

Avril 1965

LRP 17-65

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

PROFILS DE TEMPERATURE DANS UNE DECHARGE
HAUTE FREQUENCE

F. Troyon et R. Keller

LAUSANNE

Avril 1965

LRP 17-65

PROFILS DE TEMPERATURE DANS UNE DECHARGE

HAUTE FREQUENCE

F. Troyon et R. Keller

Abstract

A method for determining the electronic temperature of a plasma by the measure of the penetration of an alternating magnetic field is presented. Special attention is devoted to the conditions necessary to its validity. This method is applied to probe measurements made on a hydrogen plasma in a θ -pinch configuration. The consistency of the method is checked a posteriori.

Lausanne

Profils de température dans une décharge haute fréquence

F. Troyon et R. Keller

Introduction

Dans une décharge haute fréquence la mesure de la pénétration du champ permet, dans certaines conditions, la détermination du profil de température électronique. Ceci permet une étude de la couche limite.

Le dispositif expérimental est le suivant : Un plasma d'hydrogène est créé par une prédécharge lente en z dans un tube de 51 mm de diamètre et de 100 cm de long. Après une vingtaine de μ sec, un champ magnétique alternatif parallèle à l'axe du tube est engendré par une bobine de 6 spires enroulées autour du tube sur une longueur utile d'environ 20 cm. Des écrans métalliques servent à homogénéiser le champ. La fréquence est de 4,8 MHz et la puissance délivrée est d'environ 12 MW à la 10e période. Le générateur est programmé en amplitude de façon que la puissance croisse un peu plus fort que linéairement pendant les 10 périodes que donne le générateur. Une présentation plus complète du dispositif expérimental se trouve dans un rapport séparé (1).

La mesure du champ se fait par une sonde de 2,5 mm de diamètre extérieur. La bobine de mesure elle-même ne fait que 1 mm de diamètre.

Le but de ce rapport est d'essayer de tirer des profils de température au cours du temps à partir des profils magnétiques et d'essayer ainsi d'obtenir une image aussi précise et consistante que possible de la décharge pendant l'application de la haute fréquence. Nous nous limiterons à des densités suffisamment élevées pour que le plasma soit dominé par les collisions (régime ohmique).

Ce travail est subdivisé de la manière suivante :

Une première partie comprend l'exposé de la méthode de détermination de la température et des conditions à remplir pour que la loi d'Ohm soit valable.

La deuxième partie comprend les résultats expérimentaux et une discussion de ces résultats.

I. Théorie

Equation de diffusion

Sauf mentionné explicitement dans les équations, le système d'unités choisi est le suivant : B (kG), λ et r (mm), T (10^4 °K), n (10^{15} cm⁻³), t (μ sec), ν et ω (MHz).

La pénétration du champ magnétique B est régie par les équations de Maxwell

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{I} \end{aligned} \quad (\text{MKS}) \quad (1)$$

Le courant de déplacement est négligeable. L'équation reliant \mathbf{I} à B et E dépend du régime dans lequel on se trouve. Le régime ohmique est celui qui nous intéresse ici et il convient de préciser les conditions nécessaires à sa réalisation.

La loi d'Ohm s'écrit pour des champs constants

$$\begin{aligned} \mathbf{I} &= \alpha \sigma (\mathbf{E} + \boldsymbol{\nu} \times \mathbf{B}) \\ \sigma &= 2 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \end{aligned} \quad (\text{MKS}) \quad (2)$$

$\ln \Lambda$ a été mis égal à 8, une valeur moyenne raisonnable pour notre domaine de température et de densité. ν est la vitesse du plasma, T la température électronique et α une fonction de B seulement. Introduisons le paramètre sans dimension R

$$R = 1.25 \frac{BT^{3/2}}{n} \quad (3)$$

n est la densité électronique.

α varie entre 1 pour $R \ll 1$ et .5 pour $R \gg 1$. D'après les formules de Marshall ⁽²⁾, on a $\alpha = .83$ pour $R = 1$ et $\alpha = .65$ pour $R = 2$. La transition est donc entre $R = 1$ et $R = 2$.

Lorsque les champs ne sont pas constants, la loi d'Ohm ne peut rester vraie que si le libre parcours moyen λ satisfait

$$\begin{aligned} \lambda &\ll B / \left(\frac{dB}{dx} \right) \\ \lambda &= 3 \cdot 10^{-2} \frac{T^2}{n} \end{aligned} \quad (4)$$

On doit avoir également que la fréquence de collisions e-i " ν " soit beaucoup plus élevée que la fréquence appliquée ω , soit

$$\begin{aligned} \nu &\gg \omega \\ \nu &= 10^4 \text{ nT}^{-3/2} \end{aligned} \quad (5)$$

Admettons que les 2 conditions (3) et (4) sont satisfaites. On peut alors écrire l'équation de diffusion du champ magnétique B

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0} \text{rot} (\mathcal{F} \text{rot} B) &= - \frac{\partial B}{\partial t} + \text{rot} (\nu \times B) \quad (\text{MKS}) \\ \mathcal{F} &= \frac{1}{\alpha \sigma} \end{aligned} \quad (6)$$

Cette équation détermine en principe le profil de B si l'on connaît $\mathcal{F}(x, t)$ et $\nu(x, t)$.

Problème plan

Considérons le problème plan à une variable x. L'équation (6) devient

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{F} \frac{\partial B}{\partial x} \right) = + \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\nu_x B) \quad (\text{MKS}) \quad (7)$$

Admettons tout d'abord que $\nu_x = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x} = 0$. On a alors l'équation usuelle de l'effet skin, qui admet des solutions de la forme

$$\begin{aligned} B &= B_0 e^{j\omega t + \sqrt{j} k x} \\ k^2 &= \omega \mu_0 \alpha \sigma \end{aligned} \quad (\text{MKS}) \quad (8)$$

Dans le cas un peu plus général d'une dépendance de \mathcal{F} , ν_x sur x essayons la solution

$$B = B_0 e^{j\omega t + \sqrt{j} \int k dx} \quad (\text{MKS}) \quad (9)$$

On a vérifié a posteriori que (9) est encore solution de (7) si les 3 conditions suivantes sont remplies

$$\begin{aligned} |\nu_x| &\ll \frac{\omega}{k} \\ \left| \frac{\partial \nu_x}{\partial x} \right| &\ll \omega \\ \left| \frac{\partial \ln \mathcal{F}}{\partial x} \right| &\ll \frac{1}{k} \end{aligned} \quad (10)$$

La première relation peut être réexprimée en fonction de la vitesse du son c et de la température.

$$\left| \frac{v_x}{c} \right| \ll 6 T^{-5/4} \quad \text{si } T = T_i$$

$$\left| \frac{v_x}{c} \right| \ll 12 T^{-5/4} \quad \text{si } T \gg T_i$$
(11)

Cette condition est toujours satisfaite sauf peut-être près de la paroi. La seconde condition est satisfaite si la première l'est, car il est peu probable que v_x varie sur une échelle beaucoup plus petite que $\delta \sim \frac{1}{k}$, sauf s'il y a des ondes de choc.

La troisième condition est certainement la plus restrictive et elle n'est pas satisfaite partout comme on le verra.

La possibilité d'une variation temporelle de ρ doit être aussi considérée car pour de grandes amplitudes de B l'énergie déposée ohmiquement à chaque période est considérable.

Si

$$\frac{\partial \rho \rho}{\partial t} \ll \omega$$
(12)

la solution (9) est encore valable. Si cette condition n'est pas satisfaite, ce qui entraînera certainement la violation de la condition (10 c), la solution (9) n'est plus valable. Expérimentalement la violation de la condition (12) se traduira par une déformation du signal sinusoïdal. Il est malheureusement difficile de juger, sur un signal donné, si la déformation est tolérable ou non.

Problème cylindrique

Si r désigne le rayon, l'équation de diffusion pour le champ magnétique B devient

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r \frac{\partial B}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{MKS})$$
(13)

Le terme en v_r est négligé à la suite de la discussion du problème plan.

Si la condition (10 c) est satisfaite, ainsi que (12), la solution (9) devient

$$B = B_0 e^{j\omega t} J_0 \left(\sqrt{-j} \int k dr \right)$$
(14)

Pour $kr \gg 1$ la solution (14) devient identique à la solution (9), à un facteur en $\frac{1}{\sqrt{rk}}$ près.

Problème inverse

Le problème inverse consiste à remonter du profil du champ magnétique B à la résistivité ρ et de là à la température électronique T.

Le champ magnétique peut être mis sous la forme

$$B(r, t) = e^{j\omega t} + b_1(r) + jb_2(r) \quad (15)$$

$b_1(r)$ et $b_2(r)$ peuvent être également lentement variables dans le temps.

Nous supposons que les conditions (10 a, b) sont satisfaites. Alors on peut écrire les équations (1)

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rE)}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \sigma E) \quad (MKS) \quad (16)$$

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \alpha \sigma \mu_0 E$$

Pour pouvoir aller plus loin il faut admettre que le signal observé reste sinusoïdal, ce qui implique que $\alpha \sigma$ varie lentement. Notons que ceci est certainement en défaut dans la région où le champ B est grand car R oscille alors entre 0 et $R_{max} > 2$ et α oscille entre 0,5 et 1 à la fréquence double. Aussi longtemps que le signal mesuré apparaît comme un signal sinusoïdal avec du bruit superposé, on peut admettre que

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \alpha \sigma E) = \mu_0 \overline{\alpha \sigma} \quad \frac{\partial E}{\partial t} = jk^2 E \quad (MKS) \quad (17)$$

Nous admettrons dorénavant cette relation, c'est-à-dire que nous cherchons à déterminer $\overline{\alpha \sigma}$ sans vouloir détailler le "bruit".

Posons, en omettant dorénavant le facteur $e^{j\omega t}$,

$$E = \frac{E_0}{r} e^{S(r)}$$

$$B = \frac{B_0}{r} S' e^{S(r)} \quad (MKS) \quad (18)$$

$$B_0 = \frac{E_0}{\omega}$$

L'équation pour S(r) s'écrit

$$S'' + S'^2 - \frac{S'}{r} = jk^2 \quad (19)$$

Définissant S_r et S_i comme les parties réelles et imaginaires respectivement de $S(r)$, on obtient, en éliminant S_i' par la 2ème équation

$$(18) \quad S_r'' = \frac{S_r'}{r} - 2 S_r'^2 + \left| \frac{B}{B_0} \right|^2 r^2 e^{-2S_r} \quad (20)$$

Connaissant $|B|$ l'intégration de cette équation nous fournit S_r et S_r' . Prenant la dérivée logarithmique de (18.2) et remplaçant S'' par sa valeur tirée de (19), on déduit que

$$k^2 = \frac{r^2 \left| \frac{B}{B_0} \right|^2 e^{-2S_r} \frac{d \ln \left| \frac{B}{B_0} \right|}{dr}}{S_i'} \quad (21)$$

$$S_i' = \sqrt{r^2 \left| \frac{B}{B_0} \right|^2 e^{-2S_r} - S_r'^2}$$

Ceci résout donc le problème de l'inversion du profil magnétique.

Lorsque la condition (10 c) est satisfaite, on peut utiliser la formule (14) pour déterminer k . Il suffit de résoudre l'équation

$$\frac{d \ln |B|}{dr} = -k \operatorname{Re} \left(\sqrt{-j} \frac{J_1(\sqrt{-j} kr)}{J_0(\sqrt{-j} kr)} \right) = b_1'(r) \quad (22)$$

Ceci constitue la "méthode locale", car elle ne fait appel qu'à b_1' au point mesuré.

Lorsque $kr \gg 1$, ce qui est le cas dans la couche limite, (22) se simplifie encore

$$k = \sqrt{2} b_1' \quad (23)$$

ce qui est aussi la formule du cas plan.

Utilisant la forme (15) pour B , on peut récrire les équations (21) et (22)

$$S_r'' = \frac{S_r'}{r} - 2 S_r'^2 + r^2 e^{2(b_1 - S_r)} \quad (20)'$$

$$S_i' = \sqrt{r^2 e^{2(b_1 - S_r)} - S_r'^2} \quad (21)'$$

$$k^2 = \frac{r^2 e^{2(b_1 - S_r)} b_1'}{S_i'}$$

L'écart entre k déterminé par la méthode "locale" (22) et k déterminé par intégration de (20) mesure le degré de violation de la condition (10 c). Il est donc intéressant de voir dans quel sens agit un $\frac{dk}{dx}$ petit, mais non négligeable.

Supposons $kr \gg 1$ de façon à négliger la cylindricité. La solution de (7) au premier ordre en $\frac{dk}{dx}$ est

$$\begin{aligned} E &= \frac{E_0}{\sqrt{k}} e^{j\omega t + \sqrt{j} \int k dx} \\ B &= B_0 \sqrt{k} e^{j\omega t + \sqrt{j} \int k dx} \end{aligned} \quad (24)$$

Comparant avec (15) et (18), on obtient

$$\begin{aligned} S' &= \sqrt{j} k - \frac{dk}{2k dx} \\ b_1 + j b_2 &= \sqrt{j} k + \frac{dk}{2k dx} \end{aligned} \quad (25)$$

On voit donc que les vecteurs E et B tournent en sens inverse lorsque k varie. On voit également que $\frac{dk}{dx} > 0$ signifie un raidissement du profil magnétique, ou inversement la température déterminée par la méthode locale surestimera la température, puisque la température est une fonction croissante du rayon.

II. Résultats

Méthode d'analyse des résultats

Le dépouillement des résultats se fait de la manière suivante : On mesure l'amplitude d'un maximum de $B(t)$ pour différents rayons, ce qui donne $b_1(r)$ et le déphasage donne $b_2(r)$. La mesure de $b_2(r)$ est plus difficile en raison des petits déphasages à mesurer. Cette mesure n'est pas instantanée, mais le décalage n'est pas grand, vu la grande vitesse de phase de l'onde qui est donnée par $V = \frac{\omega}{k}$ soit $V \approx 100 T^{-3/4} \text{ mm}/\mu\text{sec}$. En raison du bruit, parasite ou dû à des variations des paramètres du plasma, il n'est pas possible de mesurer des signaux plus petits qu'environ 2-3 % du signal au bord du tube. Ceci signifie qu'un cylindre de rayon d'environ 10-15 mm nous échappe. Ceci est gênant, comme on le verra.

L'obtention du profil de température électronique à partir du profil de B se fait en 3 temps.

1) Un ajustage de $b_1(r)$ par moindres carrés, utilisant un polynôme du 4e ou 5e degré. Des poids sont donnés aux mesures qui traduisent aussi bien la reproductibilité des mesures que l'influence de la déformation du signal. Nous avons choisi des poids $\sigma_i = \sqrt{|B_i|}$. Admettant que le pick-up représente un signal ΔB indépendant du rayon, on devrait prendre $\sigma_i = |B_i|$, mais il faut tenir compte des erreurs de mesure de la position de la sonde qui sont plus sensibles dans la couche limite. Le système choisi est un compromis qui a donné de bons résultats.

2) Intégration de (20)' à partir de l'intérieur. Le choix du point initial et des valeurs initiales est un peu arbitraire. En effet, les mesures ne vont pas jusqu'au centre, qui est le seul point où la phase est connue a priori. Toutefois, on procède de la manière suivante. La "méthode locale" (22) est appliquée, donnant un profil de température $T(r)$. Si ce profil a un plateau de longueur égale à la profondeur de pénétration au moins, on peut affirmer que l'onde réfléchie est suffisamment atténuée à la fin du plateau pour que la phase soit la phase à température constante. On peut alors démarrer sans autres l'intégration. Sans cela, il y a un certain arbitraire et on affirmera que la formule (14) est valable au point de départ, choisi au mieux.

3) La température est calculée simplement par l'application des formules (21), en admettant que $\alpha = 1$.

Cette méthode d'analyse des résultats a été codée en FORTRAN 7040.

Résultats à 107 μ .

Les résultats à 107 μ de pression de remplissage sont présentés dans les fig. 1-4. B est donné en valeur efficace.

L'existence d'une 19e période alors que le générateur n'en donne que 10 s'explique par le fait que le circuit d'adaptation est un circuit résonnant qui continue à osciller après que le générateur ait cessé de délivrer de la puissance.

Pour les 5e, 7e, 9e et 19e périodes, la température "locale" (c'est-

à-dire déterminée par l'équation (22)) présente un plateau, ce qui permet le départ de l'intégration sans incertitude. La correction due au gradient de température est toujours importante dans la couche limite. A la fin du plateau, excluant la 19e période, la courbe de température a toujours un coude brusque vers le haut ou vers le bas. On ne peut pas y attacher de signification, cela se produit toujours dans la région des derniers points de mesure (petits r) où la dispersion et les faibles poids ne permettent plus de fixer la courbe du profil magnétique. N'ayant aucune raison de croire le contraire, on peut extrapoler le plateau de température vers le centre, au moins sur quelques mm.

L'incertitude sur le résultat, due à la méthode de représentation des profils, peut être estimée en changeant le degré du polynôme. Les courbes choisies correspondent toutes à un polynôme du 4e degré. Pour les 5e, 7e et 19e périodes un polynôme du 5e degré donne les mêmes résultats à mieux que 5 %. Pour la 9e période, le plateau est remplacé par une chute régulière de la température, suivie d'une brusque montée sans signification. L'écart maximum sur la température locale n'atteint pourtant pas 25 % et bien que l'intégration devienne moins sûre, on peut certainement affirmer que l'écart sera inférieur à 25 % partout. En augmentant encore le degré du polynôme, les résultats se gâtent car le nombre de points de mesures dans la région du palier n'est plus suffisant et la courbe commence à osciller pour suivre les irrégularités des mesures.

La 3e période ne présente pas de palier de température locale, du moins avec un polynôme du 4e degré. Un polynôme du 3e degré donne un palier aux alentours de $.8 \cdot 10^4$ °K. Un polynôme du 5e degré donne déjà des oscillations. Pour des raisons de consistance et le gradient de température étant faible, nous avons préféré choisir le même degré pour cette période que pour les autres. L'intégration est commencée à 16 mm. C'est évidemment arbitraire. L'influence du point de départ se fait sentir au plus sur une profondeur de pénétration environ, soit 5 mm. Dans la région $r \leq 19$ mm, la température est certainement surestimée par cette méthode. La conclusion à tirer c'est que lorsque la température est faible, les erreurs relatives peuvent être grandes au départ en raison de l'incertitude au point de départ. Notons également que l'incertitude est d'autant plus grande que la température

est basse, la condition (10 c) devenant de plus en plus difficile à satisfaire.

Le profil de température à la 3e période n'est pas reporté sur la fig. (4) par raison de clarté. Ce profil est situé partout entre les profils à la 5e et 19e périodes.

Examinons a posteriori la validité des hypothèses faites lors de la dérivation de la méthode de calcul de la température.

Les conditions initiales d'ionisation et de température au moment de l'application de la haute fréquence ne sont pas connues. Elles peuvent être évaluées à partir des résultats publiés (3) et de mesures faites sur une préionisation analogue à la nôtre par M. Berney dans notre laboratoire. On peut estimer le taux d'ionisation à 25-30 %, ce qui correspond à une densité électronique de l'ordre de $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. La température électronique doit être de l'ordre de $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ou moins, ce qui est en accord avec l'ordre de grandeur des températures mesurées lors des premières périodes. Le temps d'équipartition e-p est donné par

$$t_{\text{equ}} = .04 \frac{T^{+3/2}}{n} \quad (26)$$

Pour $T = 2$ et $n = 2$, $t_{\text{equ}} = .06 \text{ } \mu\text{sec}$. On peut donc dire que les électrons et protons sont en équilibre thermique. La section efficace d'échange de charge $\text{H}^+ - \text{H}$ est très grande.

$$\sigma_e = 57 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \quad (27)$$

Ceci donne une fréquence de collision ν_{ech} de l'ordre de

$$\nu_{\text{ech}} \approx 30 - 50 \quad (\text{MHZ}) \quad (28)$$

Ceci montre que les neutres sont fortement couplés aux protons. On peut donc admettre que les neutres sont aussi en équilibre thermique avec les électrons et protons.

Après le début de la haute fréquence on observe deux régions à caractéristiques différentes. Examinons-les séparément.

Hors de la couche limite, sur le palier, l'état initial n'est que peu modifié et on peut toujours dire que les électrons, protons et neutres

sont en équilibre thermique. La condition (4) sur le libre parcours moyen peut s'écrire

$$n \gg 6 \cdot 10^{-3} T^{11/4} \quad (29)$$

Pour $T = 2 \cdot 10^4$ °K cette condition devient $n \gg 4 \cdot 10^{-2}$, ce qui est certainement vrai. La condition (5) est également satisfaite car

$$\frac{v}{\omega} \approx 666 T^{-3/2} \quad (30)$$

Pour $T = 2 \cdot 10^4$ °K ceci donne $\frac{v}{\omega} \approx 250 \gg 1$. Les conditions (10) et (12) sont également satisfaites et on peut dire que la température locale est certainement la vraie température et le régime est strictement ohmique.

Dans la couche limite il est plus difficile de vérifier les conditions en raison de l'incertitude sur n . En prenant pour T la plus haute température mesurée, soit $6.5 \cdot 10^4$ °K on obtient pour la condition (4)

$$n \gg 1 \cdot (10^{15} \text{ cm}^{-3}) \quad (31)$$

On voit que l'on est certainement à la limite de validité de cette condition, mais il ne faut pas oublier que c'est le cas le plus défavorable. A 23 mm déjà cette condition devient $n \gg .14 (10^{15} \text{ cm}^{-3})$, ce qui est certainement satisfait.

La condition (5) dans le cas le plus ^{dé}favorable donne

$$\frac{v}{\omega} \approx 20 n \gg 1 \quad (32)$$

Cette condition est donc certainement satisfaite. La condition (12) est impossible à vérifier directement. Il est important d'estimer R pour contrôler la valeur de α utilisée, malheureusement la densité n est inconnue. En effet, à partir de 3-4 10^4 °K, la vitesse d'ionisation devient grande. Comme ordre de grandeur, après 2 μ sec avec une température de $4 \cdot 10^4$ °K, le taux d'ionisation dépasse 90 %, en partant d'un taux de 27 %. Cependant on peut certainement affirmer qu'à partir de 23 mm R_{max} devient plus grand que 1 et que α oscille entre .5 et 1. A 23 mm, prenant la température et le champ le plus élevés, on obtient

$$R_{\text{max}} = \frac{3}{n} \quad (33)$$

On peut donc raisonnablement admettre que jusqu'à 23 mm et peut-être même plus loin, $\alpha = 1$ comme nous l'avons supposé.

Dans la région où $R_{\max} \gg 1$, on peut certainement prendre $\alpha = .5$, le temps passé dans la zone à $\alpha = 1$ étant petit. Comme ce qui est fixe c'est la conductibilité $\alpha \sigma$, cela revient simplement à multiplier la température trouvée en supposant $\alpha = 1$ par $2^{2/3}$ soit 1.6.

En conclusion on peut affirmer que jusqu'à 23-23.5 mm le régime est ohmique. Au centre les neutres sont en équilibre avec les ions et électrons. Dans la couche limite il peut y avoir une ionisation importante, rendant une estimation de n difficile à justifier.

La figure (2) représente b_2 en fonction de b_1 . La droite tracée sur chaque graphique représente $b_2 = - b_1$. Comme on peut le juger par la dispersion, les erreurs de mesure sont grandes, de l'ordre de .3 radian. Dans le régime ohmique on devrait avoir $\left| \frac{db_2}{db_1} \right| = 1$ dans la région du palier de température et $\left| \frac{db_2}{db_1} \right| < 1$ dans la couche limite en vertu de (25). Compte tenu de l'imprécision des mesures, on peut dire que la droite $b_2 = - b_1$, ou une parallèle à cette droite, passe raisonnablement bien par les points de mesure.

Discussion

De la fig. (4) on peut tirer deux conclusions intéressantes. Premièrement l'intérieur du plasma n'est que faiblement chauffé. La température est doublée au plus entre la 5e et la 9e période et la température n'atteint qu'environ $2 \cdot 10^4$ °K. Deuxièmement la couche limite s'enfle un peu, mais ne se déplace pas. Ceci signifie que le plasma est confiné par les parois.

Examinons d'abord la balance de pression. Dans nos unités la balance de pression s'écrit

$$2n T + (7.2 - n) T = 29 B_{\text{eff}}^2 \quad (34)$$

Nous avons admis l'équilibre thermique comme expliqué précédemment. Le premier terme est la contribution des particules chargées et le deuxième la contribution des neutres. On peut récrire cette condition

$$(7.2 + n) T = 29 B_{\text{eff}}^2 \quad (35)$$

On a $n \approx 2$ et $T \approx 1-2$. Ceci donne un champ magnétique nécessaire pour qu'il y ait balance de pression de l'ordre de 560-800 G. Or le champ mesuré à 24 mm est au plus d'environ 500 G. Le champ à la surface n'est pas connu. D'après les mesures sur un circuit fantôme, il pourrait atteindre 900 G (cf. R. Keller - LRP 15-65). Il n'y a donc pas de contradiction en disant que le plasma est encore confiné par les parois. Notons que ceci ne serait pas possible sans la pression des neutres. La température étant plus élevée dans la couche limite, la densité y est plus petite. Admettant que la couche soit vide (cas extrême), on obtient un accroissement de densité au centre de l'ordre de 40 %. Ceci contribue aussi à tenir la pression magnétique. Il est difficile de faire une estimation plus précise, car il est impossible d'évaluer l'importance des neutres et de l'ionisation dans la couche limite.

Un test intéressant des valeurs de température trouvées dans la couche limite consiste à calculer l'énergie magnétique qui entre dans le plasma. Le vecteur de Poynting \vec{S} est donné par

$$\vec{S} = E\vec{H} = \frac{E\vec{B}}{\mu_0} \quad (\text{MKS}) \quad (36)$$

Prenant la moyenne temporelle, on a

$$\bar{S} = \frac{\omega S'_i}{\mu_0 |S'|} B_{\text{eff}}^2 \quad (\text{MKS}) \quad (37)$$

En admettant provisoirement que $S' = \sqrt{j} k$ on a dans nos unités

$$\bar{S} = 62 B_{\text{eff}}^2 T^{-3/4} \frac{\text{KW}}{\text{cm}^2} \quad (38)$$

Dans la couche limite, le fait que $S' \neq \sqrt{j} k$, diminue \bar{S} mais ne change pas l'ordre de grandeur. A 24 mm à la 5e, 7e et 9e période respectivement on trouve des flux de 5, 4, 4 kW/cm², ce qui correspond à une puissance globale visible d'environ 1.2 - 1.5 MW. En prenant la moyenne sur 2 μsec, l'énergie visible déposée est d'environ $3 \cdot 10^{-3}$ J/cm³. Ceci est aussi l'énergie thermique du plasma (neutres inclus) à $10^{4.0} \text{K}$. On voit ainsi que l'énergie déposée correspond à un doublement de la température initiale, ce qui est compatible avec les températures mesurées. La puissance totale entrant dans le plasma, estimée d'après la puissance du générateur et le taux de désadaptation, est de l'ordre

de 12 MW à la 9e période. On voit donc que seul 10-15 % de l'énergie est utilisé dans la masse du plasma. Le reste est certainement utilisé à ioniser et surtout est évacué à la paroi.

Un problème reste non résolu, c'est celui du mécanisme de transfert de l'énergie déposée dans la couche limite au reste du plasma. On a vu que l'énergie déposée est de l'ordre de grandeur de l'accroissement de l'énergie thermique au centre, or le flux thermique devient nul à 20 mm déjà comme si toute l'énergie était "utilisée" dans la couche limite. Voyons quel gradient de température on devrait avoir pour évacuer l'énergie ohmique produite, soit une moyenne de 2 kW/cm². On a pour le flux thermique Q

$$Q = .23 T^{5/2} \frac{dT}{dx} \text{ kW/cm}^2 \quad (39)$$

Or $T \sim 1.5$, ce qui nous donne $\frac{dT}{dx} \sim 4.7$. Ceci est impossible. On pourrait admettre au plus $\frac{dT}{dx} \sim .1 - .2$. Plusieurs explications sont possibles. Premièrement il faut se souvenir que les températures ne sont mesurées que jusqu'à 15 mm à la 7e et 9e périodes qui sont celles montrant un échauffement. Il n'est nullement certain que l'extrapolation au centre soit correcte. Il est frappant de constater que la 19e période montre la même température que la 5e période, comme s'il n'y avait pas eu d'échauffement. Deuxièmement l'énergie peut être utilisée dans la couche limite pour la chauffer et l'ioniser. Enfin il peut y avoir un autre mécanisme de transport de la chaleur (rayonnement réabsorbé, neutres, transport de masse lors de l'équilibrage des pressions entre la couche limite et le reste du plasma). Il est clair qu'une seule mesure ne permet pas de résoudre le problème.

Il reste à vérifier la possibilité d'évacuer les 12 MW qui entrent dans le plasma par conduction thermique à la paroi. Ne connaissant pas la densité, il n'est pas possible d'évaluer l'effet inhibiteur du champ magnétique. Prenant simplement la formule (39) et posant $Q = 40 \text{ kW/cm}^2$, ce qui correspond aux 12 MW, on obtient

$$\frac{dT^{7/2}}{dx} = 610 \quad (40)$$

On peut calculer un profil de température par intégration de (40)

$$T = (610x)^{2/7} \quad (41)$$

Ce profil représente le $T(x)$ nécessaire pour évacuer 12 MW, admettant que toute la puissance est déposée en 1 pt. Il est représenté sur la fig. 5. En fait la puissance déposée est distribuée, ce qui signifie que le profil correct commence de la même façon près de $x = 0$ et devient plus plat lorsque x croît. Ce profil corrigé a l'allure générale indiquée sur la fig. 5 également. On voit que les températures à 1.5 mm du bord sont raisonnables. C'est tout ce que l'on peut dire.

Dans toute cette discussion nous n'avons jamais parlé de l'influence de la sonde sur le plasma lui-même. Certainement que celle-ci cause un refroidissement local du plasma, surtout dans la couche limite. On peut peut-être se représenter qualitativement son effet sur les profils magnétiques comme une affinité en r . En d'autres termes, lorsque la sonde est à 24 mm, elle touche la paroi. Le champ mesuré est alors certainement plus élevé que le champ vrai à 24 mm. L'effet devrait être d'autant moins prononcé que la sonde est plus loin de la paroi. Cet effet conduit à accroître la pente de B donc à surestimer les températures. Comme la mesure n'est pas une mesure locale, le champ magnétique atténuant les fluctuations locales, il n'est pas possible de faire une estimation quantitative de cet effet.

Conclusions

Nous avons présenté une méthode d'analyse des profils du champ magnétique d'une décharge oscillante qui permet d'obtenir la température électronique. Une attention particulière a été consacrée aux conditions nécessaires pour que la méthode soit valable.

Cette méthode a été appliquée avec succès à une décharge oscillante dans une géométrie de θ -pinch à 107 μ . Les profils de température obtenus paraissent consistants, à une exception.

Les résultats montrent que 90 % de l'énergie ohmique est dissipée dans une couche mince près de la paroi et probablement évacuée à la paroi. Le coeur du plasma n'est que peu ou pas chauffé. Le plasma est encore confiné par les parois, ce qui s'explique en faisant intervenir les neutres. Les mesures de phase sont compatibles avec la théorie dans le régime ohmique.

Références

1. R. Keller : Mesure du vecteur de propagation à l'intérieur d'un plasma confiné et chauffé par un champ de haute fréquence - LRP 15-65
2. J.M.P. Quinn : Gas laser determination of the electron density in the afterglow of a hydrogen discharge - Culham Laboratory, Reprint CLM-P60, September 1964
3. W. Marshall (1958) : AERE. T/R 2247, 2352, 2419.

Figures

- Fig. 1a - 1e Profils magnétiques
- Fig. 2a - 2e Diagrammes de phase : b_2 (b_1)
- Fig. 3a - 3e Profils de température
———— température
----- température locale
- Fig. 4 Evolution de la température
- Fig. 5 Profils de température à la paroi
———— profil de température nécessaire pour évacuer un flux constant de 12 MW à la paroi
----- allure générale du profil de température en tenant compte de la distribution de l'énergie déposée.

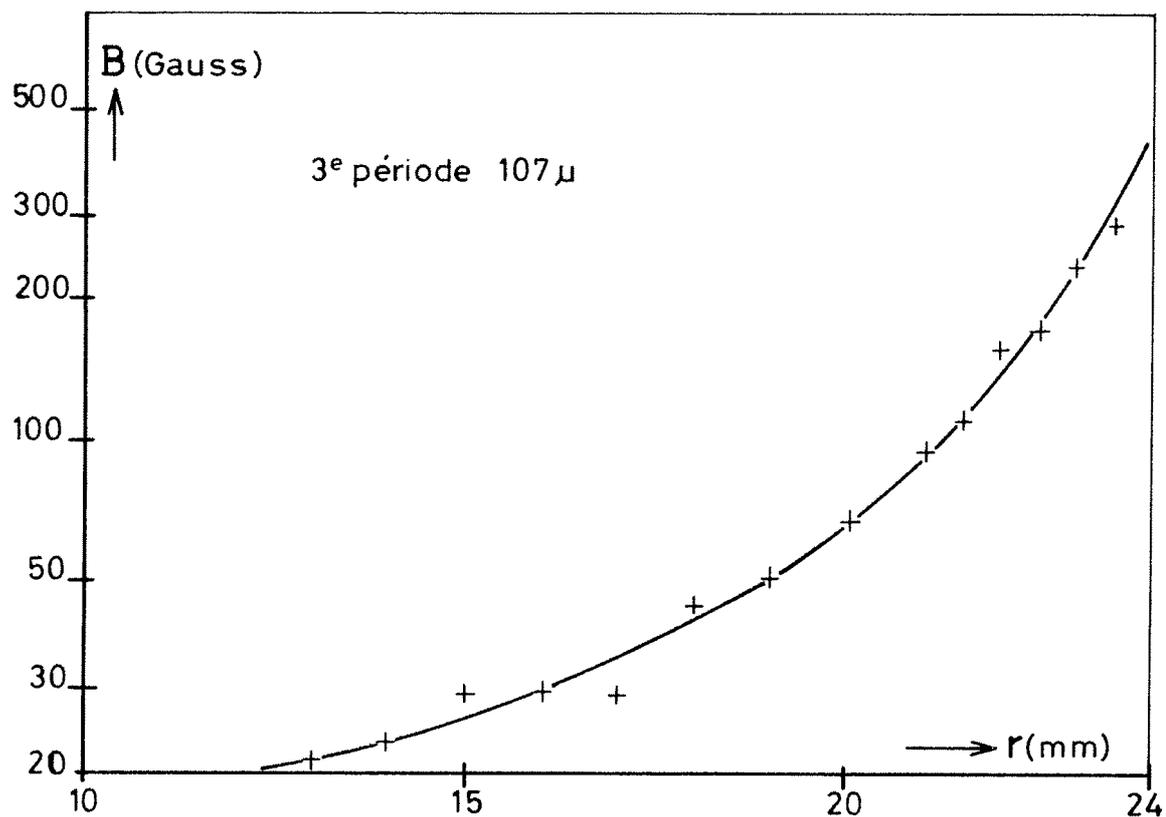


Fig.1a Profil magnétique

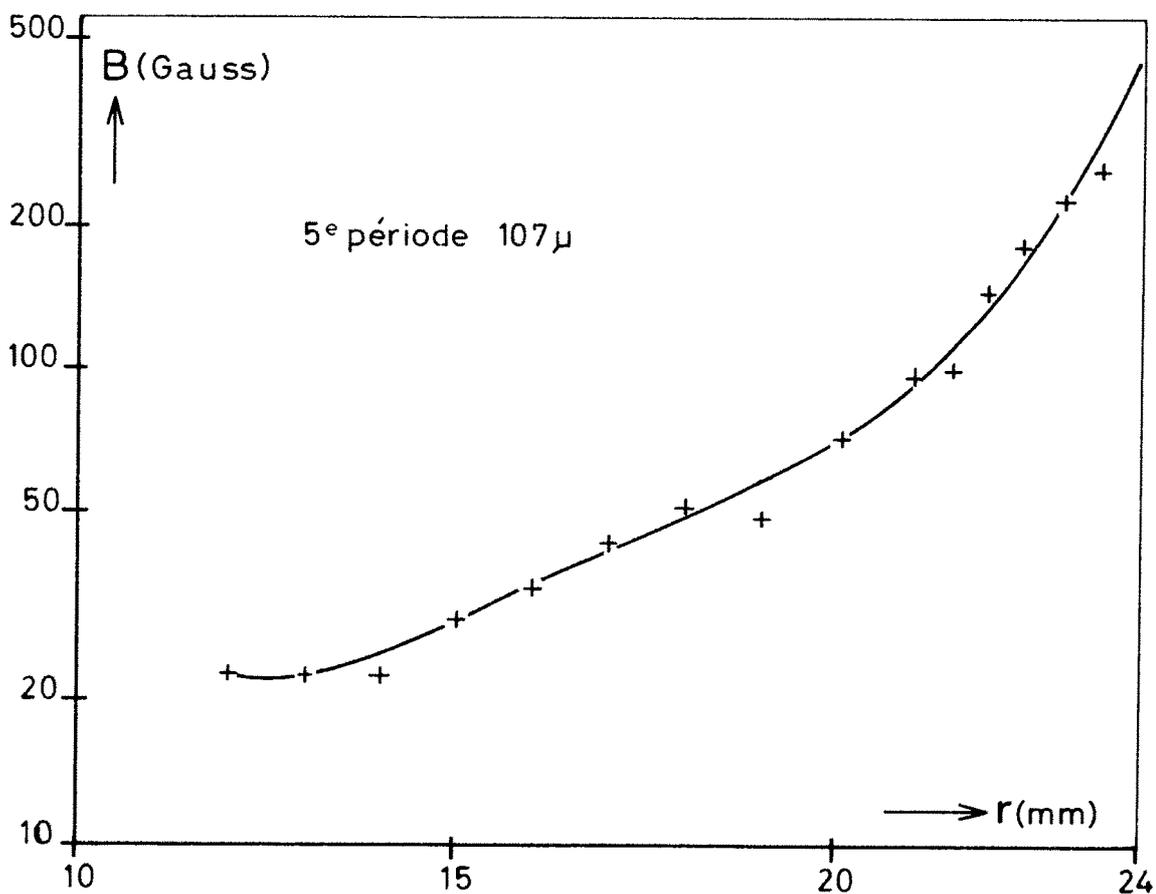


Fig.1b Profil magnétique

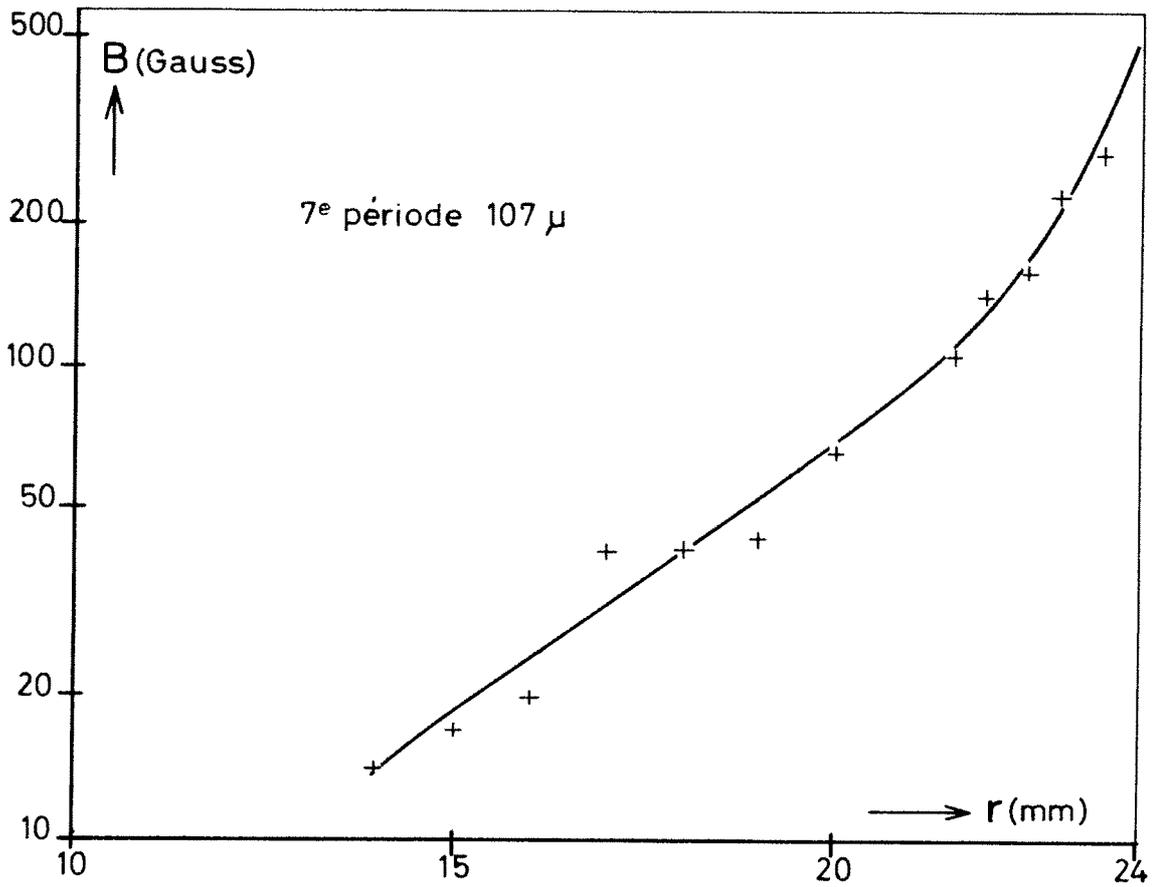


Fig.1c Profil magnétique

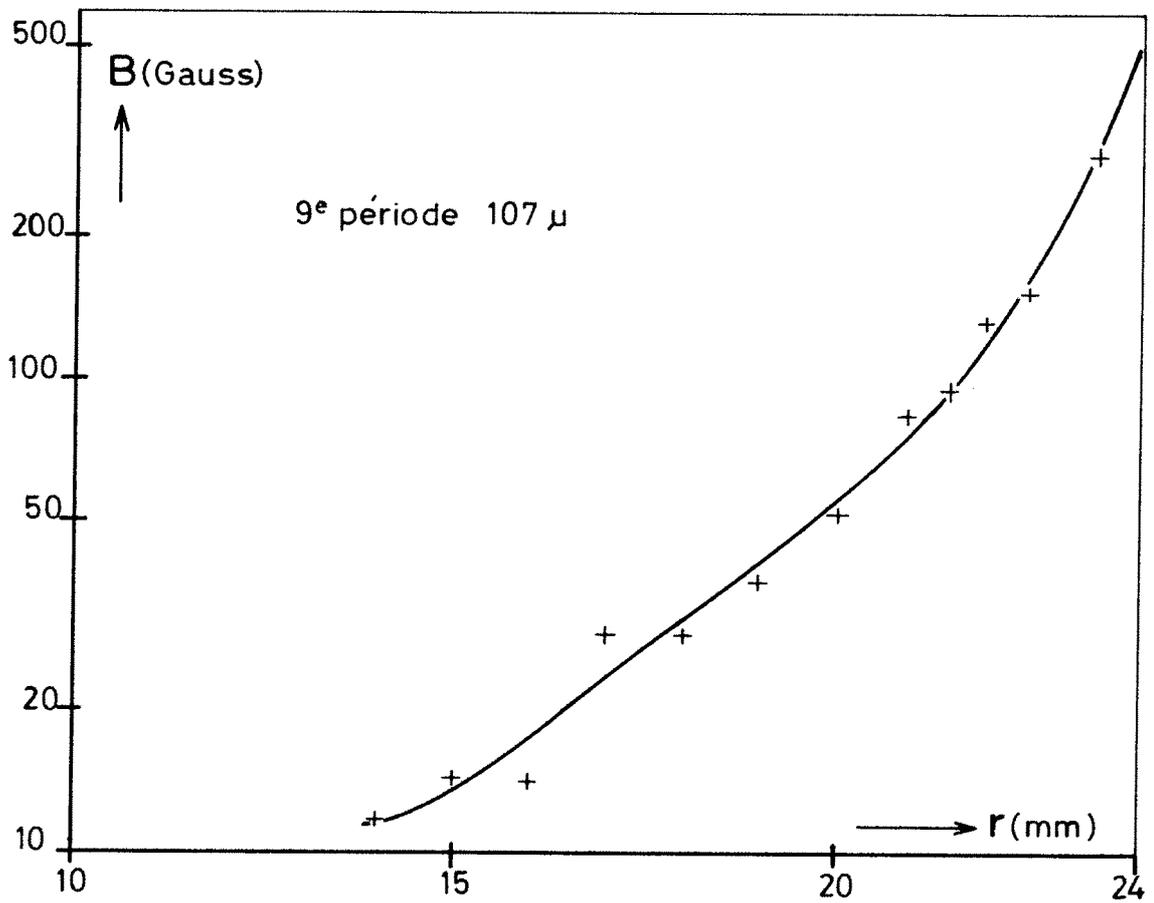


Fig. 1d Profil magnétique

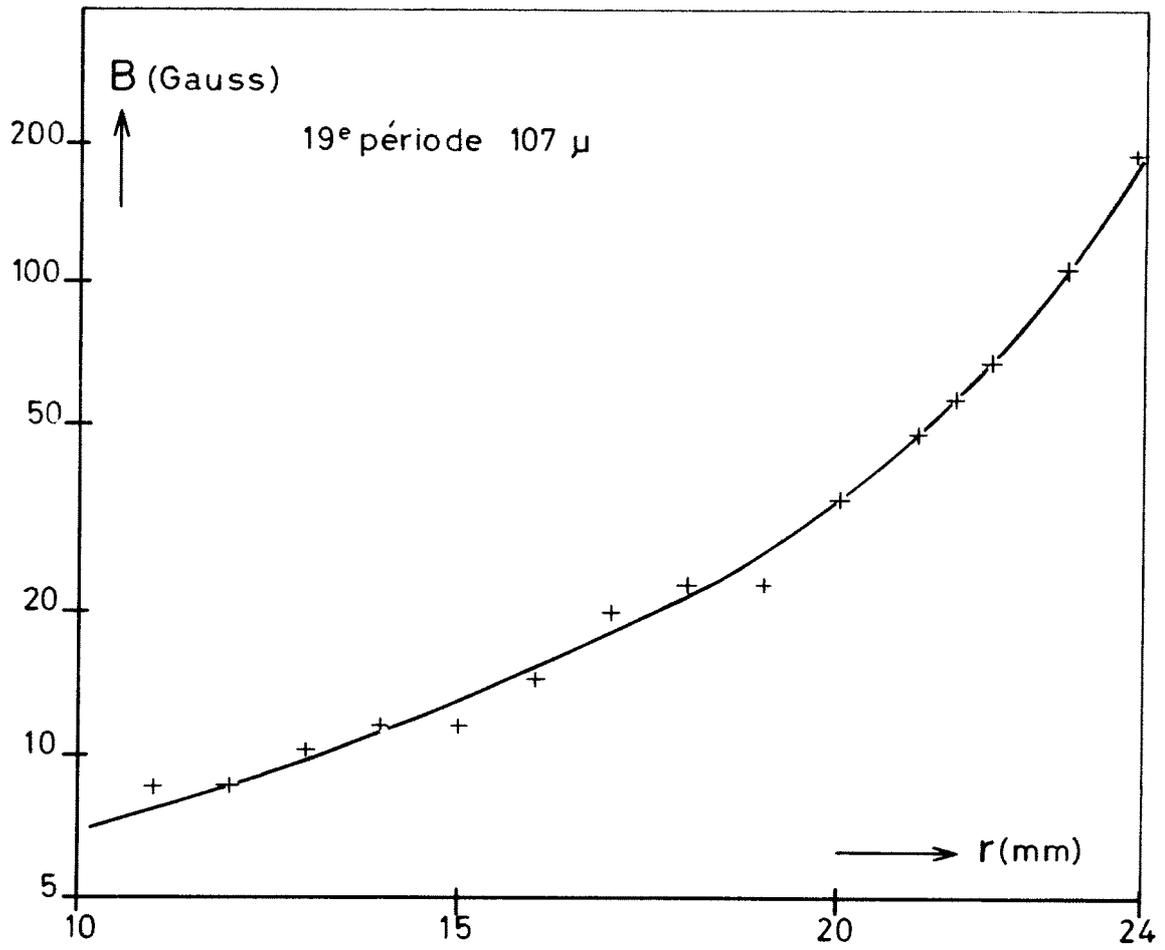


Fig. 1e Profil magnétique

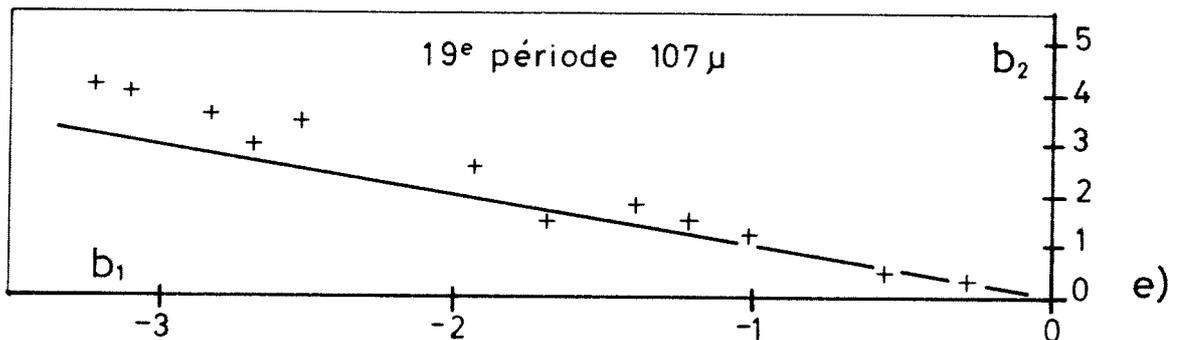
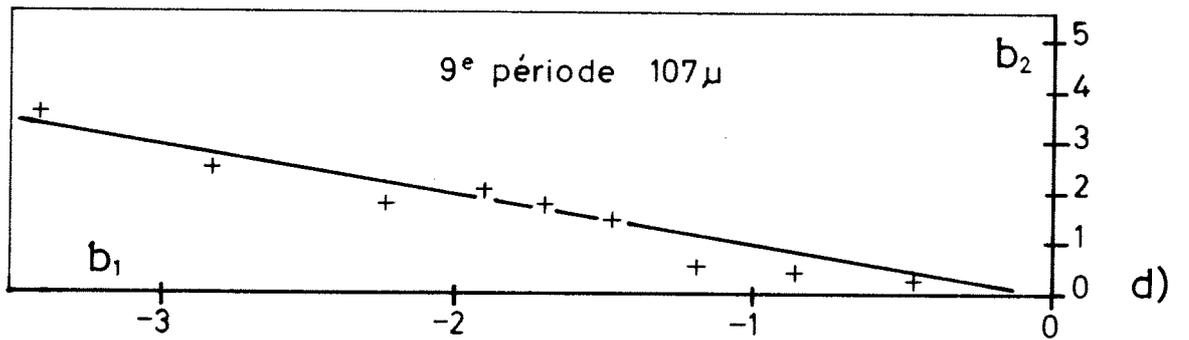
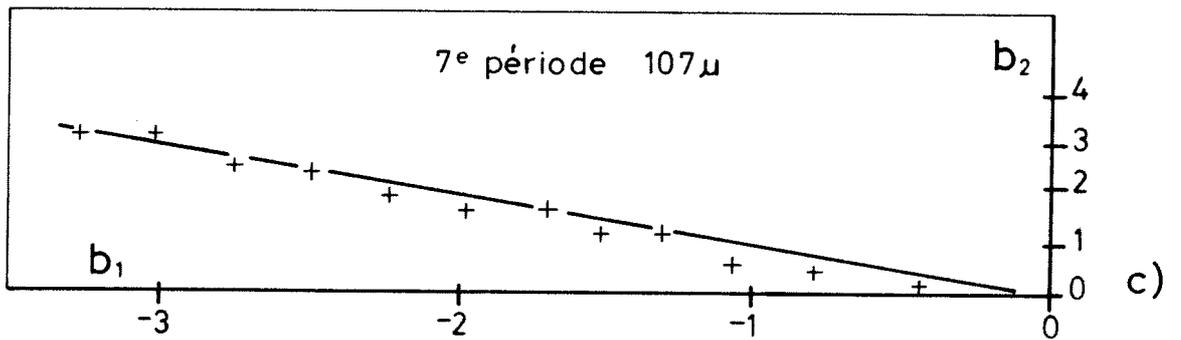
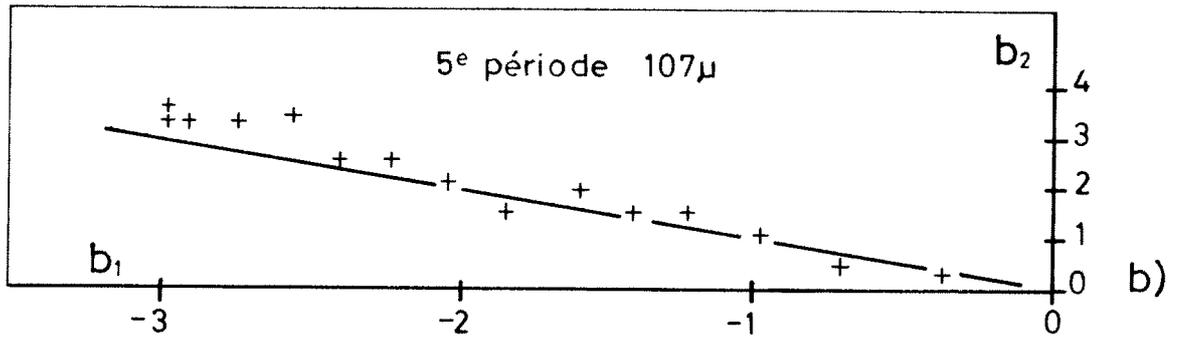
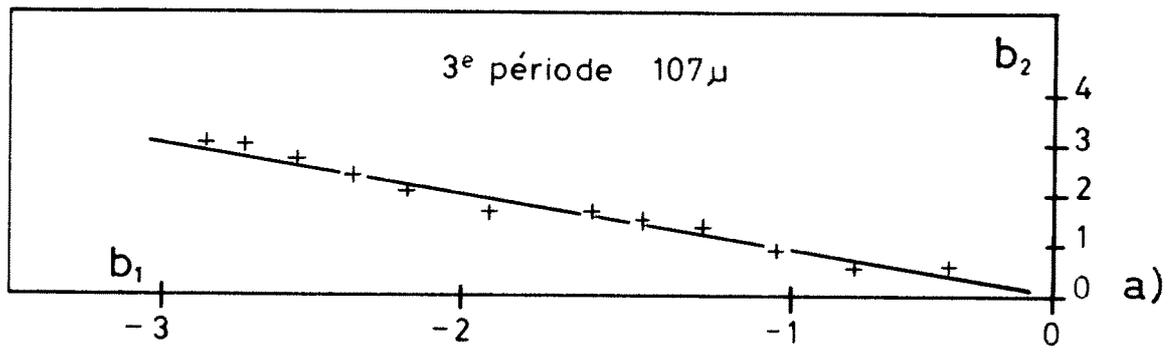


Fig. 2 Diagrammes de phase

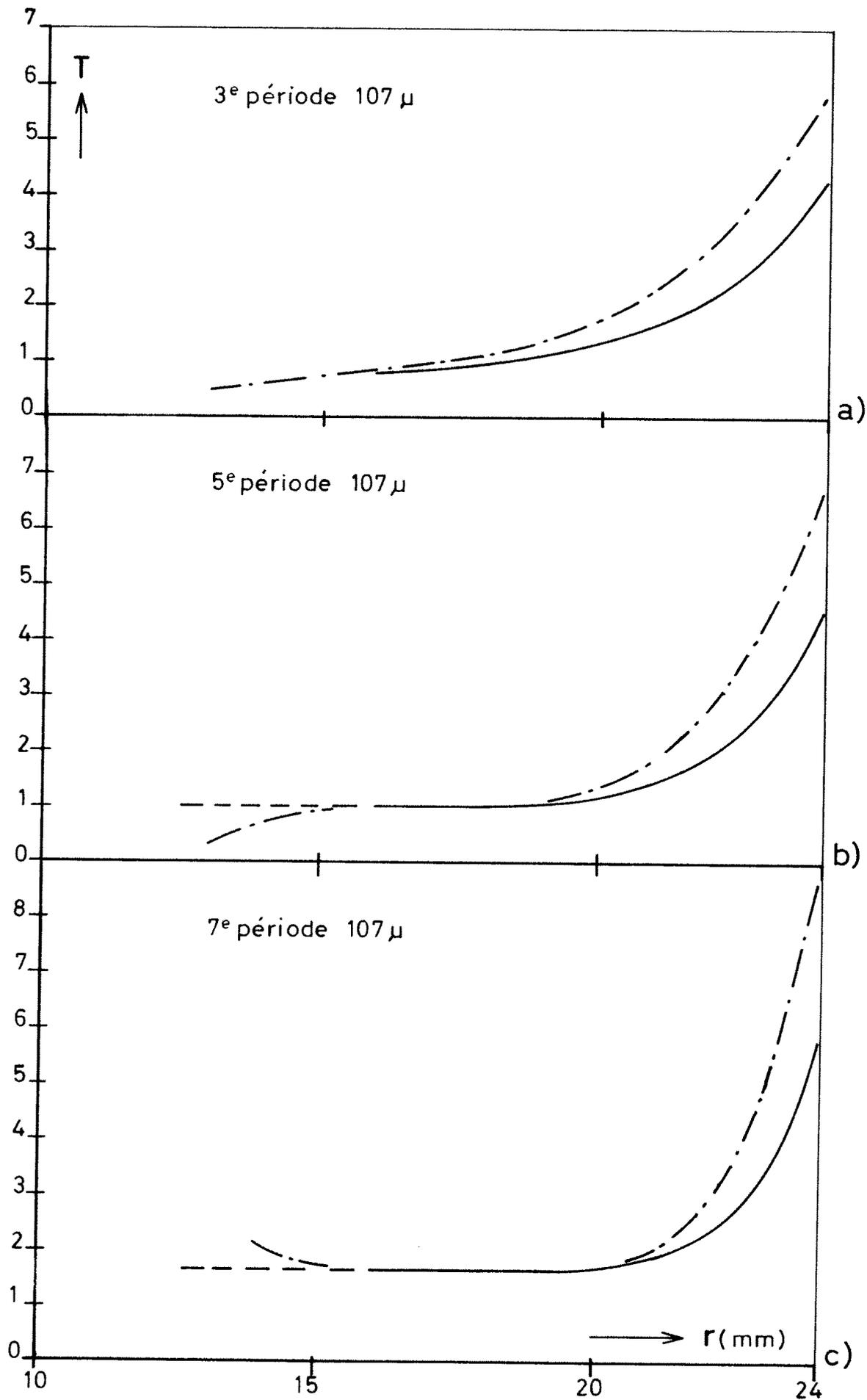


Fig.3 Profils de température

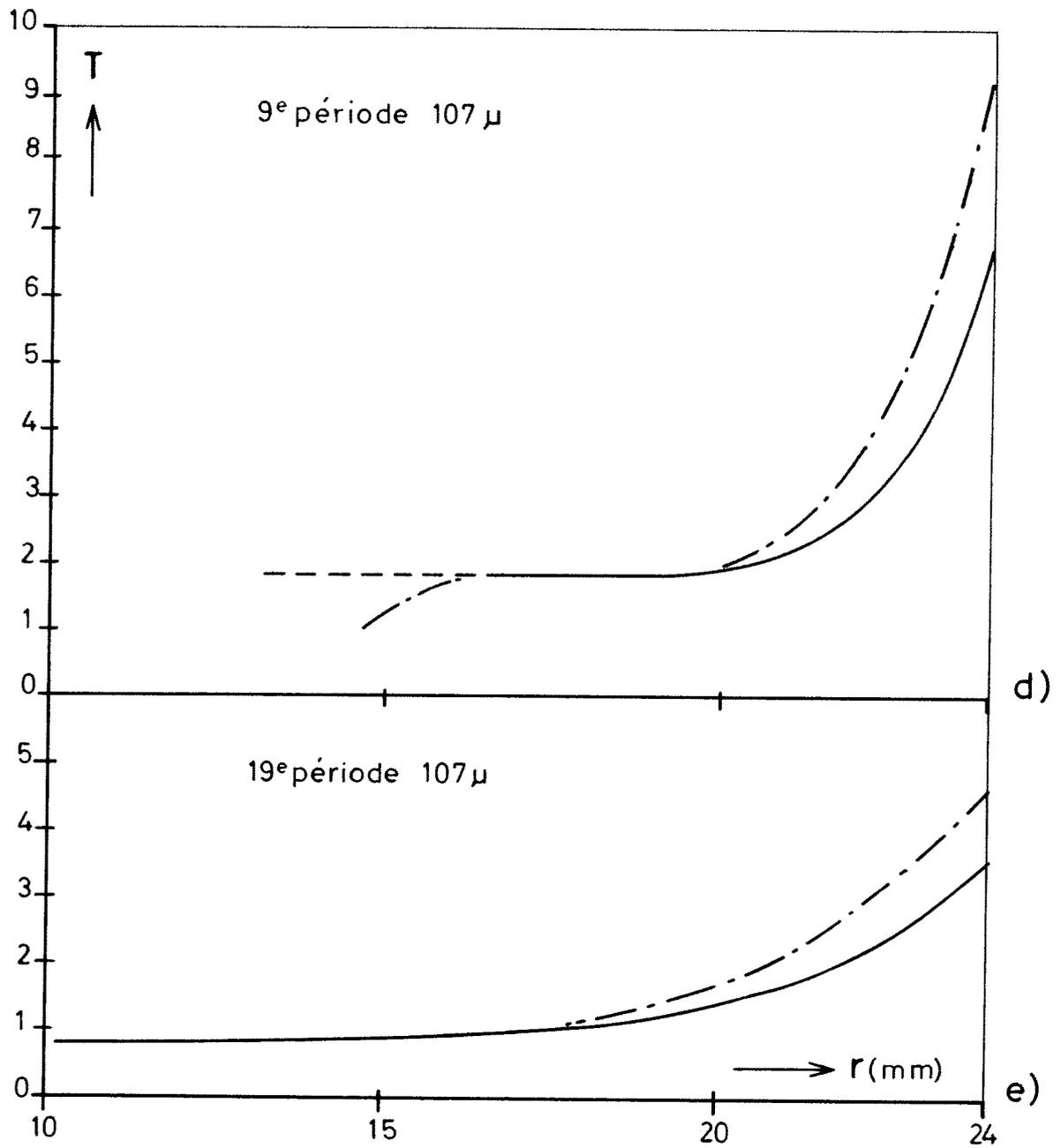


Fig.3 Profils de température

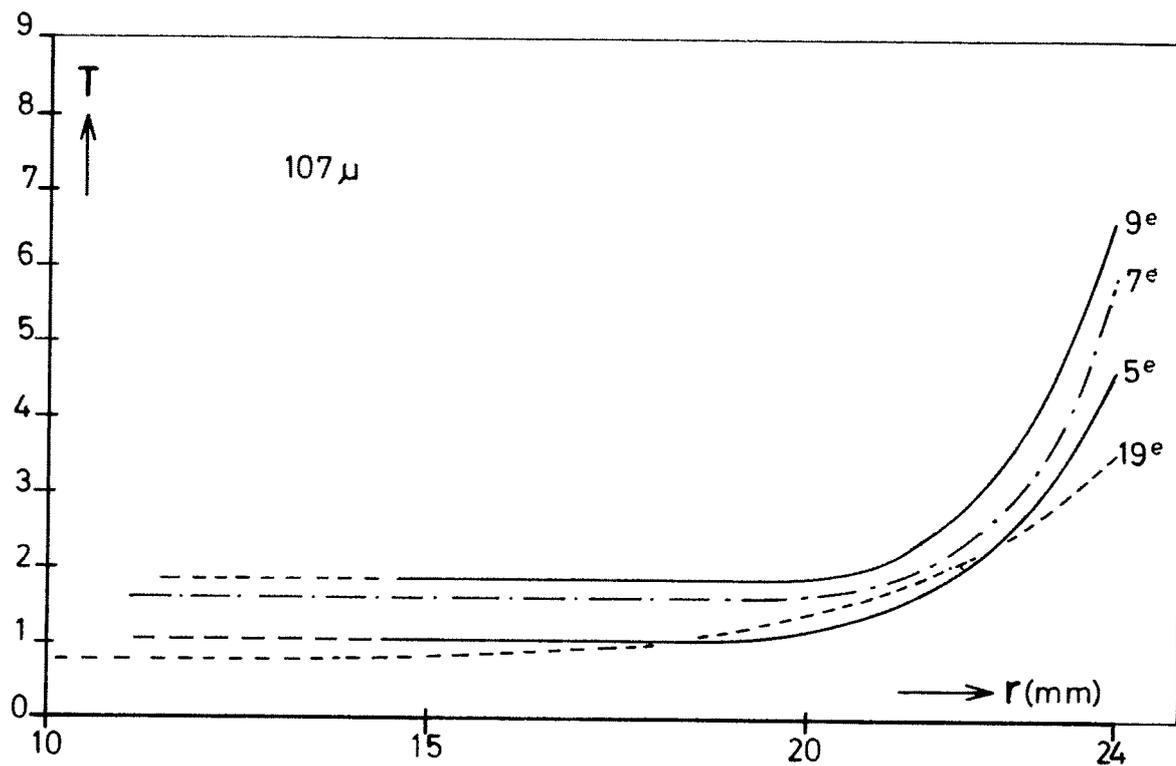


Fig.4 Evolution de la température

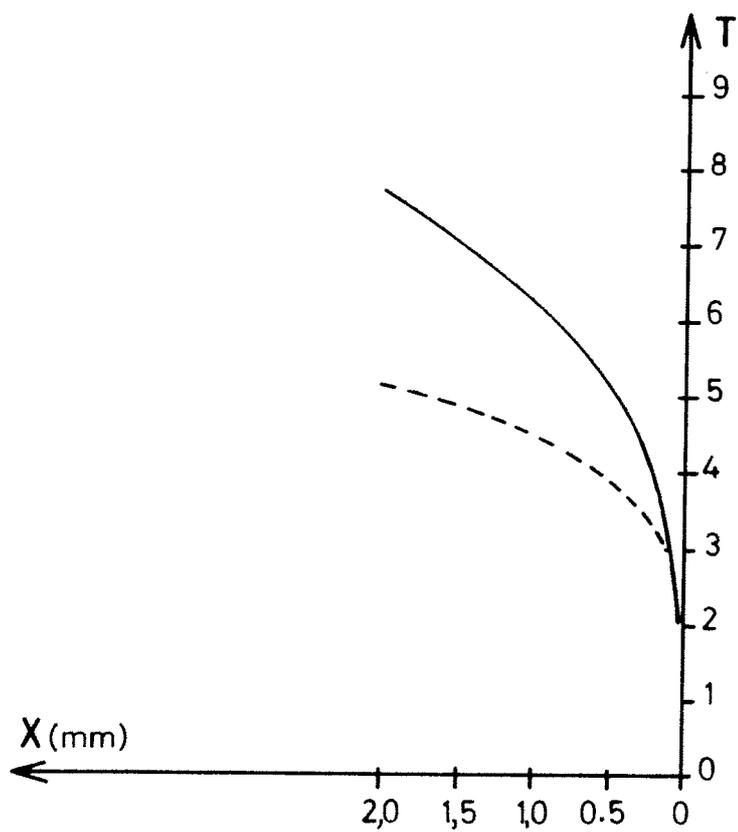


Fig.5 Profils de température à la paroi