad (24)$$

Elle n'est valable que pour une compressibilité du système et une vitesse initiale données. En effet, le fait de changer V_0 en ouvrant la vanne RE 4 fait changer le temps t_1 où la vitesse s'annule dans le rapport (formule (10), page 12) :

$$\frac{t_1}{V_0} = c^{te}$$

Les conditions initiales de notre phénomène sont alors :

$$\underline{t = 0} : \quad \varphi = q e$$
$$h = h_0$$
$$f(0) = 1$$
$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{q e}{\rho_1 c_1 b V_0}$$

Les conditions aux limites :

$$z = 0 \qquad T = T_E$$

L'utilisation des variables adimensionnelles suivantes permet d'obtenir des formes très condensées des équations et des conditions :

$$\tau = \frac{h_0 t}{\rho_1 c_1 b} \qquad Z = \frac{h_0}{\rho_1 c_1 V_0} \cdot \frac{z}{b}$$

$$\theta = \frac{T - T_E}{qe/h_0} \qquad \theta_p = \frac{T_p - T_E}{qe/h_0} \qquad \varphi^* = \frac{\varphi}{qe}$$

$$\begin{cases} C \frac{\partial \theta_p}{\partial \tau} = 1 - \varphi^* & (21)' \\ \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + f(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \varphi^* & (22)' \\ \theta_p = \theta + \frac{\varphi^*}{[f(\tau)]^{0,8}} & (23)' \end{cases}$$

Conditions :

$$\tau = 0 \quad \begin{cases} \varphi^* = 1 \\ f(0) = 1 \\ \dfrac{\partial \theta}{\partial Z} = 1 \qquad \text{soit} \quad \theta = Z \end{cases}$$

$$\tau = \tau_1 \qquad f(\tau_1) = 0$$

$$Z = 0 \qquad \theta = 0$$

Le paramètre adimensionnel C est défini par :

$$C = \frac{\rho\, c\, e}{\rho_1\, c_1\, b} \tag{25}$$

Les solutions de notre système sont donc de la forme :

$$\theta_p = F\left[\tau, Z, f(\tau), C\right] \tag{26}$$

Les seuls paramètres indépendants du problème en simple phase posé sont la loi de décroissance de la vitesse $f(\tau)$ et le rapport C des capacités calorifiques métal sur eau. θ_p englobe l'effet de la température d'entrée T_E et de la puissance qe , τ celle de b , Z celle de b et V_0 , C celle de l'épaisseur de plaque e .

L'application de cette théorie à nos résultats expérimentaux soulève des problèmes délicats. On a néanmoins tenté quelque chose pour avoir une idée de l'évolution des temps de mise en caléfaction t_c en fonction des différents paramètres cités ci-dessus. L'expérience a montré que les températures de caléfaction T_c à la paroi étaient comprises entre 135° et 150°C et qu'on pouvait penser qu'il s'agissait de température d'ébullition. On admet donc que T_c , et donc θ_c , est fixé par des conditions externes à notre système d'équations et d'après (26) on peut écrire que :

$$\tau_c = F_1\left[\theta_c , f , C\right] \tag{27}$$

A l'aide de nos résultats expérimentaux, on a tracé le graphique de la figure 19 ; pour plus de simplicité :

- τ_c est remplacé par : $\dfrac{V^{0,8}\, t_c}{b}$

- θ_c est remplacé par : $\dfrac{V^{0,8}\,(T_c - T_E)}{q\, e}$

Les deux courbes inférieures correspondent à la même loi $f(t)$ (vitesse $V_0 = 4{,}50$ m/s) et à deux valeurs de C différentes :

$$C_1 = \frac{\rho\, c\, e_1}{\rho_1\, c_1\, b} = 0{,}515$$

$$C_2 = \frac{\rho\, c\, e_2}{\rho_1\, c_1\, b} = 0{,}580$$

Les deux courbes supérieures correspondent à la même valeur C_2 et à deux lois $f(t)$ différentes ($V_0 = 4{,}50$ et 6 m/s).

Quels sont les résultats tangibles fournis par les figures 18 et 19 ?

La figure 18 utilise une partie des points de la figure 19 : 7 points inférieurs qui correspondent au même flux $\phi = 90$ W/cm^2 et aux deux valeurs de C.

Malgré une grande dispersion des points expérimentaux, on arrive à tracer grossièrement trois courbes dont la signification est déjà indiquée ci-dessus. On constate les faits suivants :

- on ne peut guère se prononcer sur l'influence de la compressibilité ; son augmentation semble atténuer la variation du temps de caléfaction,

- l'influence du paramètre C est bien marquée quels que soient T_E et ϕ dans le paramètre θ_c porté en abscisse : τ_c augmente avec C à ϕ donné,

- τ_c augmente à C donné quand ϕ diminue : τ_c atteint une limite au-delà de laquelle les flux sont trop faibles pour créer un phénomène de caléfaction,

- l'influence de la loi de décroissance de la vitesse $f(\tau)$ est également bien marquée : τ_c est plus grand si la vitesse décroît moins vite,

- les deux horizontales marquées t_1 correspondent aux valeurs théoriques du temps :

$$t_1 = 0{,}75 \text{ s} \quad \text{pour} \quad V_0 = 4{,}5 \text{ m/s}$$

$$t_1 = 1 \text{ s} \quad \text{pour} \quad V_0 = 6 \text{ m/s}$$

pour lesquelles le débit est censé s'annuler dans le coeur. Les points situés en dessous de la valeur τ_1 devraient correspondre à une mise en caléfaction avant l'inversion du débit dans le by-pass. C'est bien à peu de chose près ce qu'on constate expérimentalement. On constate de plus que la caléfaction se produit toujours, même aux bas flux, à la partie supérieure du canal où le point le plus chaud se situe entre 20 et 30 cm de l'entrée. Cela signifie, en premier lieu, que l'ébullition puis le blocage du débit dans le canal par redistribution se produisent bien avant l'annulation du débit dans le by-pass et, en second lieu, que la caléfaction de la partie supérieure du canal est consécutive et typique d'un régime périodique d'expulsion. L'expérience montre qu'effectivement il y a une ou deux expulsions avant l'entrée en caléfaction, celle-ci se situant avant le temps t_1 pour les essais à fort flux.

Indiquons que ces faits de nature complexe doivent faire ressortir la faiblesse de l'analyse dimensionnelle faite plus haut et ne pas inciter à attacher trop de considération au graphique de la figure 19.

Si on tente d'appliquer les résultats des figures 18 et 19 à la réalité, on doit admettre que la caléfaction commence aussi à 150°. Elle commencerait approximativement au temps $t_c = 0,1$ s. A ce propos, la réalité correspond à la valeur de C :

$$C_r = \frac{\rho c e_r}{\rho_1 c_1 b} = 0,270$$

où b correspond à l'entrefer actuel $2b = 2,70$ mm. Il est très important de noter qu'en extrapolant les résultats τ_c en fonction de C, la valeur $\tau_c(0)$ pour $C = 0$ n'est pas du tout nulle. On pourrait s'en rendre compte en calculant les températures dans l'approximation du système (21)' (22)' (23)' où l'équation (22)' avec $C = 0$ et $\varphi^* = 1$ devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + f(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial Z} = 1 \qquad (28)$$

La valeur $t_c = 0,1$ s est donc certainement pessimiste et dans le sens de la sécurité.

Quant au gradient de croissance dans le temps après l'entrée en caléfaction, il est de l'ordre de :

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = 0,85 \frac{\phi}{\rho c e_r} = 500°C/s$$

Le coefficient 0,85 veut dire qu'environ 15 % de la puissance créée passe à la phase vapeur pendant la caléfaction.

La conclusion est que dans l'état actuel du réacteur, <u>la température de paroi monte à 500°C, 0,8 s après l'incident de rupture amont</u>.

En ce qui concerne les risques de caléfaction pour la nouvelle géométrie, projetée dans le cadre de l'augmentation de puissance totale de PEGASE, l'hypothèse de similitude faite ici permet de voir que la réduction de l'espace d'eau 2 b de 2,70 à 2,12 mm est favorable à la sécurité, même dans le cas où la vitesse initiale V_0 est la même. En effet, C_r passe de :

$$C_{r1} = 0,270 \quad \text{à} \quad C_{r2} = 0,344$$

ce qui a pour conséquence d'augmenter τ_c de 50 % environ.

On a donc :

$$t_{c2} = \frac{b_2}{b_1} \times 1,50 \; t_{c1} \approx 0,12 \text{ s}$$

au lieu de 0,10 s.

Terminons en faisant remarquer que l'augmentation de la vitesse initiale V_0 est favorable à la sécurité : la figure 19 montre que le temps de caléfaction augmente de 30 ou 40 % quand V_0 passe de 4,50 à 6 m/s.

<u>Nota</u> - B. MARTINET, du Service des Transferts Thermiques, a trouvé :

- une solution numérique du système (21)' (22)' et (23)' dans le cas d'une approximation linéaire de $f(t)$ avec $V_0 = 4,50$ m/s $t_1 = 0,75$ s, $T_E = 50°C$ et $\phi = 90$ W/cm^2.

  On trouve notamment que la température à la sortie du canal (point chaud) atteint 150°C pour t = 0,62 s, c'est-à-dire bien avant l'annulation du débit dans le by-pass.

- une solution analytique de l'équation (28) quand $C = 0$, qui n'a pas été exploitée numériquement.

5.3 - <u>Essais de redistribution de débit en régime permanent</u>

5.3.1 - <u>Définitions</u>

Pour des conditions données de fonctionnement en <u>régime permanent</u>, qui sont :

- Géométrie du canal chauffant (ou chaud) : 2 b, L
- Pression à une de ses extrémités : p_E
- Température d'entrée de l'eau : T_E
- Puissance thermique évacuée : ϕ

on fixe la vitesse nominale d'entrée de l'eau V_E à une valeur telle qu'on évite l'ébullition locale dans le canal chaud. Si pour une raison quelconque la vitesse diminue lentement, l'ébullition apparaît et un phénomène critique se produit pour une vitesse critique V_c. Ce phénomène conduit à la destruction du canal (burn out) si la puissance n'est pas réduite rapidement. Le phénomène critique peut être de deux natures différentes :

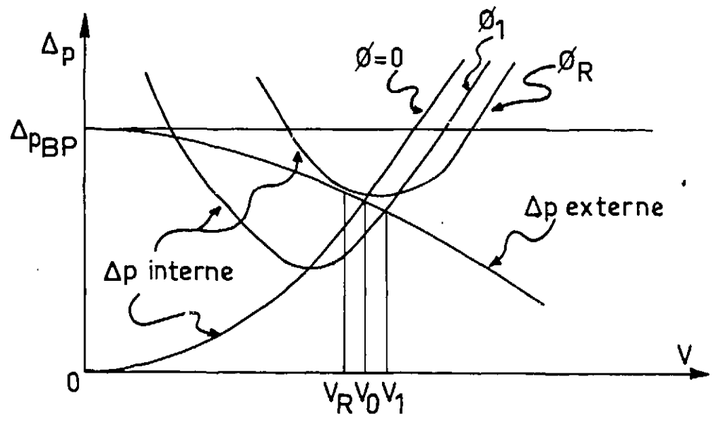
- caléfaction locale au point chaud du canal, par suite de la coalescence de la vapeur, sans diminution consécutive de la vitesse,
- chute brutale de la vitesse et redistribution du débit ; le burn out étant la conséquence secondaire.

Le deuxième phénomène, qui nous intéresse ici pour un réacteur de recherche tel que PEGASE, est d'essence hydrodynamique. On a recours pour l'expliquer à la notion classique de courbe en S, dite encore courbe caractéristique interne.

En régime permanent, pour les quatre conditions fixées au début de ce paragraphe, la perte de pression Δp_i dans le canal chaud dépend de la vitesse V d'une manière complexe : du fait de l'ébullition qui envahit le canal, Δp_i passe par un minimum pour une certaine vitesse V_m.

Dans le diagramme de la figure ci-dessous, on a représenté les caractéristiques internes pour trois flux : $\phi = 0$, ϕ_1 et ϕ_R. Le point de fonctionnement (V, Δp) du canal est à l'intersection de la caractéristique interne Δp_i et de la caractéristique externe Δp_e : celle-ci est la perte de pression imposée par le circuit extérieur.

Si, sur le réacteur, le canal chaud est dans un pic de flux très localisé radialement, le Δp_e est imposé à ce canal par le reste du coeur. Sur la cellule Super BOB le by-pass du canal chauffant schématise cette situation et impose au canal un Δp_{BP} constant quelle que soit la vitesse dans le canal.



Sur le diagramme ci-dessus, la caractéristique externe Δp_e est la courbe plongeante déduite de l'horizontale Δp_{BP} en retranchant la perte de pression singulière d'entrée et les pertes de pression par frottement isotherme créées par les deux longueurs non chauffantes situées de part et d'autre de la longueur chauffante.

Il est enfin clair que lorsque les courbes Δp_e et Δp_i deviennent tangentes, le point de fonctionnement obtenu est instable : une augmentation légère du flux ou une petite diminution de la vitesse font chuter celles-ci brutalement. Ces conditions sont les conditions de redistribution : à un flux de redistribution ϕ_R correspond une vitesse de redistribution V_R. On peut atteindre ces conditions, soit en baissant lentement le débit total Q, c'est-à-dire Δp_{BP}, en maintenant le flux jusqu'à ce que la courbe Δp_e (Q) qui descend devienne tangente à la courbe Δp_i (ϕ), soit, fixant le débit total (ou Δp_{BP}), en augmentant lentement le flux jusqu'à ce que la courbe Δp_i (ϕ) qui monte devienne tangente à la courbe Δp_e (Q). Pour les essais sur Super BOB, on a adopté cette deuxième procédure.

5.3.2 - Essais et résultats

Le but des essais est donc de trouver le flux thermique de redistribution en régime permanent ϕ_R en fonction de la vitesse initiale isotherme V_0 et de la température d'entrée T_E. La répartition longitudinale du flux est uniforme.

Particularités du canal :

- Epaisseur d'eau nominale 2 b = 2,7 mm
- Longueur chauffante : 900 mm
- Longueurs isothermes amont et aval : 2 × 35 mm
- Entrée du canal : Profil à bords francs à 90°
- Parois en acier inoxydable d'épaisseur e = 1,50 mm

On doit signaler ici les incertitudes qui règnent quant à la connaissance de la valeur réelle de l'épaisseur d'eau 2 b entre plaques chauffantes. La figure 21 donne le profil longitudinal de l'entrefer mesuré à froid et à la pression atmosphérique après les manipulations. Ces valeurs sont bien différentes de la valeur nominale 2,7 mm (22 % dans la partie médiane à la sortie du canal). On ne peut pas, à notre avis, tirer de conclusion formelle, car rien n'a permis de vérifier que lorsque le canal était dans sa culasse et soumis à un flux de 250 W/cm^2 la valeur de l'entrefer n'était pas la bonne. Indiquons que toutes les vitesses dont il est question dans ce rapport sont calculées d'après le débit avec la valeur nominale de l'entrefer.

Lorsqu'après avoir fixé la vitesse V_0 , on augmente le flux de chaleur jusqu'à ϕ_1, on constate une augmentation sensible (5 à 10 %) de la vitesse jusqu'à la valeur maximum V_1 . Lorsque $\phi > \phi_1$, alors V diminue. La redistribution survient pour un flux ϕ_R supérieur d'environ 5 à 20 % au flux ϕ_1. Il n'a pas été possible de préciser quelle était alors la vitesse correspondante V_R . Il semble qu'elle diffère peu de la vitesse initiale V_0 . Cette évolution de la vitesse, due à la variation non monotone du frottement à la paroi chauffante, figure qualitativement à la figure du paragraphe précédent.

Remarquons enfin que les résultats expérimentaux donnant ϕ_R, et qui figurent dans le tableau suivant et à la figure 20, ne correspondent pas au minimum de la caractéristique interne Δp_i . L'écart entre V_R et $V_m(\phi_R)$ ne pourra être évalué que lorsqu'on connaîtra mieux la pente de la caractéristique interne et les pertes de pression singulières du canal, ainsi que l'entrefer.

T_E \ V_0	2 (m/s)	3	4	4,50	5	6
50 (°C)	84	136	171	193	212	247
60	77	119	154	174	185	215
70	68	106	133	143	154	189

Il est intéressant de signaler que les expériences de redistribution de débit ont permis de se faire une idée du régime transitoire qui succède à celle-ci. Pendant le court intervalle de temps dont on dispose entre l'instant où la redistribution commence et l'instant où on doit couper le chauffage pour éviter la fusion du canal, les enregistrements de température de paroi et l'observation d'expulsions d'eau du canal montrent clairement qu'on est en présence d'un régime d'expulsion. Celui-ci semble quasi-périodique probablement tant que la proportion de surface chaude asséchée n'est pas trop importante. On observe des périodes d'expulsion qui descendent à 0,2 s pour une vitesse initiale de 6 m/s, alors qu'au voisinage du flux critique ϕ_c elle n'étaient que de 0,4 s. Notons qu'avec le canal en acier inox utilisé, d'une capacité calorifique quatre fois supérieure à celle de la réalité, on ne peut espérer faire aucune transposition entre résultats d'essais et comportement du réel pour les régimes transitoires.

CHAPITRE VI

C O N C L U S I O N S

6.1 - Phénomènes transitoires

L'accident de rupture des tuyauteries de refroidissement à l'amont du coeur est un accident à conséquences graves pour le réacteur PEGASE.

1 - Aspect hydraulique

Les expériences sur la cellule Super BOB ont montré que la pression dans le caisson amont pouvait tomber en 0,20 seconde à une pression absolue de 660 mb, c'est-à-dire telle qu'il existe à ce moment entre les deux côtés de la paroi du caisson une dépression de 1 760 - 660 = 1.100 mb, soit plus de 1 kg/cm^2.

Il est très possible qu'en cas de rupture les grandeurs hydrauliques réelles ne prennent pas les mêmes valeurs absolues que celles observées sur Super BOB. En effet, la similitude n'est pas totale entre maquette et réel, puisque les phénomènes d'ondes de compression dépendent des caractéristiques mécaniques inconnues du réel. Mais comme on a retrouvé par le calcul le comportement hydraulique de la maquette, on peut avancer que le réacteur présente qualitativement le même comportement. En conséquence, la prudence recommande de vérifier si la structure du coeur ou des circuits ne risque pas de subir des dommages sous l'effet d'une dépression relative de 1 kg/cm^2. En particulier, il faut s'assurer que le mouvement des barres de sécurité restera toujours libre, quel que soit l'accident de dépressurisation.

Enfin, il semble bien que le comportement hydraulique réagisse sur le comportement thermique et que dans certains cas il y ait des phénomènes de résonance. Il serait prudent de garder à l'esprit les possibilités d'oscillations purement hydrauliques lorsqu'on étudie dans la réalité les couplages entre thermique et neutronique.

2 - Aspect thermique

Les incidents schématisés sur Super BOB ont permis de déterminer dans les conditions expérimentales le flux critique moyen ϕ_c au-dessus duquel il est nécessaire de faire chuter la puissance si on veut éviter le burn out. Ce flux varie de 45 à 60 W/cm^2 pour une température d'entrée de 60°C lorsque la vitesse initiale passe respectivement de 4,5 à 6 m/s. Pour les conditions du réel, c'est-à-dire pour des plaques combustibles plus minces, le flux critique est sans doute un peu plus faible, mais il n'a pas été possible malheureusement de déduire des essais l'effet de la capacité calorifique des plaques chauffantes. Disons, de plus, qu'il semble bien que ϕ_c soit proportionnel à la vitesse initiale V_0 : le phénomène critique a lieu après qu'un régime périodique d'expulsion soit établi et le flux critique est d'autant plus grand que la différence de pression Δp entre extrémités des canaux est plus grande. Ces constatations ont amené à penser que d'autres incidents que la rupture pouvaient mettre momentanément les canaux en régime d'expulsion. On a vérifié qu'une baisse temporaire du débit et du Δp conduisait, après phénomène de redistribution, au régime entretenu d'expulsion : il y a burn out même après rétablissement du Δp si le flux ϕ est supérieur au flux critique ϕ_c du régime d'expulsion.

Pour $V_0 = 3$ m/s en sens descendant et $T_E = 50°C$, ϕ_c est de 58 W/cm^2 alors que le flux de redistribution dans les mêmes conditions est de 130 W/cm^2. On en conclut que si pour une raison quelconque un canal chaud se met en régime d'expulsion, il y aura burn out même dans les conditions nominales. Pour citer un exemple pratique, on peut imaginer un objet étranger qui vient boucher momentanément la partie supérieure d'un élément combustible.

Les expériences sur Super BOB ont également permis de se faire une idée de l'évolution des températures du point chaud après l'incident, lorsque le flux est supérieur au flux critique. On a défini le temps de caléfaction t_c, temps au bout duquel la paroi chauffante s'assèche et après lequel l'échange thermique très faible en phase vapeur conduit à un échauffement linéaire très rapide de la paroi. Une étude adimensionnelle sommaire nous a aidé à grouper les influences sur le temps de caléfaction du flux thermique, de la vitesse initiale, de la capacité calorifique des plaques chauffantes et de l'espace d'eau entre plaques. Les résultats ne sont sans doute pas assez nombreux pour donner des résultats numériques certains, mais on a obtenu des tendances de variation très nettes. En application, on peut estimer que dans la réalité, et pour un flux moyen du canal chaud de 90 W/cm^2, la paroi chaude entre en régime de caléfaction à une température voisine de 150°C au bout d'un temps de 0,1 s. A raison ensuite de 500°C/s, elle atteint 500°C au bout de 0,8 s. Ces chiffres indiquent les limites temporelles dont on dispose pour faire chuter les barres de sécurité en cas d'accident.

Soulignons, en ce qui concerne le temps de mise en caléfaction, que pour un flux égal au flux critique ce temps est déterminé et fini. Au-dessus du flux critique ϕ_c , la caléfaction est définitive, en dessous elle est temporaire et périodique. Le début de la caléfaction se fait localement au point chaud du canal pour un flux bien inférieur à ϕ_c et supérieur au flux ϕ_s seuil d'apparition du régime d'expulsion. Elle s'étend peu à peu à tout le canal quand on augmente ϕ . Autrement dit, si on s'intéresse au vide créé par l'expulsion pour déterminer l'antiréactivité, il est très pessimiste de se baser sur le temps de caléfaction, car le vide est important bien avant la caléfaction, pratiquement pour un flux peu supérieur au flux seuil ϕ_s.

Ceci confirme la nécessité qu'il y aura de prévoir des manipulations spéciales d'étude du régime d'expulsion, avec mesure du vide α dans le temps et l'espace, si on désire améliorer les calculs d'antiréactivité, et connaître la fonction de transfert vide - puissance thermique. Il est important à notre avis de préciser que, si on suppose que les canaux d'un ou deux éléments chauds présentent des régimes d'expulsion en phase, l'antiréactivité ne croîtra pas dans le temps mais aura une variation périodique. On peut même se demander si, au temps où l'eau rentre à grande vitesse dans le canal à une température probablement proche de la température d'entrée, on ne risque pas une réactivité positive. En d'autres termes, il faudrait étudier si le régime périodique d'expulsion ne conduit pas à une fonction de transfert à caractère instable du point de vue de la puissance neutronique, comme celle qu'on rencontre sur les expériences SPERT et CABRI. Comme nos expériences ont montré que le phénomène thermique d'expulsion pouvait être excité par des phénomènes hydrauliques dus à la compressibilité, on est bien amené à conclure que des expériences hors pile orientées peuvent être utiles, en parallèle avec les expériences CABRI.

6.2 - Phénomènes critiques en régime permanent

Nos essais de redistribution de débit en écoulement descendant, dans un canal de section rectangulaire de longueur 900 mm, d'entrefer nominal 2 b = 2,7 mm, avec une pression absolue à l'entrée de 4 bars et des températures d'entrée de 50 à 70°, constituent une première étape de l'étude systématique sur boucle hors pile des phénomènes de redistribution de débit. Les résultats obtenus donnent un bon ordre de grandeur des coefficients de sécurité $\frac{\phi_R}{\phi}$ existant pour le fonctionnement du réacteur PEGASE. Actuellement, pour une vitesse de 4,50 m/s et une température d'eau de 60°, ce coefficient est de deux, en admettant ϕ = 90 W/cm^2 comme flux moyen maximum. Il tombe à un pour une vitesse de 2,40 m/s.

Les études à venir devront déterminer les courbes caractéristiques internes des canaux, de manière que, si on connaît les caractéristiques externes de l'élément combustible et éventuellement des circuits du réacteur, on puisse préciser à quelle position a lieu le phénomène de redistribution par rapport au minimum de la caractéristique interne.

REMERCIEMENTS

Nous remercions Monsieur VEDRENNE pour la réalisation technologique de la boucle Super BOB, ainsi que Monsieur PETIOT pour la mise au point et la réalisation de toutes les mesures.

BIBLIOGRAPHIE

1 - Ph. VERNIER
PEGASE - Etude de sûreté - Burn out en régime transitoire et en convection naturelle.
Rapport TT n° 25 - 1963

2 - P. HURTADO et Ph. VERNIER
Régime d'expulsion et burn out en convection naturelle à basse pression
Rapport TT n° 50 - 1965

3 - S.O.G.R.E.A.H.
PEGASE - Etude des régimes transitoires après une rupture
Rapport n° 8318 - 1963

4 - J.J. JICHA - R. LIGHTNER and al.
Laboratory simulation of PM 1 core thermal and hydraulic transient conditions.
MND - E - 2418 - October 1961
Trans. ANS, 1962, 5, 2, p. 417

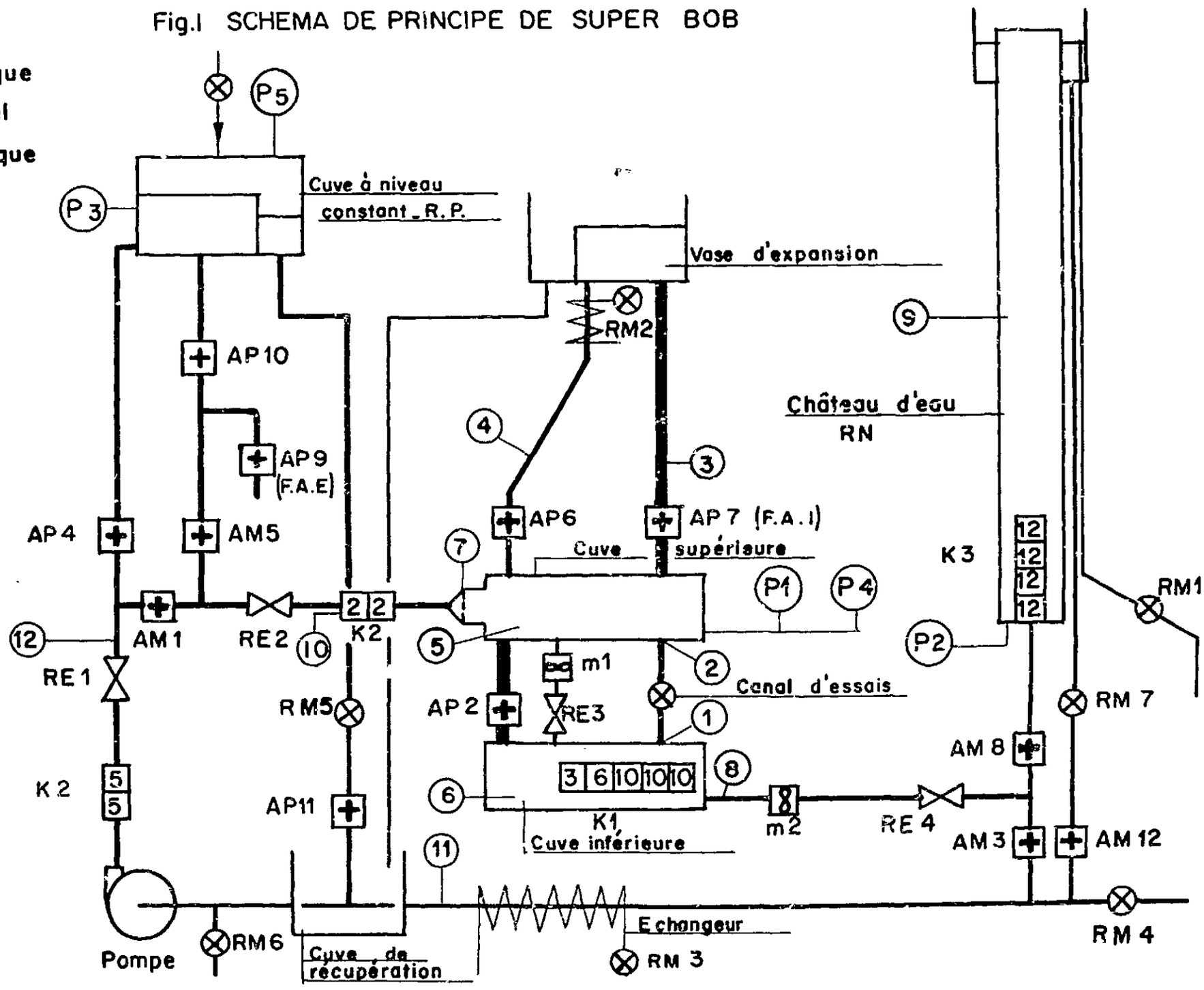
5 - G. STIENNON et al.
Etude expérimentale de l'inversion du débit dans le réacteur belge BR 2.
Troisième Conférence Internationale sur l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques.
Genève 1964 - A/Conf. 28/P/517.

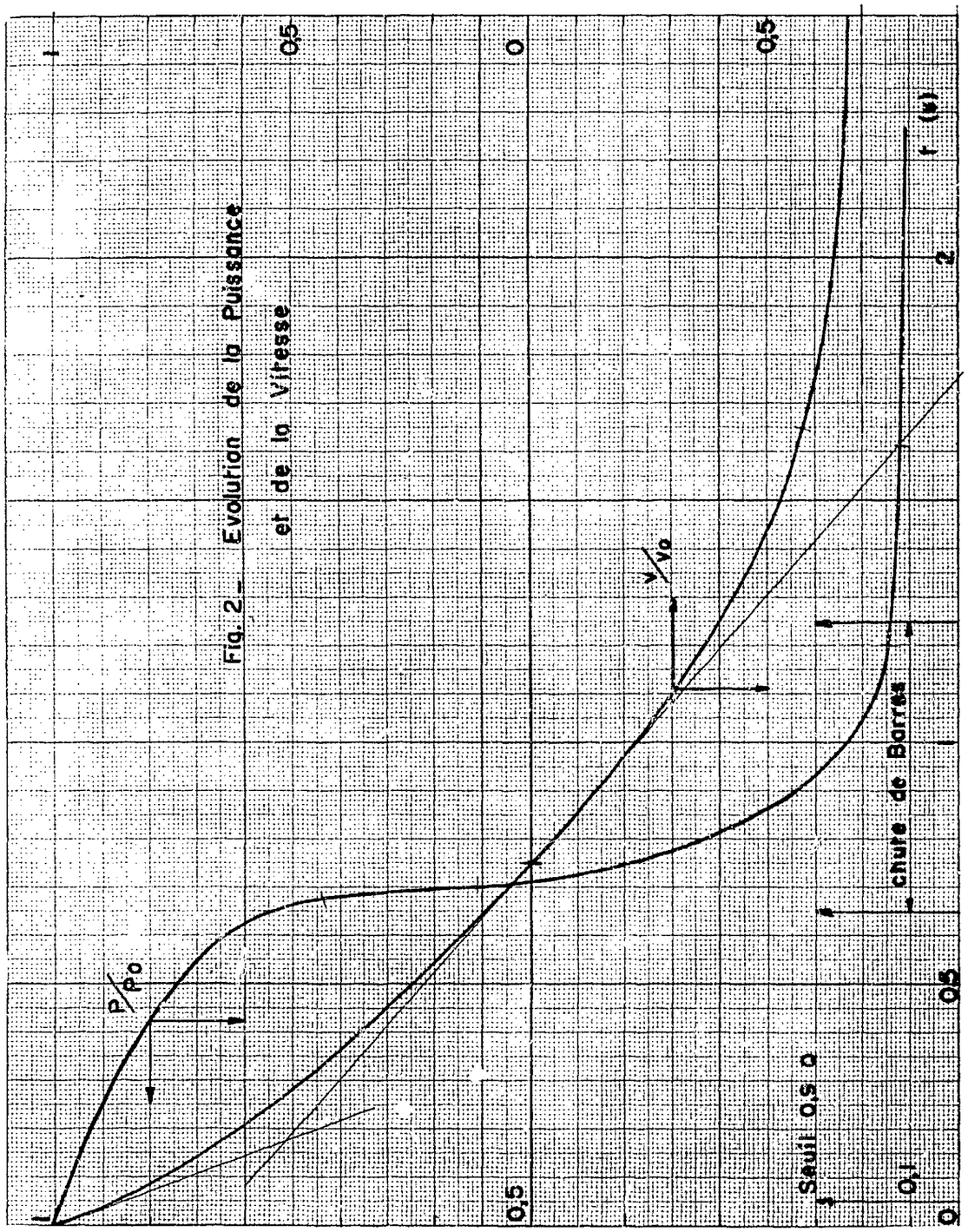
Note au moment de l'édition : Ce rapport est la reproduction du Rapport TT n° 47 paru en Avril 1965.

Manuscrit reçu le 19 janvier 1968

Fig.I SCHEMA DE PRINCIPE DE SUPER BOB

RE_Réglage électrique
RM_ Réglage manuel
AP_ Arrêt pneumatique
AM_ Arrêt manuel
K_ Préchauffe Kw
m_ Moulinets





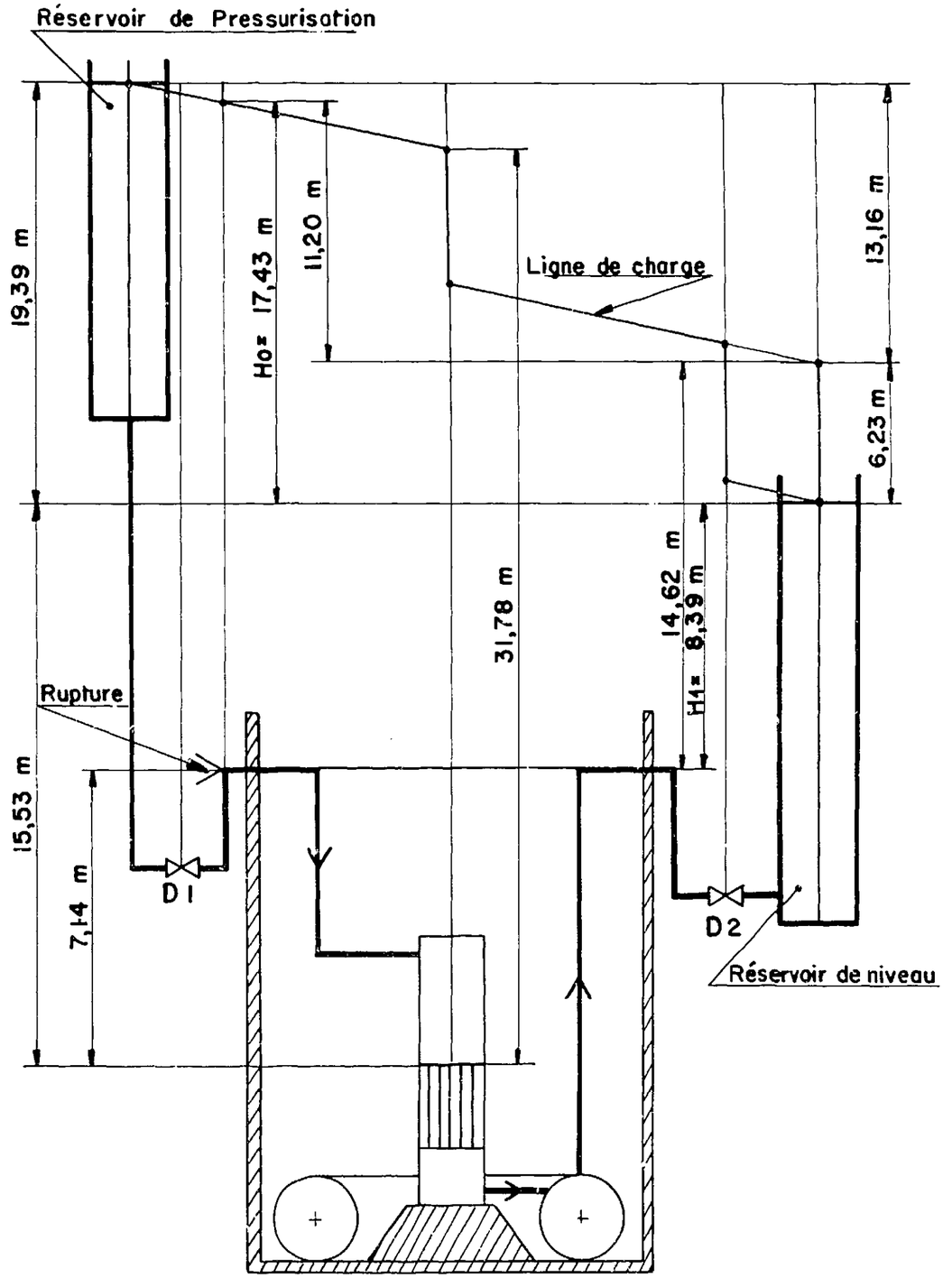


Fig. 3 _ Schéma hydraulique du réacteur PEGASE

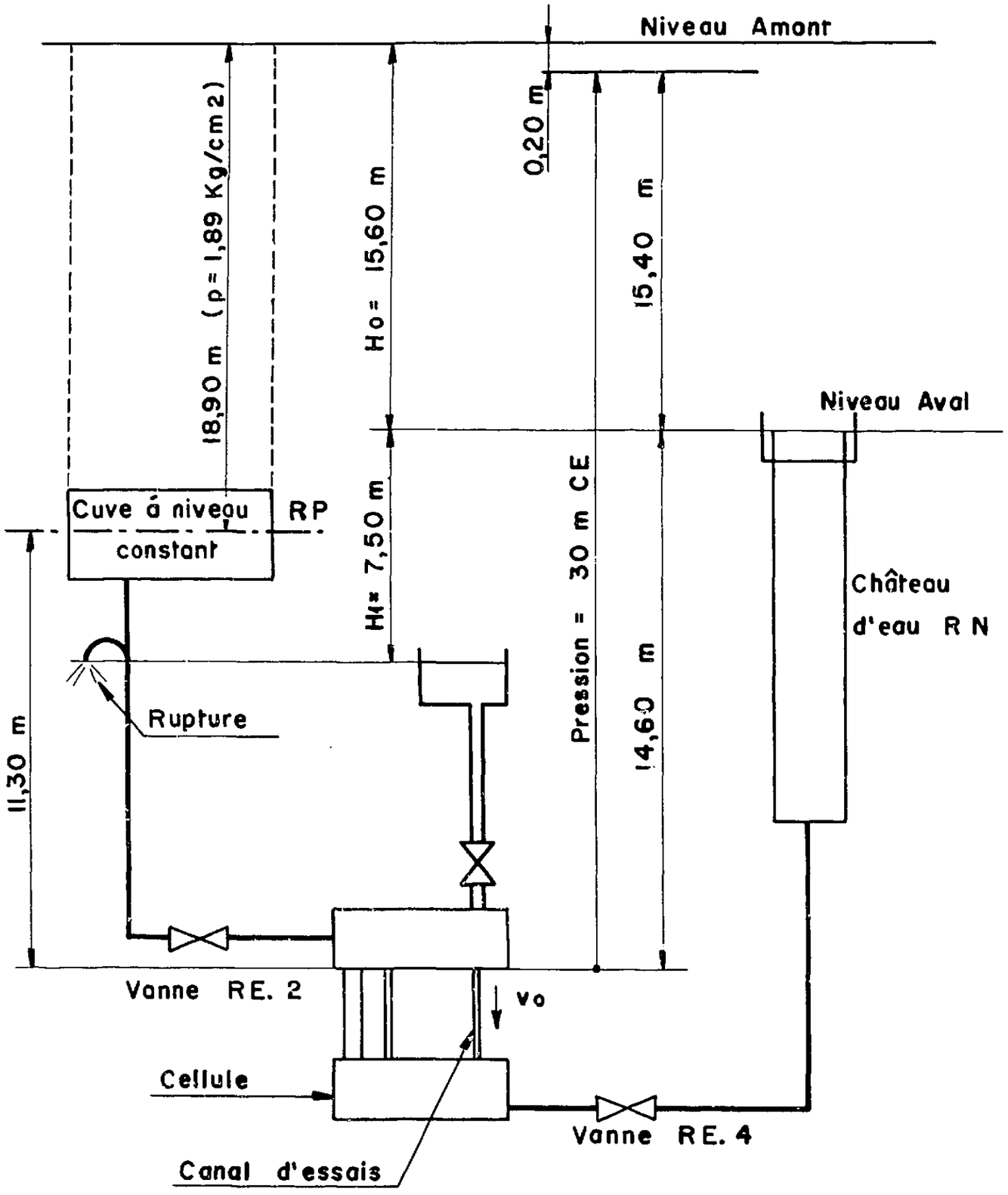


Fig. 4 - Schéma hydraulique de la cellule Super BoB

Essai: 51 .
Type: A .
Te : 50°.
V : 4,5 m/s.
Ø : 50 w/cm²
Δv : 0,28 l/bar
e : 1,35mm.

Débit total
Débit by-pass
3 bars
Pression amont
Pression aval
Température de paroi
1 l/s
⑧
⑦ Débit = 0.
⑥
⑤ ⑧ 0
④ ⑦ 0 1 bar
③ ⑥ 0
② ⑤ 0
① ④ 0 50 °C
③ 0
② 0 Pression 0.
Température ① 0

amont
① ② ③ ④ ⑤ ⑥ ⑦ ⑧
aval
canal d'essai

0 1 2 3 4 5 6
Temps_secondes.

INCIDENT PEGASE
Rupture amont

FIG. 5_

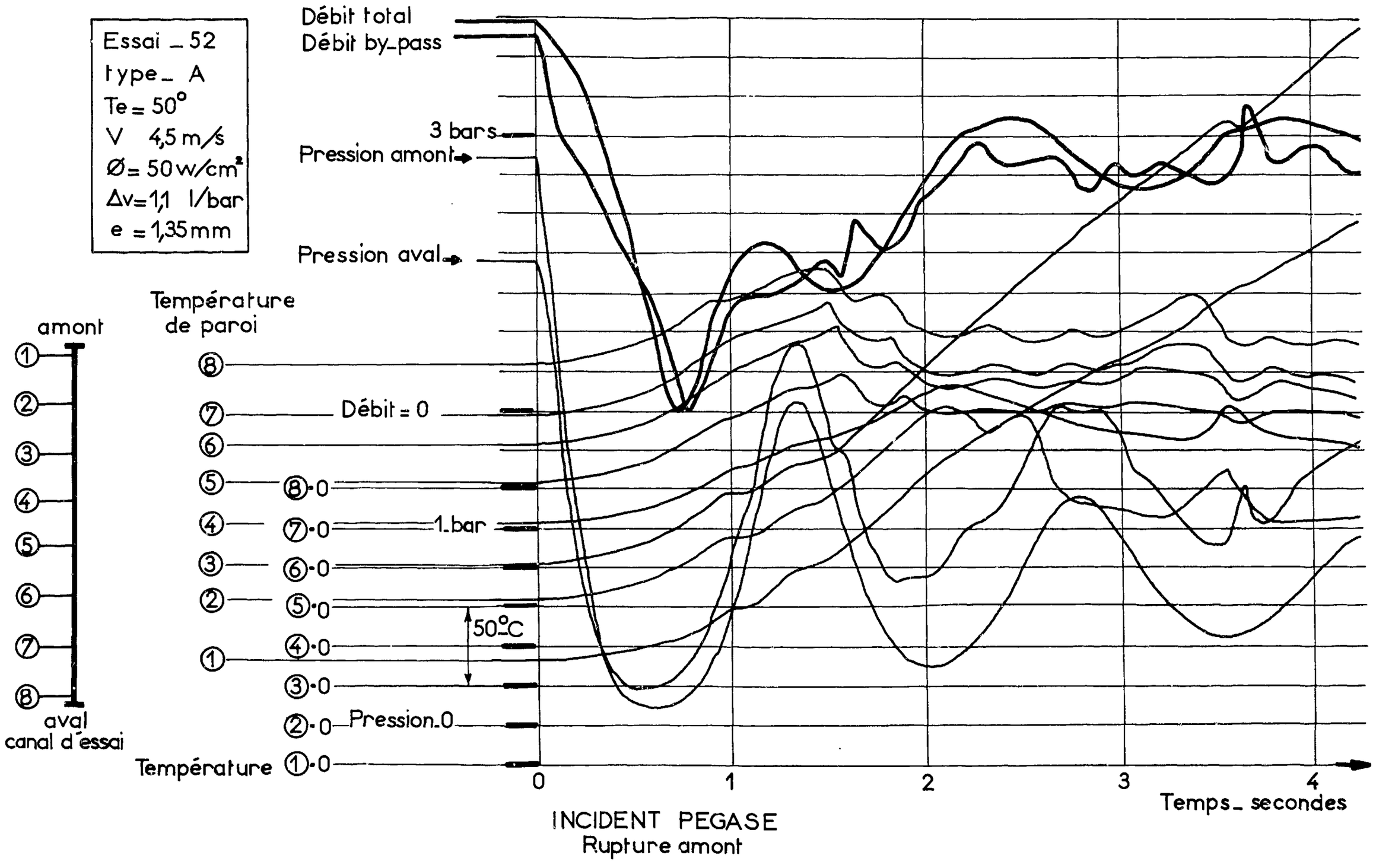
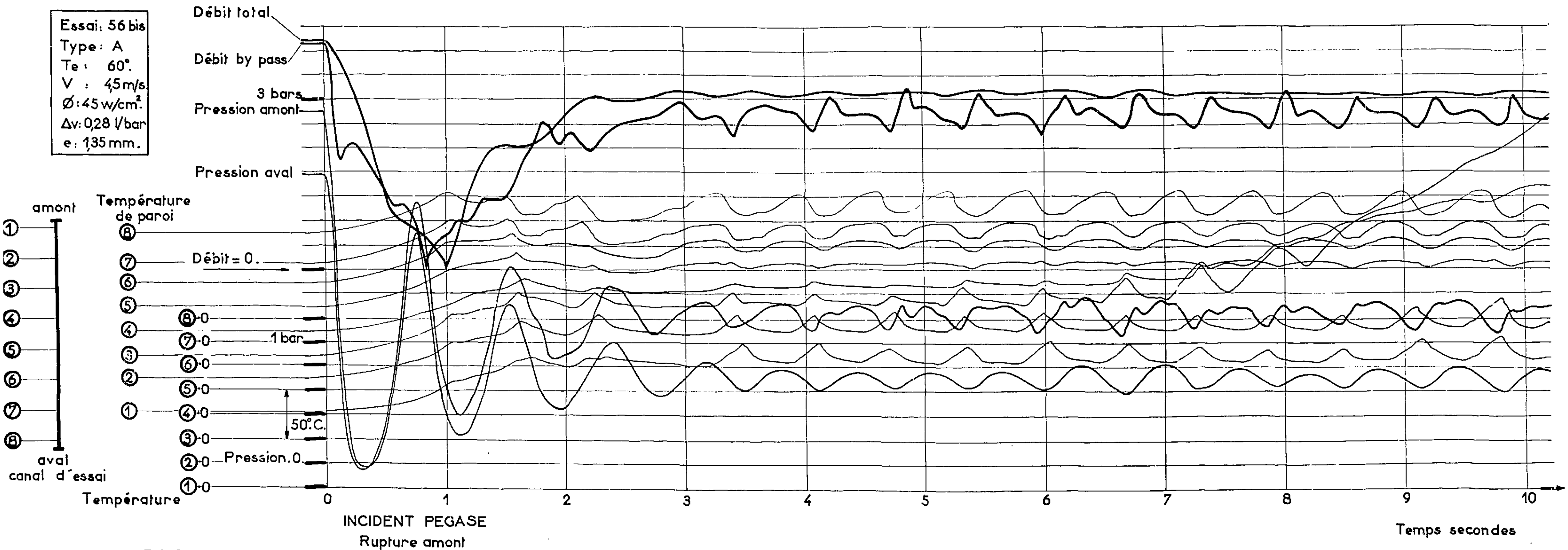
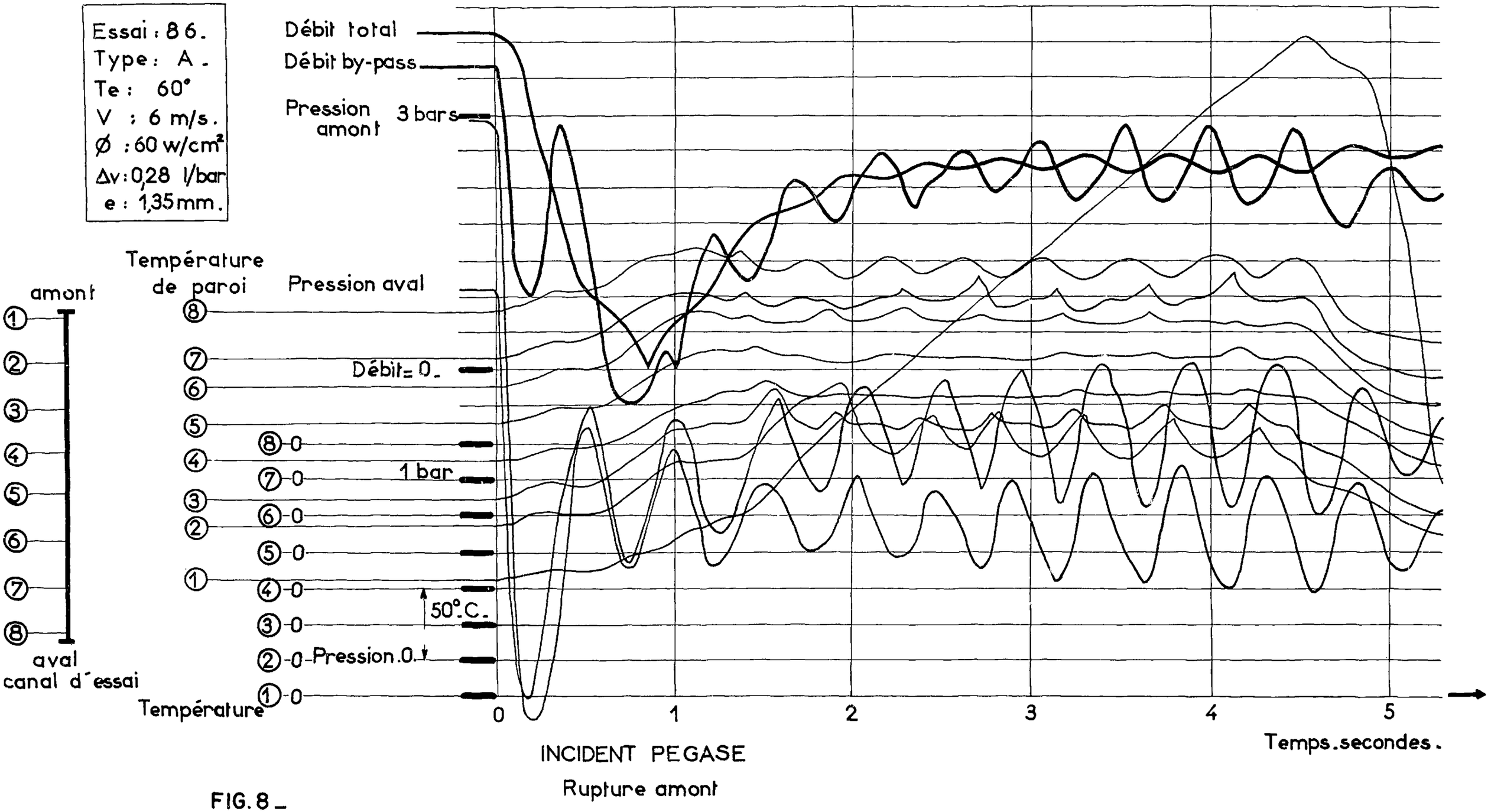

Essai _ 52
type _ A
Te = 50°
V 4,5 m/s
Ø = 50 w/cm²
Δv = 1,1 l/bar
e = 1,35 mm
Débit total
Débit by-pass
3 bars
Pression amont
Pression aval
Température de paroi
amont
aval
canal d'essai
Débit = 0
1 bar
50°C
Pression 0
Température
0
1
2
3
4
Temps _ secondes
INCIDENT PEGASE
Rupture amont

FIG.6 _



Essai: 56 bis
Type: A
Te: 60°.
V: 4,5 m/s.
Ø: 45 w/cm².
Δv: 0,28 l/bar
e: 1,35 mm.
Débit total
Débit by pass
3 bars
Pression amont
Pression aval
Température de paroi
amont
aval
canal d'essai
Débit = 0.
1 bar
50°C.
Pression. 0
Température
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
INCIDENT PEGASE
Rupture amont
Temps secondes

FIG. 7_

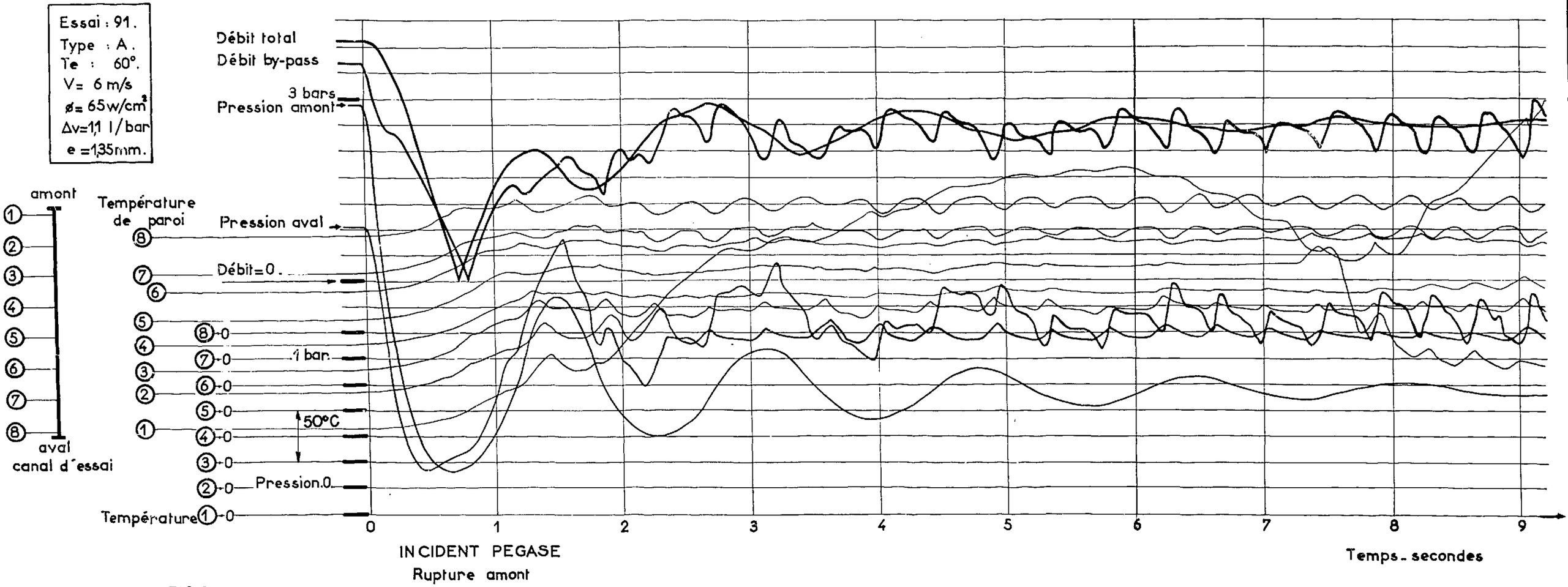


INCIDENT PEGASE

Rupture amont

FIG. 8 –

Essai : 91.
Type : A.
Te : 60°.
V= 6 m/s
ø= 65w/cm²
Δv=1,1 l/bar
e =1,35mm.



INCIDENT PEGASE
Rupture amont

FIG.9_

Essai : 60
Type - B.
Te = 50°.
V = 4,5 m/s.
ø = 90 w/cm²
Δv = 0,28 l/bar
e = 1,35mm

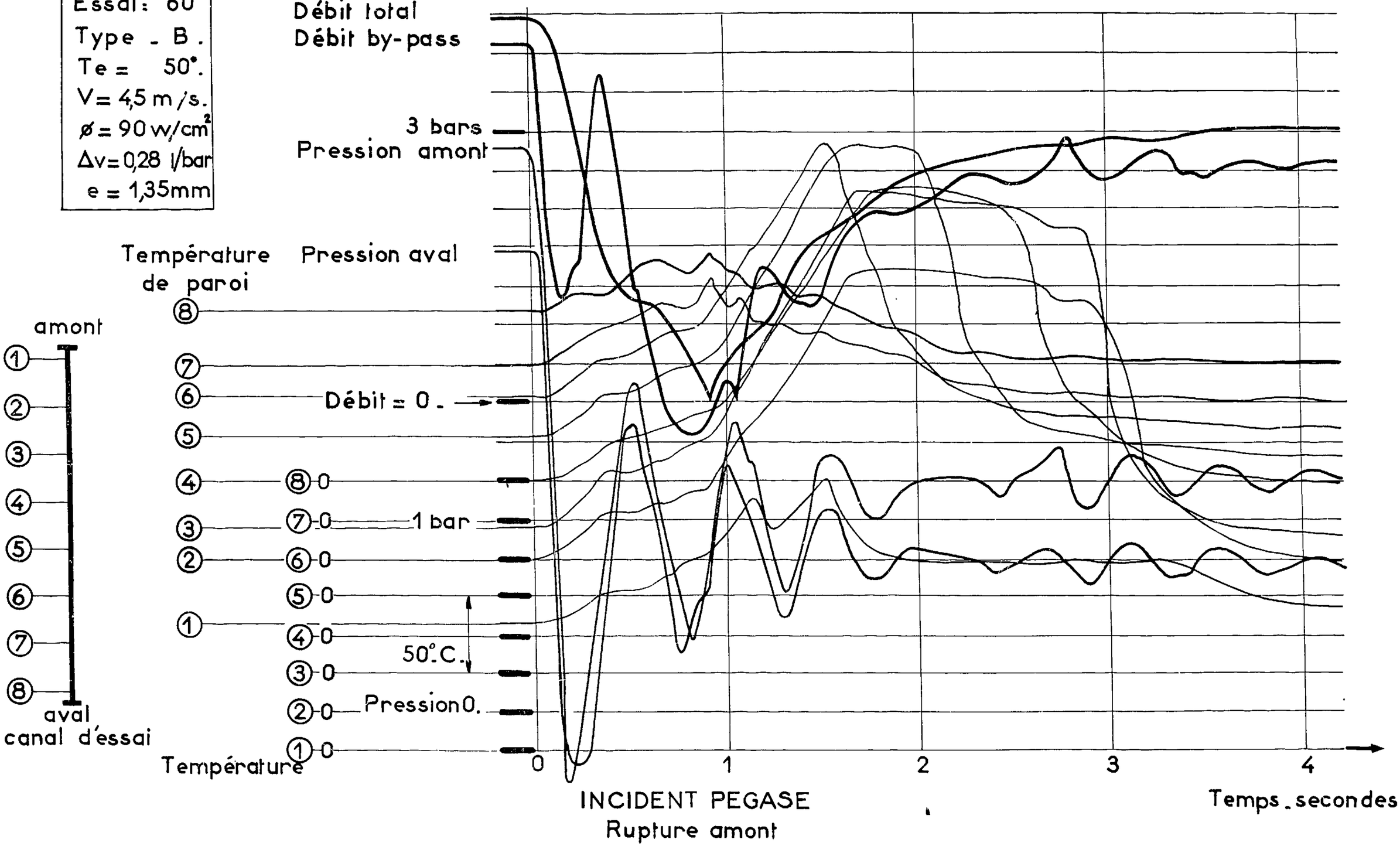


FIG. 10_

Essai: 63 _
Type: B _
Te : 50° _
V : 4,5 m/s
ø : 90 w/cm²
Δv : 1,1 l/bar
e : 1,35 mm _

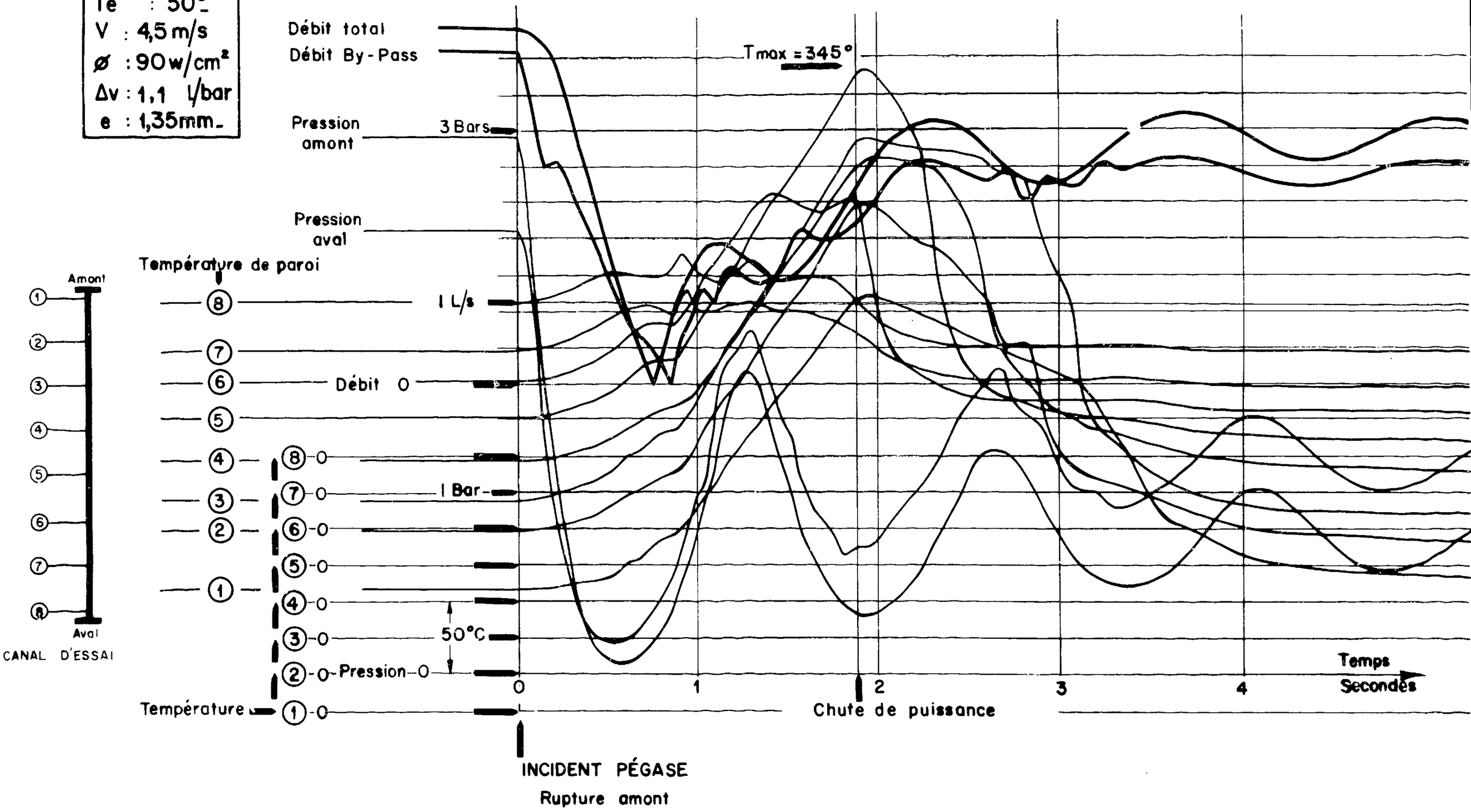


FIG. 11 _

Essai - 65
Type - B
Te = 60° -
V = 4,5 m/s.
ϕ = 90 w/cm²
Δv = 1,1 l/bar
e = 1,35mm.

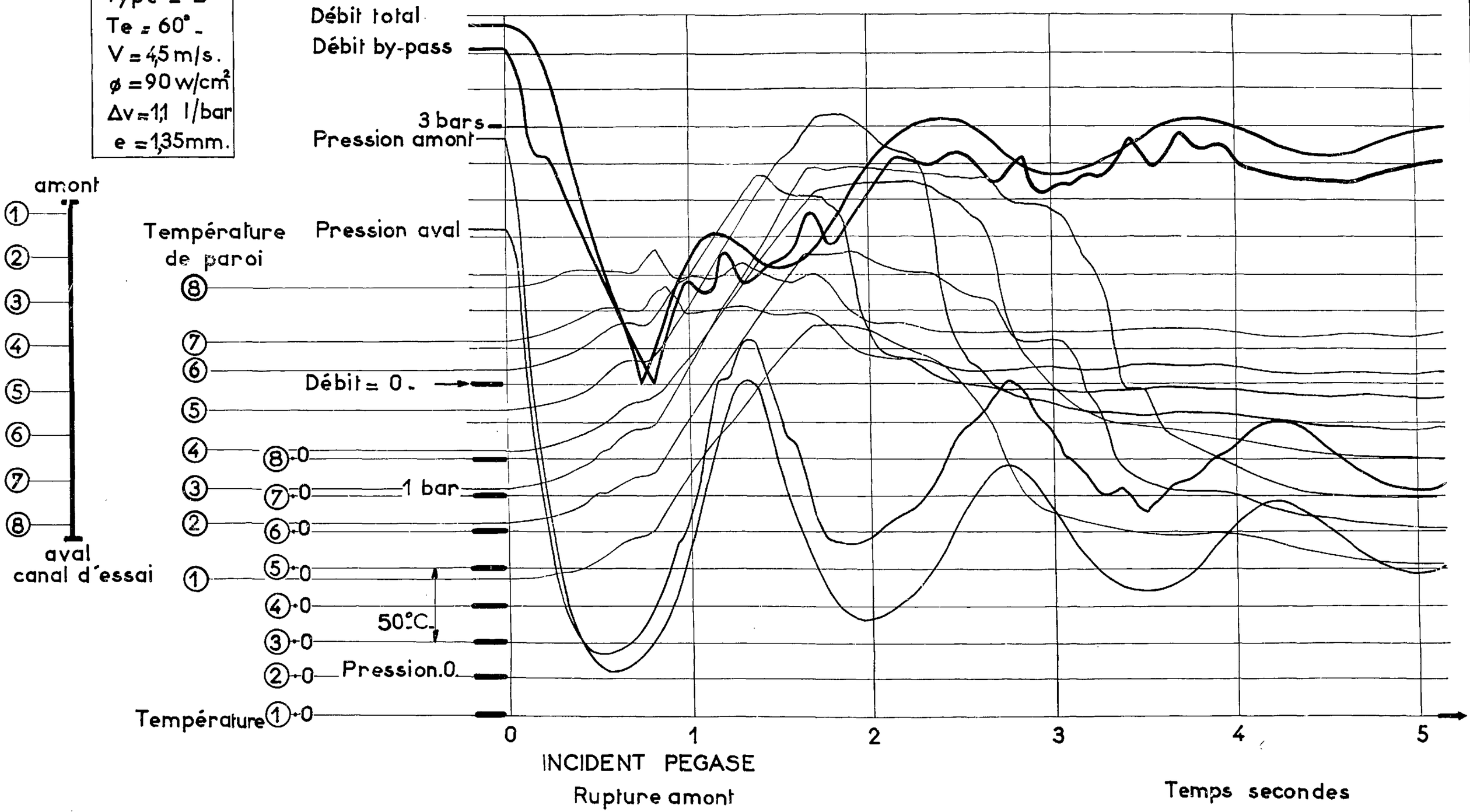


FIG. 12 -

Essai _ 94
Type B
Te = 60°
V = 6 m/s.
Ø = 90 w/cm²
Δv = 1,1 l/bar
e = 1,35 mm.

Débit total
Débit by-pass
3 bars
Pression amont
Pression aval
Débit = 0
1 bar.
50°C.
Pression 0

Température de paroi
amont
aval canal d'essai
Température

Temps _ secondes _

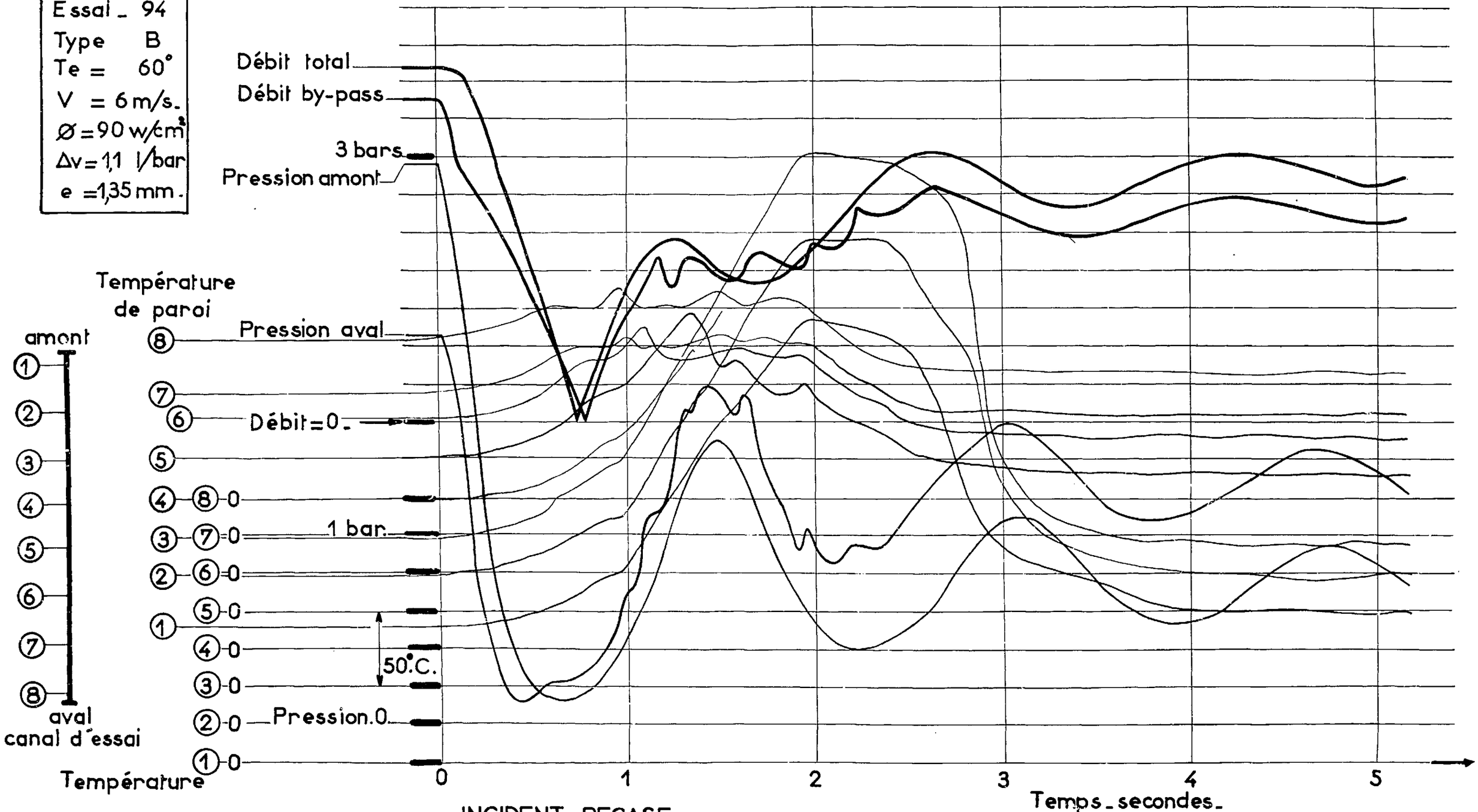


FIG. 13 _

INCIDENT PEGASE
Rupture amont

Essai 97
Type B
Te = 60°
V = 6 m/s
Ø = 112 w/cm²
Δv = 1,1 l/bar
e = 1,35 mm

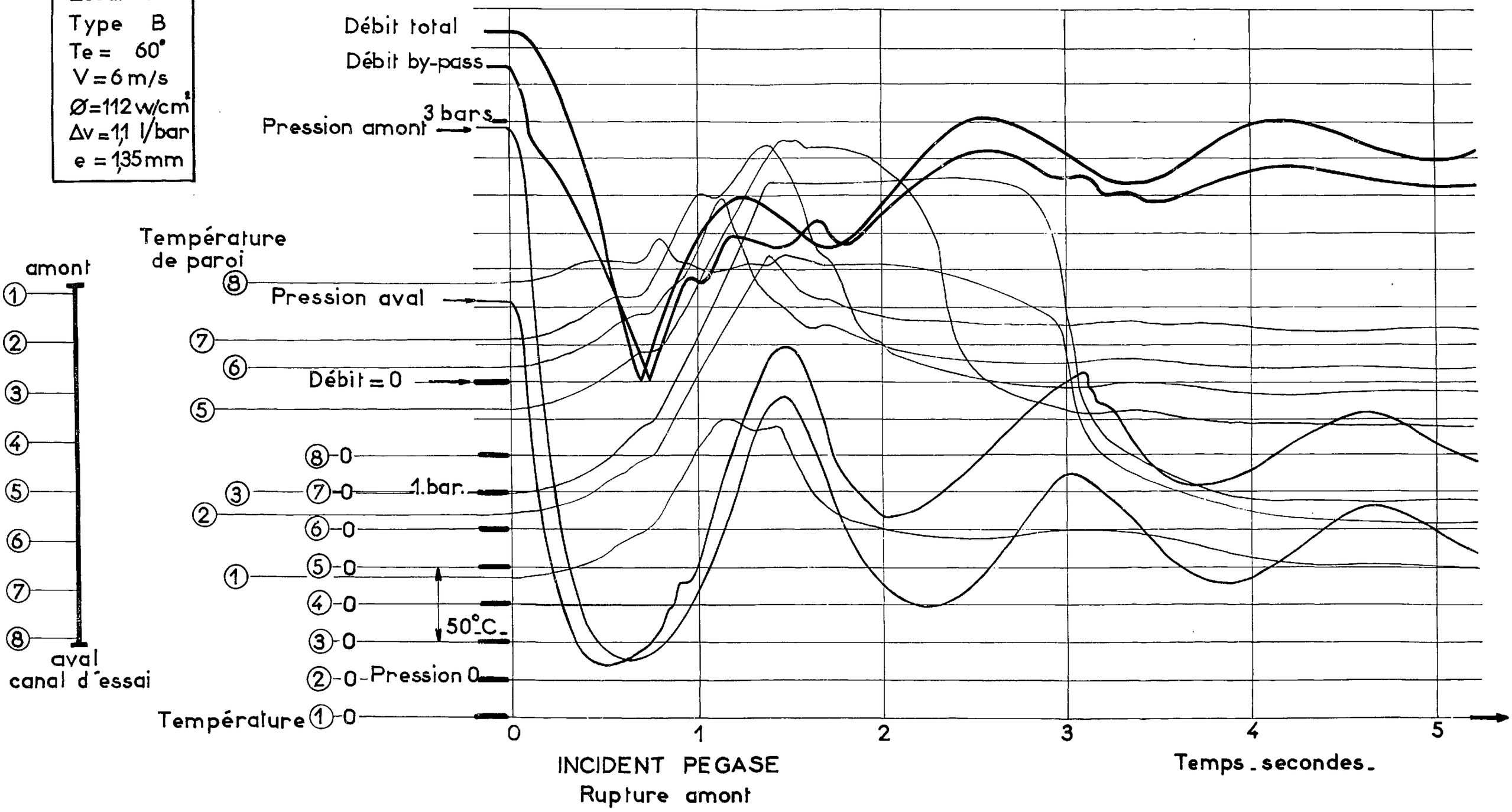


FIG. 14_

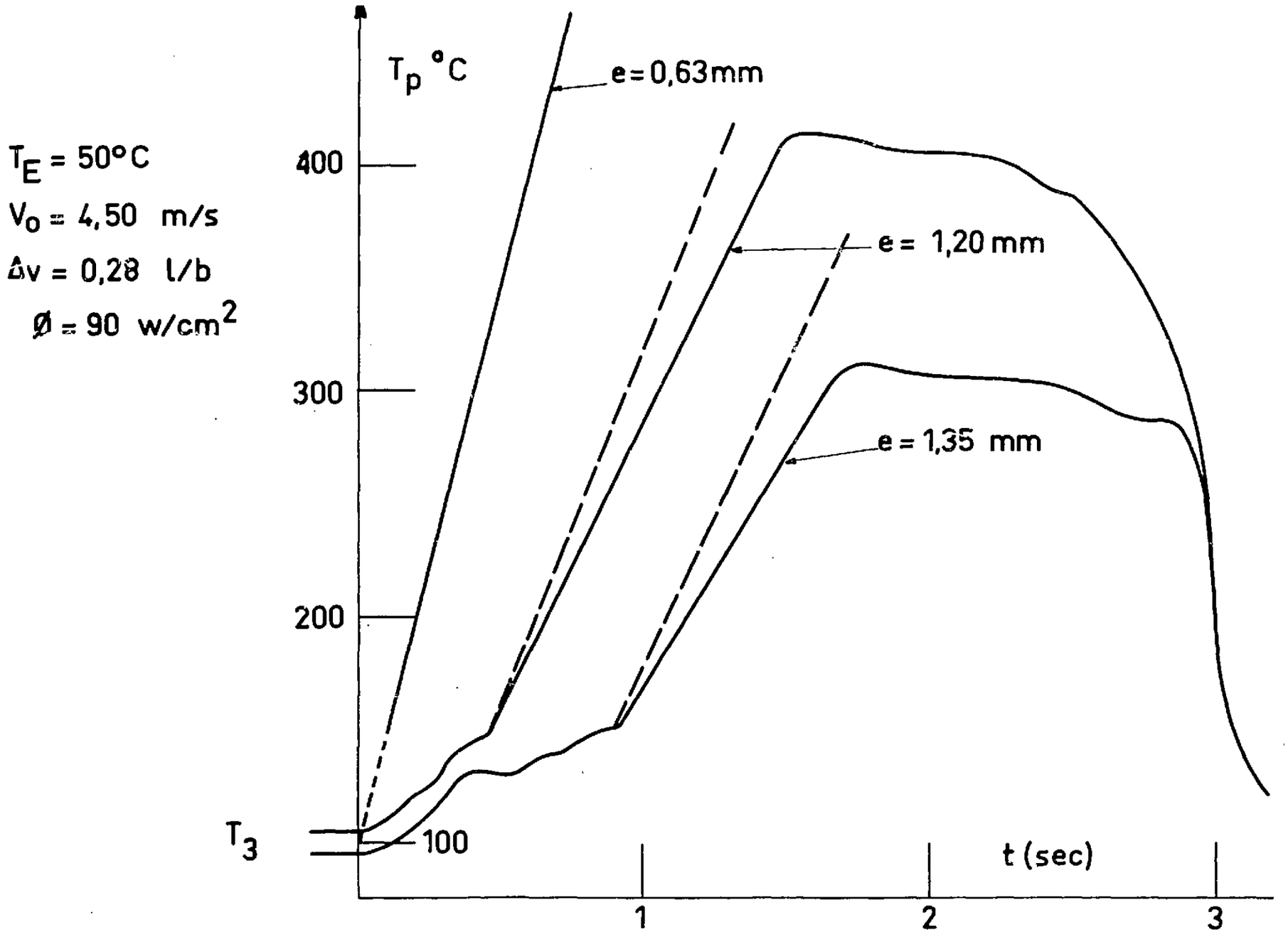


Fig. 15 EVOLUTION DES TEMPERATURES DE PAROI

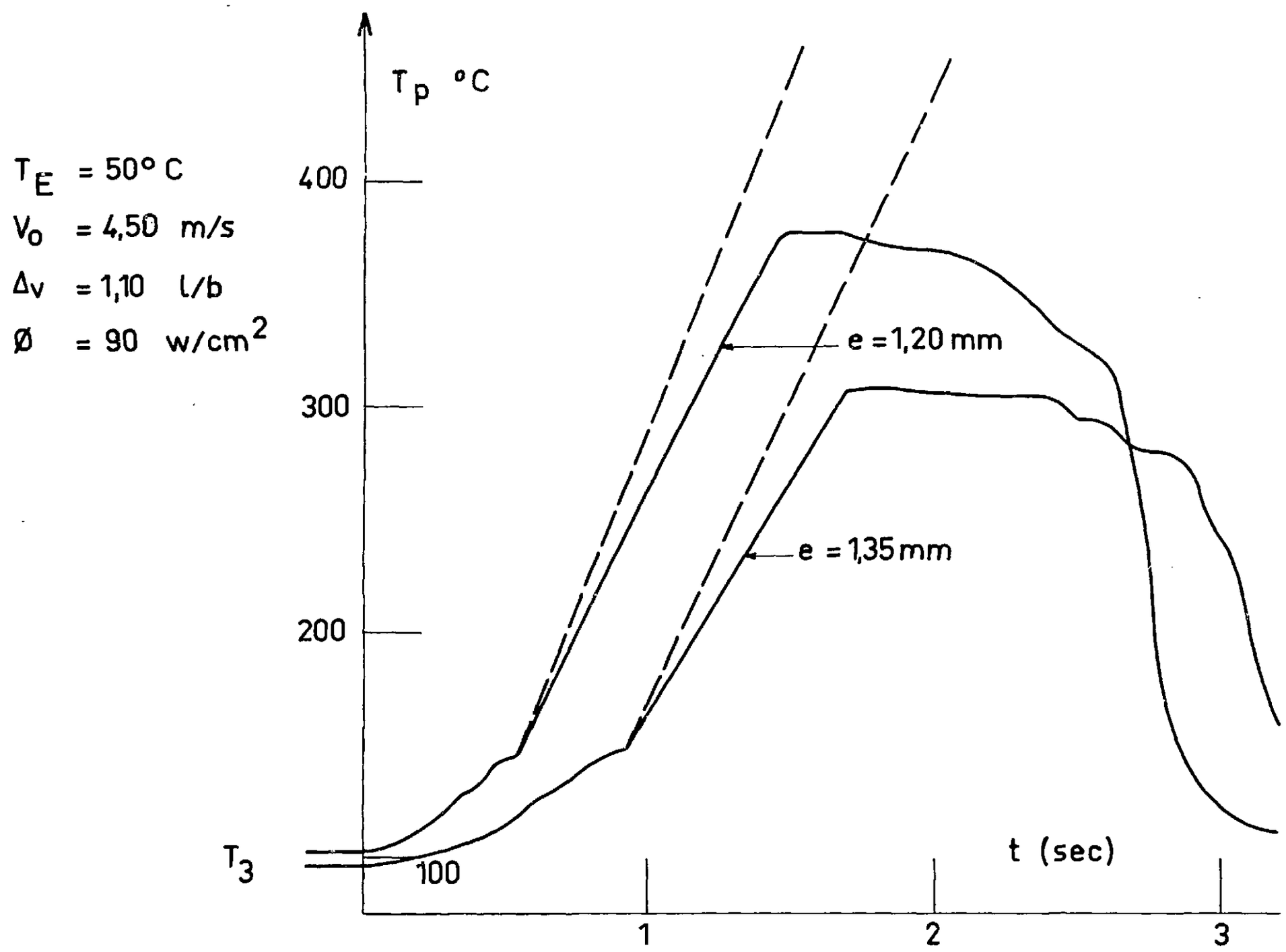

T_E = 50° C
V_o = 4,50 m/s
Δv = 1,10 l/b
Ø = 90 w/cm²
T_p °C
400
300
200
100
T_3
e = 1,20 mm
e = 1,35 mm
t (sec)
1
2
3

Fig. 16

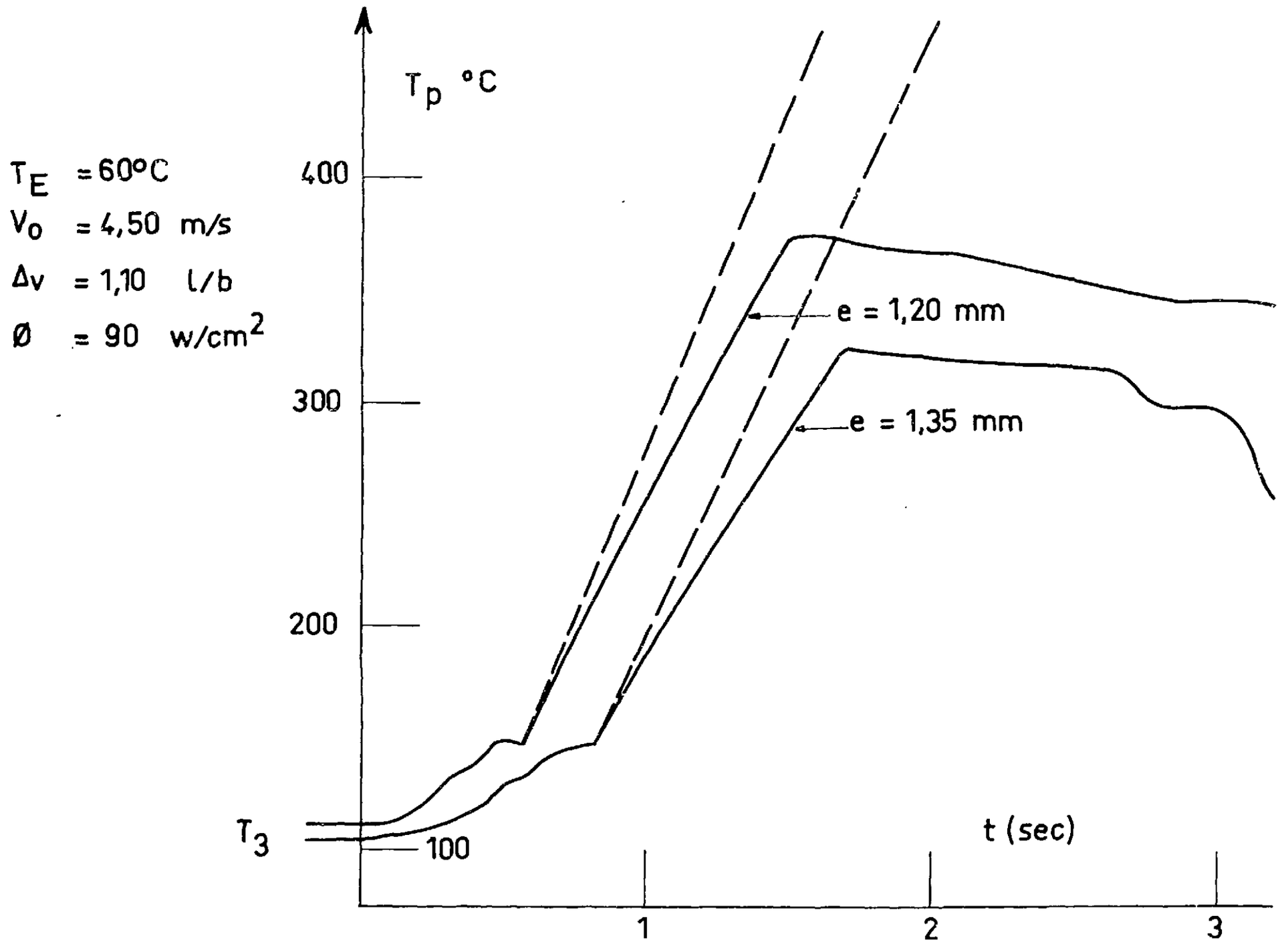

T_E = 60°C
V_o = 4,50 m/s
Δv = 1,10 l/b
Ø = 90 w/cm²
T_p °C
400
300
200
100
T_3
e = 1,20 mm
e = 1,35 mm
t (sec)
1
2
3

Fig. 17

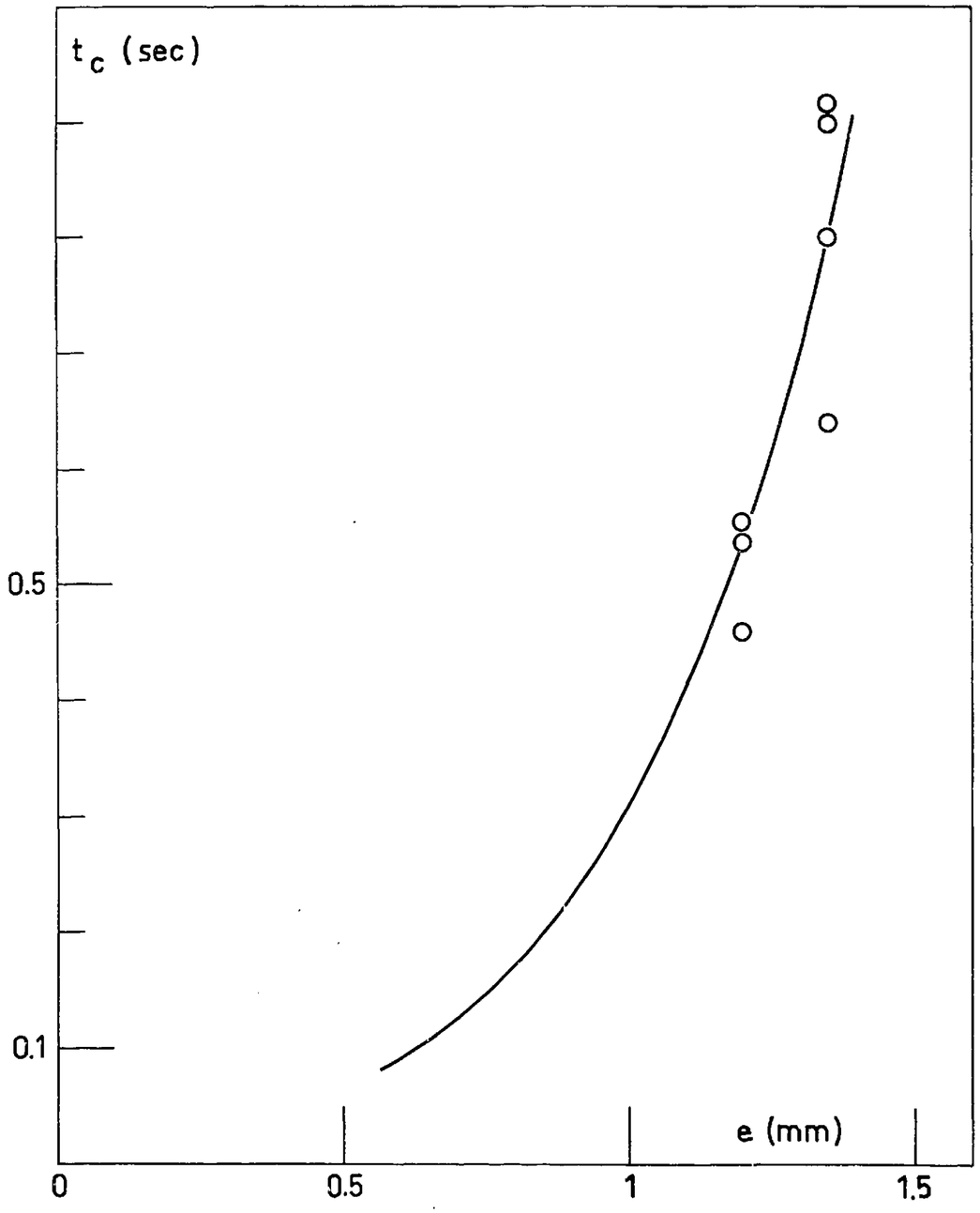


Fig. 18 TEMPS DE CALÉFACTION

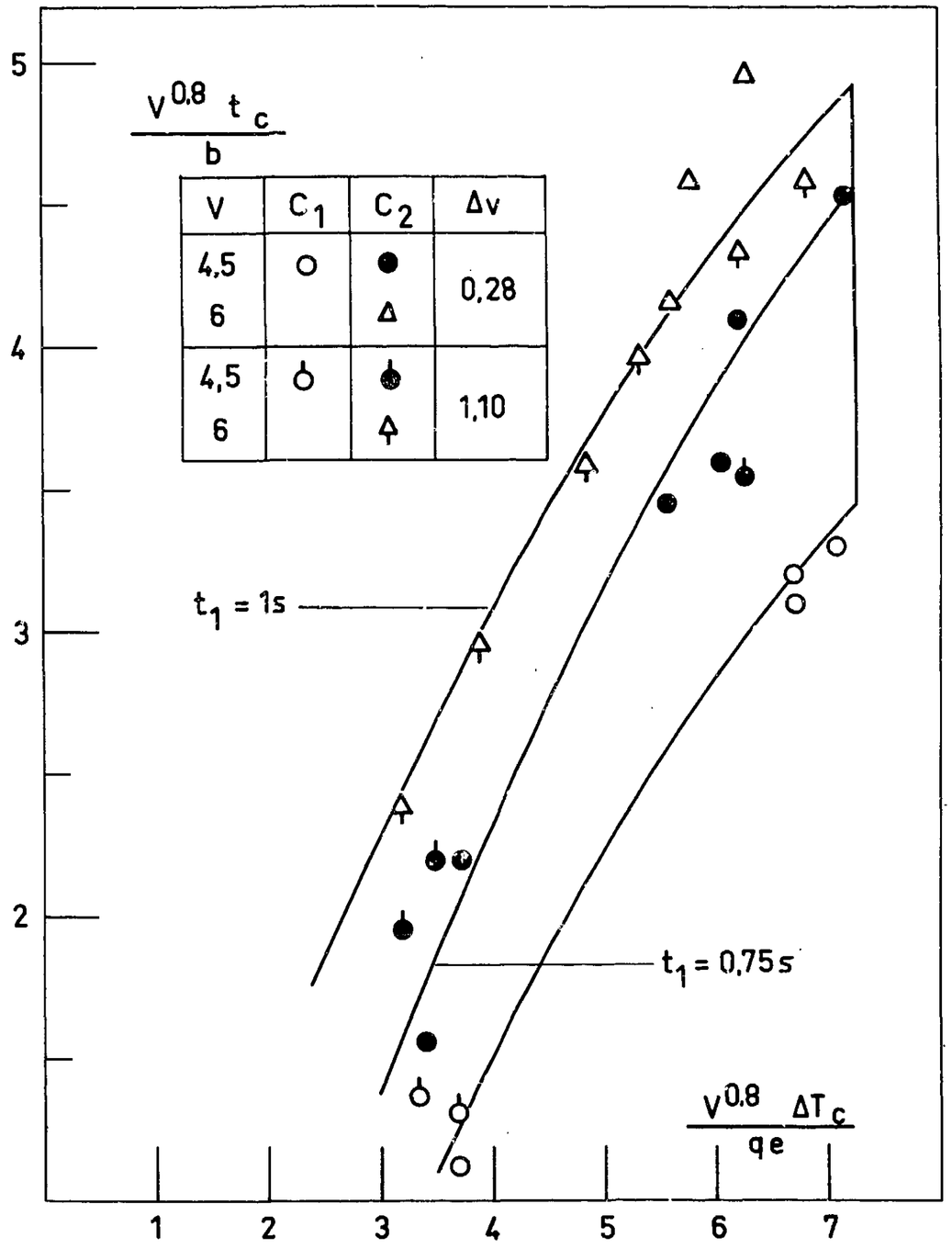


Fig. 19 TEMPS DE CALÉFACTION

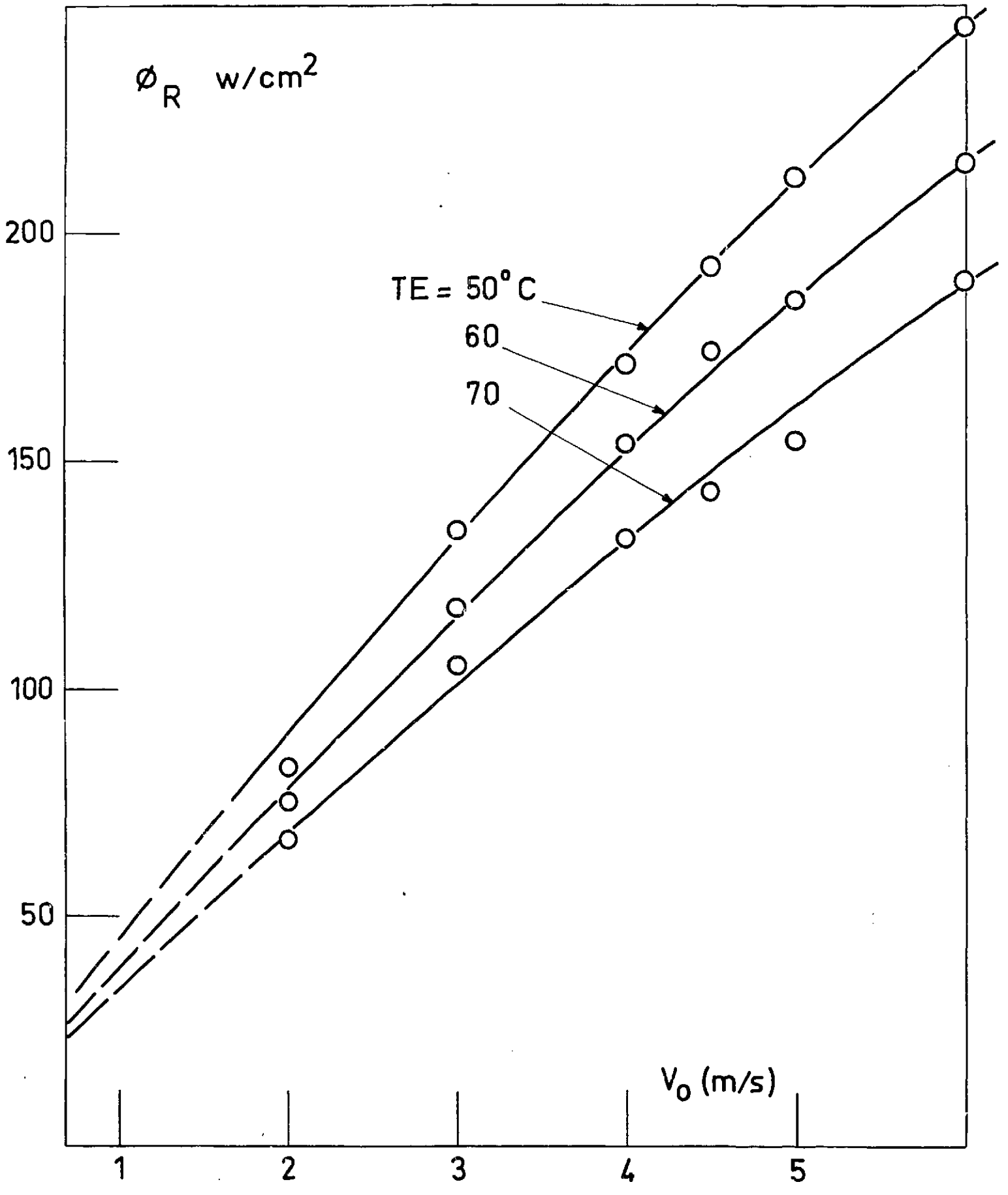


Fig. 20 FLUX DE REDISTRIBUTION

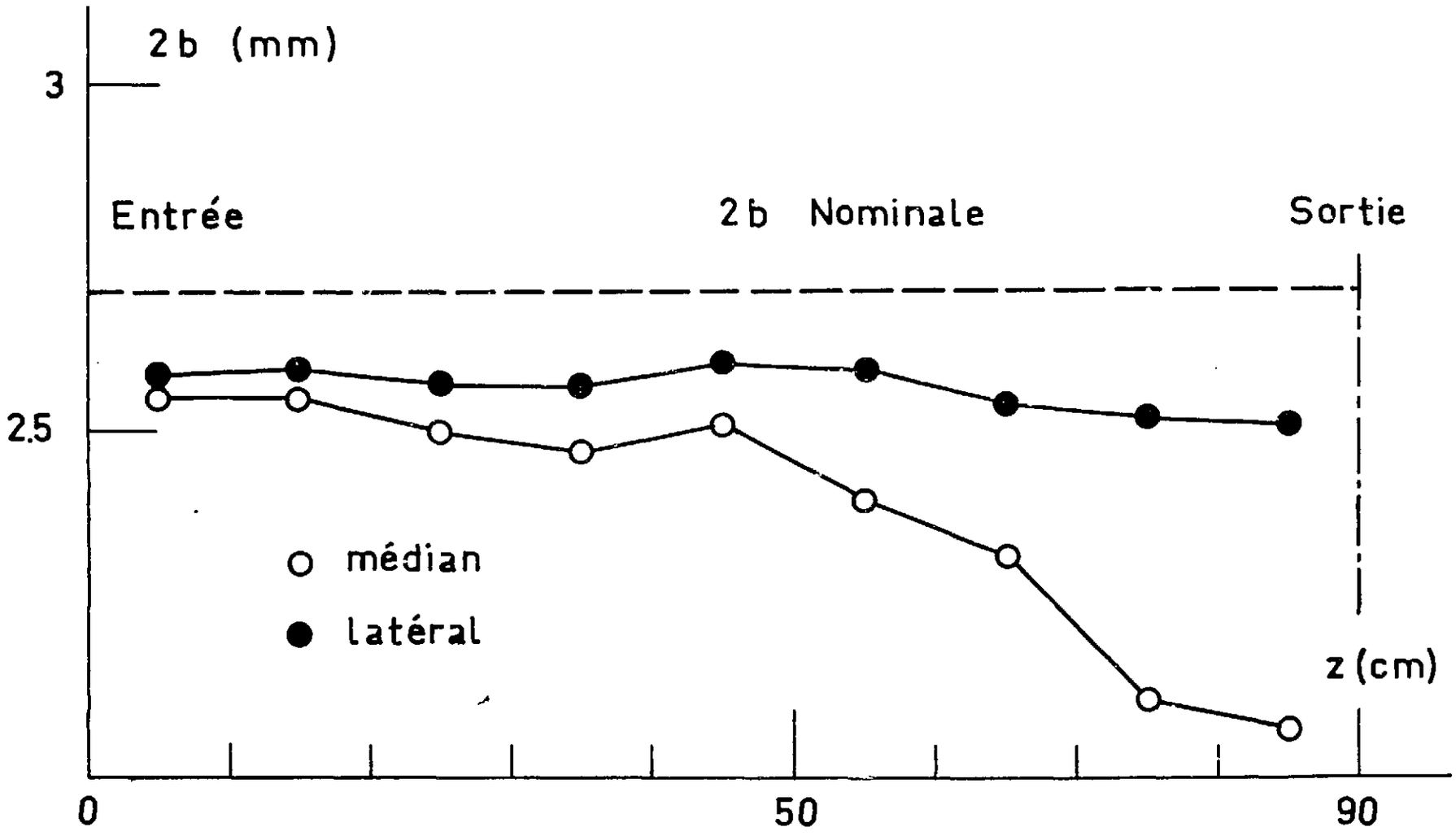


Fig. 21 PROFIL LONGITUDINAL DE L'ESPACE D'EAU

FIN