

Décembre 1965

LRP 19/65

ETUDE D'UNE DECHARGE HAUTE FREQUENCE AXIALE

A. Heym

E.S. Weibel

Lausanne

ANNUAIRE 1965-1966
Fonds Général

I Introduction

Le présent travail décrit des mesures effectuées sur une décharge haute fréquence linéaire alimentée par un générateur fournissant 30 MW pendant 10 périodes à la fréquence de 2 MHz (1).

L'analyse des résultats des mesures de sonde magnétique et des photographies, prises avec une caméra à miroir tournant, permet de mettre en évidence des ondes de chocs et les mouvements de masse dans cette décharge. L'étude de l'évolution temporelle des profils du champ magnétique permet d'estimer la température électronique du plasma. L'existence d'un gradient négatif du champ dans la couche limite à certains instants de la période a permis d'interpréter la lumière émise au voisinage des parois comme étant le résultat de leur bombardement par des électrons.

Ce travail est divisé en cinq parties :

La deuxième partie est consacrée à la description de l'appareil, viennent ensuite des sections consacrées aux mesures, à la justification théorique de la méthode de dépouillement, à la discussion des résultats et enfin aux conclusions.

II L'appareil

L'appareil expérimental est montré schématiquement en Fig. 1. Le système de vide est en pyrex. Le tube de décharge proprement dit a un diamètre de 5,1 cm et la distance entre les électrodes est de 42,5 cm. La préionisation se fait par des électrodes auxiliaires. Les caractéristiques électriques des circuits sont les suivantes :

Préionisation

$$L = 16 \mu\text{H}$$

$$C = 3,85 \mu\text{F}$$

$$V_{\text{charge}} = 16 \text{ KV}$$

$$I_{\text{crête}} = 7 \text{ KA}$$

La décharge de préionisation est amortie en branchant la résistance caractéristique en parallèle avec le plasma.

Circuit HF

$$f = 2 \text{ Mhz}$$

$$L_{\text{plasma}} = 55 \text{ nH}$$

$$L_{\text{électrodes et connexions}} = 50 \text{ nH}$$

$$C = 65 \text{ nF}$$

$$I_{\text{crête}} = 18,6 \text{ KA}$$

$$R_{\text{Plasma}} = .1 \Omega$$

$$Z_{\text{du circuit aux bornes, état stationnaire}} = 4,4 \Omega$$

L'inductance du plasma change pendant l'expérience. Par conséquent, le circuit ne peut être accordé exactement pendant toute la durée de l'expérience. Cependant, le $Q = 8$ assure une courbe de réponse qui est assez large. Ce circuit est alimenté depuis un générateur de 3Ω par l'intermédiaire d'une ligne de transmission longue d'un quart d'onde. En choisissant l'impédance de cette ligne plus grande que pour un accord parfait, on arrive à améliorer la réponse du circuit avec un léger sacrifice en amplitude. Les circuits sont entièrement blindés, de sorte que tous les champs électriques et magnétiques sont enfermés.

III Mesures

La décharge haute fréquence axiale étudiée aux 3 pressions initiales de 100, 60 et 25 μHgH^2 à l'aide d'une sonde magnétique de 1,3 mm de diamètre et d'une caméra à miroir tournant dont les images sont reproduites dans les figures 2. Les mesures sont faites en déplaçant la sonde le long d'un rayon par pas successifs, et en relevant simultanément l'évolution temporelle du champ magnétique en un point et le courant total de la décharge, mesuré avec une sonde extérieure. Par cette méthode, on obtient la phase du champ avec une précision meilleure que $\pm 5^\circ$. On a également contrôlé que le bruit, c'est-à-dire le signal résiduel de la sonde placée au centre du plasma, ne dépasse pas 3% du signal mesuré à la paroi.

Chaque série de mesures a été répétée 2 fois afin d'en tester la reproductibilité. Celle-ci est de l'ordre de $\pm 10^\circ$ pour la phase et de $\pm 10\%$ du module du champ extérieur en passant d'une décharge à l'autre.

La figure 3 montre des oscillogrammes typiques de ces mesures. Leur dépouillement systématique permet de tracer les diagrammes des figures 4 à 7 qui représentent : le relevé des positions des zéros du champ magnétique en fonction du temps pour les pressions de 60 et 100 μHgH^2 , des courbes en échelle semilogarithmique du module de B aux mêmes pressions et enfin la répartition du champ à la 5e demi-période à la pression de 100 μHgH^2 .

IV Equations de diffusion

(Toutes les relations de cette section sont écrites dans le système MKS).

La propagation des champs électriques et magnétiques à l'intérieur du plasma est régie par les équations de Maxwell où l'on néglige le courant de déplacement :

$$\text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot } B = \mu_0 j \quad (2)$$

Nous admettons pour le plasma une loi d'Ohm du type

$$j = \frac{1}{\xi} (E + v \times B) \quad (3)$$

$$\xi = 520 T^{-3/2} \quad (4)$$

Dans cette relation ξ représente la resistivité, calculée avec $\ln \Lambda = 8(2)$, v est la vitesse du plasma et T sa température électronique.

La loi d'Ohm n'est valable que si le libre parcours moyen des électrons satisfait à la relation

$$\lambda \ll B \frac{dB}{dr}$$

$$\lambda = 310^8 \frac{T^2}{n}$$

et si la fréquence de collision e-i est beaucoup plus grande que la fréquence appliquée ω

$$v \gg \omega$$

$$v = 1,5 \cdot 10^{-5} n T^{-3/2}$$

L'expression de la résistivité enfin n'est valable que si le rayon de giration a_e des électrons dans le champ magnétique est plus grand que leur libre parcours moyen.

$$a_e > \lambda$$

En combinant les équations 1), 2) et 3), on obtient une équation décrivant le comportement de la composante azimuthale du champ B dans une décharge axiale.

$$\frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{\partial B}{\partial r} \left[\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r} - \frac{\mu_0}{f} v \right] + B \left[\frac{1}{r} \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1}{r^2} - \frac{\mu_0}{f} \frac{\partial v}{\partial r} \right] - \frac{\mu_0}{f} \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

En supposant en première approximation que

$$v \equiv 0$$

$$\left| \frac{\partial (\ln f)}{\partial r} \right| \ll \omega$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = j\omega B$$

On obtient une équation dont la solution régulière à l'origine est

$$B_0(r, t) = b_1(q) \exp j \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \beta_1(q) \right)$$

où $b_1(q)$ et $\beta_1(q)$ sont respectivement l'amplitude et la phase de la fonction de Bessel du premier ordre à argument imaginaire $J_1(\sqrt{-j} q(r))$ et où

$$q(r) = \int_0^r K(r') dr' \tag{6}$$

$$K(r) = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{f}} \tag{7}$$

On peut évaluer l'effet de la vitesse du plasma sur la diffusion du champ dans la mesure où elle satisfait aux conditions

$$v \ll \frac{\omega}{K}$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} \ll \omega$$

L'équation de diffusion de champ s'écrit alors

$$\frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{\partial B}{\partial r} \left[\frac{1}{r} - \frac{K^2}{\omega} v \right] - B \left[\frac{1}{r^2} + K^2 \delta \right] = 0$$

en imposant les mêmes restrictions sur B et δ que plus haut.

Cette équation admet en première approximation une solution de la forme

$$B(r,t) = B_0(r,t) e^{S(r)} \quad (8)$$

$$S(r) = - \frac{K^2 v}{2\omega} \quad (9)$$

Une solution particulière correspondant à nos conditions aux limites peut s'écrire

$$B(r,t) = A b_1(q) \exp \left(-\frac{K^2 v}{2\omega} \right) \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \beta_1(q) + \varphi \right)$$

La connaissance de la phase et de l'amplitude du champ permet de déterminer la température T et la vitesse v. Les zéros de B(r,t) satisfont à la relation

$$\omega t - \frac{\pi}{2} \beta_1(q) + \varphi = 0$$

La mesure de l'instant où le champ s'annule en fonction de l'abscisse permet de déterminer la fonction $q(r)$ par l'intermédiaire de la fonction tabulée $\beta_1(q)$. L'application des relations (4), (6) et (7) donne alors la température $T(r)$.

La vitesse peut être calculée par l'intermédiaire du relevé du module de B ainsi que des fonctions $q(r)$ et $K(r)$ déterminées lors de la recherche de $T(r)$.

Lors du dépouillement de nos résultats, nous avons tiré parti de deux circonstances simplificatrices. D'une part en tenant compte du fait que les fonctions $\beta_1(q)$ et $\log. b_1(q)$ peuvent être approximées linéairement pour un petit intervalle de variation de $q(r)$ (Fig. 8)

Nous avons pris

$$\beta_1 = \beta_{10} + \beta_{11} q \qquad \beta_{11} = 0,45$$

$$\log b_1 = b_{10} + b_{11} q \qquad b_{11} = 0,66$$

pour $3 < q < 13$

D'autre part en constatant que le graphique de l'abscisse des zéros de B (fig. 4 et 5) en fonction du temps et celui du logarithme du module de B en fonction du rayon (fig. 6), sont des droites dans le domaine d'utilisation de nos mesures ; ce qui indique que K et v sont constantes.

Dans ce cas, la pente du diagramme de la phase de B donne directement

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2 \omega}{\pi \beta_{11} K}$$

alors que

$$\frac{d \log |B|}{dr} = b_{11} - \frac{K^2 v}{2\omega}$$

V Discussion des résultats

a) 100 et 60 $\mu\text{Hg H}^2$

On remarque d'emblée la similitude des résultats obtenus aux pressions de 100 et 60 $\mu\text{Hg H}^2$ tant par les valeurs des températures (fig. 9) et des vitesses (fig. 10) que par l'allure générale des photos.

Le bon alignement de la position des zéros de B dans les figures 4 et 5 semble indiquer des températures à peu près constantes dans tout le domaine atteignable par nos mesures, sauf au début de la décharge et dans la couche limite. La variation temporelle de la température déterminée de cette façon semble lente et s'extrapole à $t = 0$ vers une valeur raisonnable pour nos conditions de préionisation.

La vitesse et ses variations, qui expliquent par exemple les changements d'amplitude survenant à la 5e période dans les figures 3a et b sont compatibles avec les limitations théoriques. On vérifie également que les conditions de validité portant sur λ et ν sont réalisées dans ce cas. ($p = 60 \mu\text{Hg H}^2$; $T = 6 \text{ ev}$; $\lambda = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$; $\nu = 4 \cdot 10^9 \text{ Hz}$)

Le temps d'équipartition de l'énergie entre électrons et protons d'autre part :

$$t_{\text{equ}} = 4 \cdot 10^7 \frac{T^{3/2}}{n}$$

est $\langle 0,15 \mu\text{sec pour un taux d'ionisation} \rangle 50\%$ aux températures mesurées, ce qui rend possible l'équilibre thermique de ces deux populations alors que la grande valeur de la section efficace d'échange de charge favorise celui entre les ions et les neutres.

Le taux d'ionisation n'est pas connu avec précision. On sait cependant par des mesures faites par ailleurs (3) que le taux d'ionisation initial est de l'ordre de 30% et que le taux d'ionisation évolue rapidement aux températures électroniques observées.

Ces décharges montrent aussi des phénomènes dont l'explication n'est pas aisée. Le confinement tant à 60 qu'à 100 $\mu\text{Hg H}^2$ est manifestement assuré par les parois comme le montrent les profils du champ et le calcul de la pression magnétique nécessaire à équilibrer celle du plasma. Ces décharges produisent cependant, selon leur axe, un noyau lumineux qui se forme à la 3e période et reste visible sur la photo pendant 2 ou 3 périodes. La formation de ce noyau peut également être suivi à l'aide de la sonde magnétique qui montre que son diamètre maximum est de 22 mm et que son existence se prolonge jusqu'à la fin de la décharge. Son extinction sur la photo peut donc être attribuée à une diminution de sa luminosité par suite de la décroissance de sa densité due aux fuites axiales du plasma. La température de ce noyau semble en effet être plus élevée que celle du reste du plasma, car le champ magnétique en est pratiquement exclu. Il n'y subsiste plus qu'une faible composante à 6 MHz, que l'on n'observe nulle part ailleurs et qui peut être le résultat de la combinaison de la fréquence du champ extérieur et de celle de la pression magnétique (fig. 3d). Le noyau lumineux n'est pas un pinch car il ne porte pour ainsi dire aucun courant. Il semble être le résultat de la convergence vers l'axe du tube de décharge d'une succession d'ondes de choc produites à chaque demi-période. Pendant la formation du phénomène, les signaux de la sonde magnétique présentent en effet des déformations caractéristiques d'ondes de compression se déplaçant dans le plasma, puis redeviennent sinusoïdaux (fig. 3a et b). Ces ondes de choc sont très faibles, mais semblent être les seuls véhicules capables de transporter de l'énergie depuis les parois vers le centre du tube de décharge.

Il reste encore à justifier la validité de notre développement théorique en présence d'un noyau chaud et d'ondes de choc dans le plasma.

Le premier phénomène ne peut influencer nos résultats. Un noyau chaud introduit une nouvelle condition aux limites dont les effets disparaissent au bout d'une profondeur de pénétration du champ. Nous avons vu que le rayon du noyau central n'excède pas 11 mm alors que nous utilisons nos mesures de sonde magnétique depuis la paroi jusqu'à un rayon de 15 mm. L'écart de ces deux points représente au moins une profondeur de pénétration aux températures mesurées; ce qui résoud la question.

L'existence d'ondes de choc pourrait être plus limitative, n'était leur faible amplitude. En effet, leur présence n'a d'influence ni sur la phase ni sur l'amplitude du champ. On constate également que les valeurs des températures trouvées se prolongent continuellement dans la région où les signaux redeviennent sinusoïdaux et où les mesures du module indiquent une vitesse nulle. Il paraît cependant plus judicieux d'annoncer dans cette région, la mesure d'une conductibilité moyenne dont on tire une température électronique moyenne. Quant aux vitesses trouvées, on peut considérer qu'elles correspondent à une moyenne prise sur un temps long en comparaison du rapport entre l'extension spatiale du choc et sa vitesse.

b) 25 μ Hg H²

Les mesures à 25 μ Hg H² sont caractérisées par la grande déformation des signaux délivrés par la sonde magnétique, ce qui semble indiquer des mouvements violents à l'intérieur du plasma. La photographie (fig. 2c) ne montre la formation d'aucun noyau central, bien que l'on observe les déformations du champ associées aux ondes de choc et le blindage du champ au-delà d'une certaine profondeur. Le champ

ne s'annule pas au-delà de cette limite, mais se présente sous la forme d'une composante alternative lente à laquelle se superpose une oscillation à 6 MHz (fig. 3e).

La méthode de la détermination de la température et de la vitesse, utilisée plus haut, n'est certainement pas valable dans ce cas. Les photographies montrent en effet que le plasma est confiné par les parois dans ce cas également, ce qui semble indiquer d'après la balance des pressions, que sa température est plus élevée que 10 eV. A cette température et à la densité considérée, la condition sur le libre parcours moyen n'est plus réalisée ($\lambda = 2.10^{-3}$ m); la loi d'ohm n'est plus valable. La grande déformation des signaux enfin empêche certainement de dire que la dérivée temporelle du champ a la forme $j\omega B$.

Un dernier phénomène intéressant survenant dans cette décharge haute fréquence est un anneau lumineux apparaissant sur les photographies de la fig. 2. La lumière enregistrée à cet endroit de l'image provient de la paroi du tube vue en perspective et du plasma contenu dans un cône soutenu par la même surface. Cette lumière a été étudiée avec un appareil muni d'un système optique confocal analysant à l'aide de photomultiplicateurs la lumière transmise par des filtres interférométriques (4,5).

Ces mesures montrent que la lumière issue de cette région peut être décomposée en deux parties. D'une part de la lumière émise par le plasma et contenant les raies caractéristiques de l'hydrogène, d'autre part une lumière ne provenant pas de l'hydrogène, émise par les parois ou du gaz situé à son voisinage immédiat, et dont l'intensité varie au double de la fréquence du générateur.

Cette lumière peut être attribuée à l'excitation du verre et d'une masse de gaz qui en est arraché sous l'effet du bombardement d'électrons accélérés dans le champ magnétique à gradient négatif, apparaissant dans la couche limite, à certains instants de la période (fig. 7).

VI Conclusion

Ce travail montre qu'une décharge linéaire confinée par les parois dont la pression initiale est de 60 ou 100 $\mu\text{Hg H}^2$, se présente sous la forme d'un anneau dont la température est de l'ordre de 6 eV., entourant un noyau chaud ne portant que peu de courant, formé par l'apport énergétique et matériel d'ondes de choc successives, apparaissant à chaque demi-période.

Les vitesses moyennes mesurées vont dans le sens d'une compression jusqu'à la 4e période, puis d'une expansion jusqu'à la 8e période, et s'annulent enfin vers la fin de la décharge.

Les résultats à 25 $\mu\text{Hg H}^2$ ne paraissent pas fondamentalement différents de ceux à 60 et 100 $\mu\text{Hg H}^2$, bien que la photographie ne montre jamais l'existence d'un noyau. Des limitations théoriques ne permettent malheureusement pas de tirer des valeurs de température et de vitesse dans ce cas.

Remerciements

Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique. Nos remerciements vont à F. Troyon pour les nombreuses discussions tenues au sujet de ce travail et les suggestions qu'il y a apportées, à J. Durand pour la communication de résultats expérimentaux avant leur publication, à A. Lietti qui a construit le générateur haute fréquence et qui a veillé à son fonctionnement. Nous remercions enfin A. Fontana de sa précieuse collaboration tant pour les mesures que pour le dépouillement du résultat.

Références :

- 1) R. Keller (1965) Helvetica Physica Acta Vol. 8 fac. 3, 328
- 2) Lyman Spitzer (1956) Interscience Publishers
- 3) JMP Qinn (1965) J. Nucl. Energy Part C, 7, 113
- 4) J. Durand (1965) Rapport Int. 2/65
- 5) J. Durand à publier.

Liste des figures.

- Fig. 1 Schéma de l'appareil. 1. tube de décharge, 2. Pompes, 3. Introduction de H^2 , 4. Electrodes de préionisation, 5. Electrodes de HF, 6. Câbles de connexion entre le générateur HF et l'appareil.
- Fig. 2 Photo de la caméra à miroir tournant. 2 Vues par micro-seconde prises selon l'axe du tube. a) $p = 100 \mu\text{HgH}^2$
b) $p = 60 \mu\text{HgH}^2$ c) $p = 25 \mu\text{HgH}^2$
- Fig. 3 Oscillogrammes; Trace du haut courant HF de la décharge (10 KA/div). Trace du bas champ magnétique dans le plasma. Pour les deux traces 0,5 $\mu\text{sec/div}$.
a) $p = 100 \mu\text{HgH}^2$, $r = 19 \text{ mm}$, $B = 0,3 \text{ KG/div}$.
b) $p = 60 \mu\text{HgH}^2$, $r = 19 \text{ mm}$, $B = 0,6 \text{ KG/div}$.
c) $p = 25 \mu\text{HgH}^2$, $r = 18 \text{ mm}$, $B = 0,6 \text{ KG/div}$.
d) $p = 100 \mu\text{HgH}^2$, $r = 7 \text{ mm}$, $B = 0,15 \text{ KG/div}$.
e) $p = 25 \mu\text{HgH}^2$, $r = 9 \text{ mm}$, $B = 0,3 \text{ KG/div}$.
- Fig. 4 Abscisse des zéros du champ B_φ en fonction du temps; $p = 100 \mu\text{HgH}^2$.
- Fig. 5 Abscisse des zéros du champ B_φ en fonction du temps; $p = 60 \mu\text{HgH}^2$.
- Fig. 6 Module de B_φ en fonction de l'abscisse ; $p = 100 \mu\text{HgH}^2$.
- Fig. 7 Amplitude de B_φ en fonction du rayon à différents instants de la 5ème demi-période; $p = 100 \mu\text{HgH}^2$.
- Fig. 8 Module b_1 et phase β_1 de la fonction de Besse $J_1(\sqrt{-j} Kr)$
- Fig. 9 Température électronique correspondant à la conductibilité pour $p = 100 \mu\text{HgH}^2$ et $60 \mu\text{HgH}^2$.
- Fig. 10 Vitesses globales du plasma en fonction du temps à $p = 100 \mu\text{HgH}^2$ et $60 \mu\text{HgH}^2$.

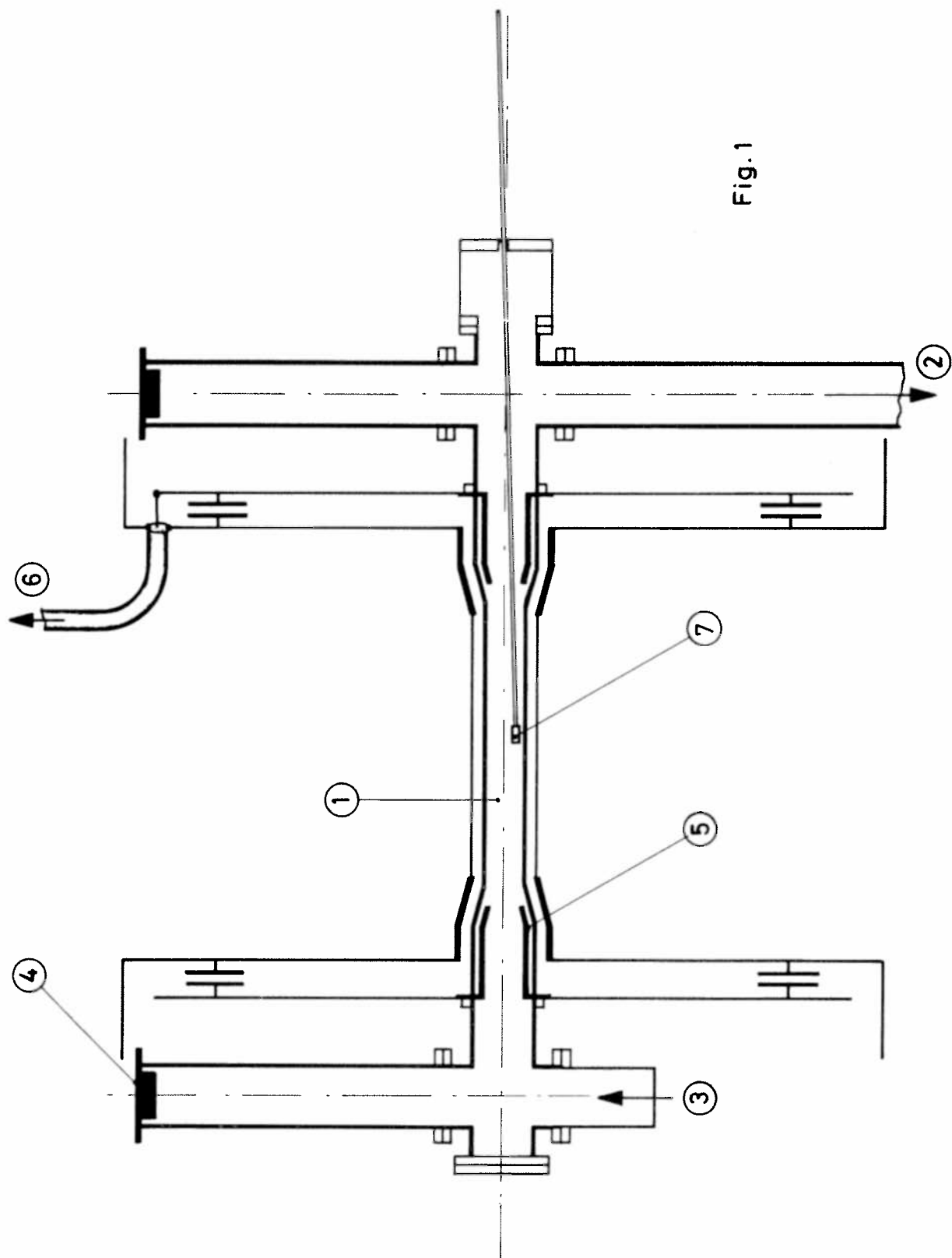
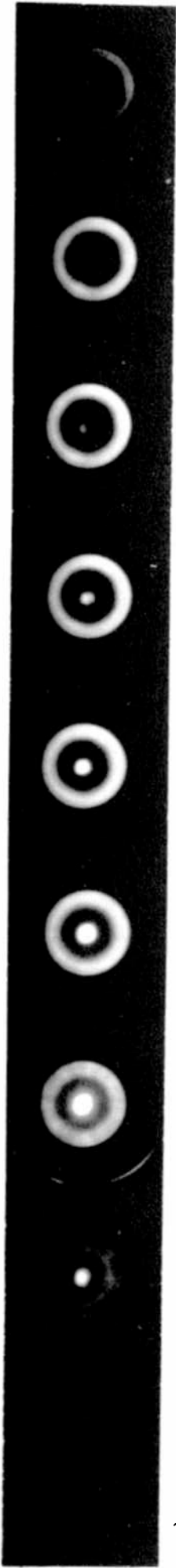


Fig.1



a)

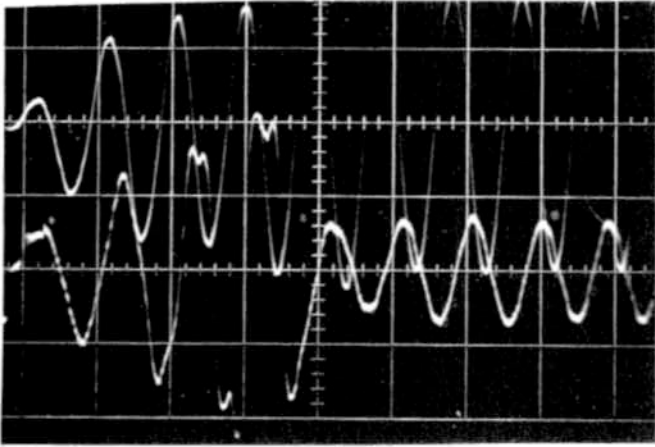


b)

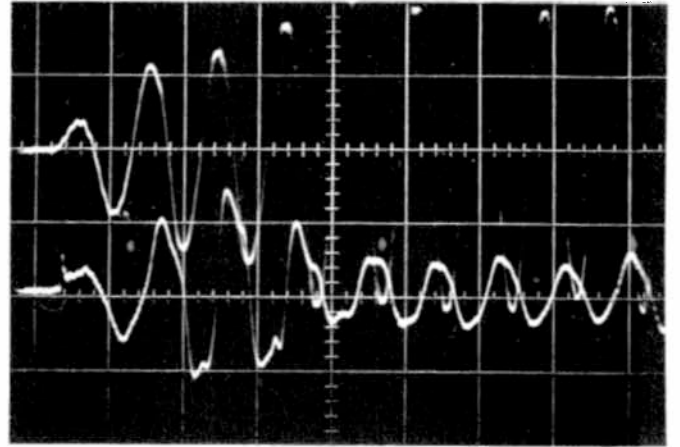


c)

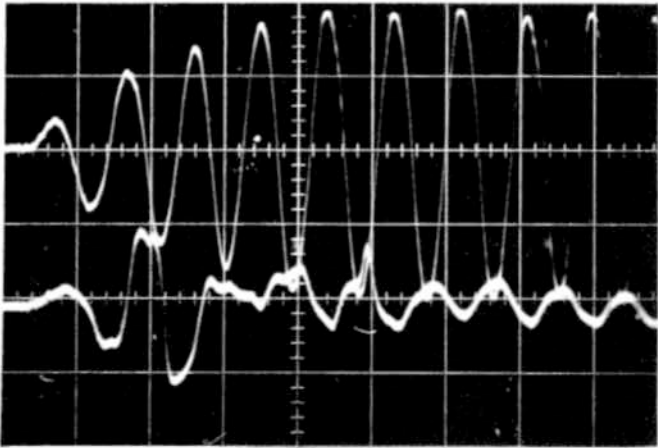
Fig. 2



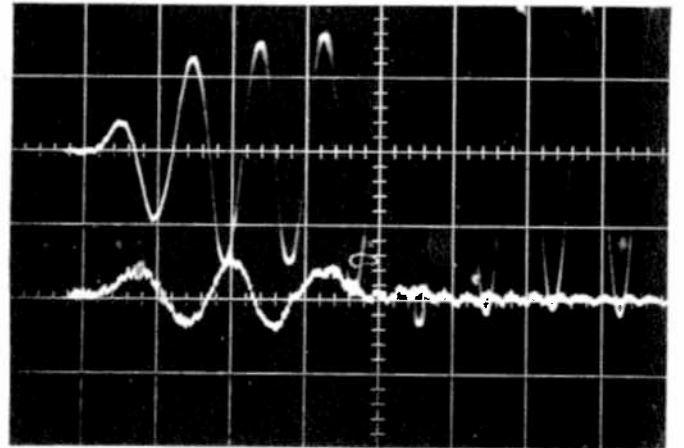
a) $p=100 \mu\text{HgH}^2$, $r=19 \text{ mm}$, $B= 0,3 \text{ KG/div.}$



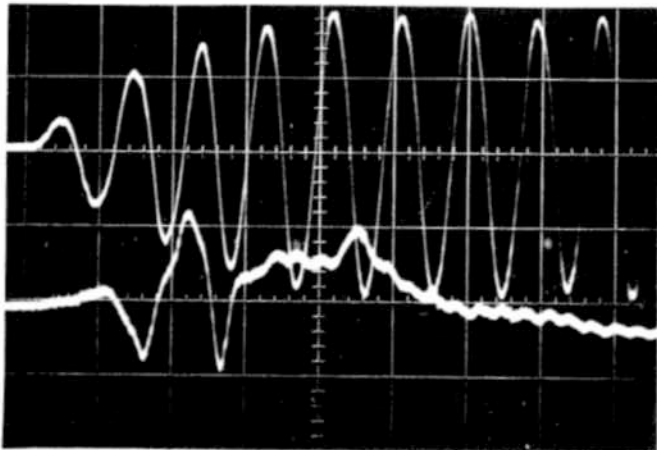
b) $p=60 \mu\text{HgH}^2$, $r=19 \text{ mm}$, $B= 0,6 \text{ KG/div.}$



c) $p=25 \mu\text{HgH}^2$, $r=18 \text{ mm}$, $B= 0,6 \text{ KG/div.}$



d) $p=100 \mu\text{HgH}^2$, $r=7 \text{ mm}$, $B= 0,15 \text{ KG/div.}$



e) $p=25 \mu\text{HgH}^2$, $r=9 \text{ mm}$, $B= 0,3 \text{ KG/div.}$

Fig. 3

Fig.4 Abscisse des zéros de B_0 en fonction du temps

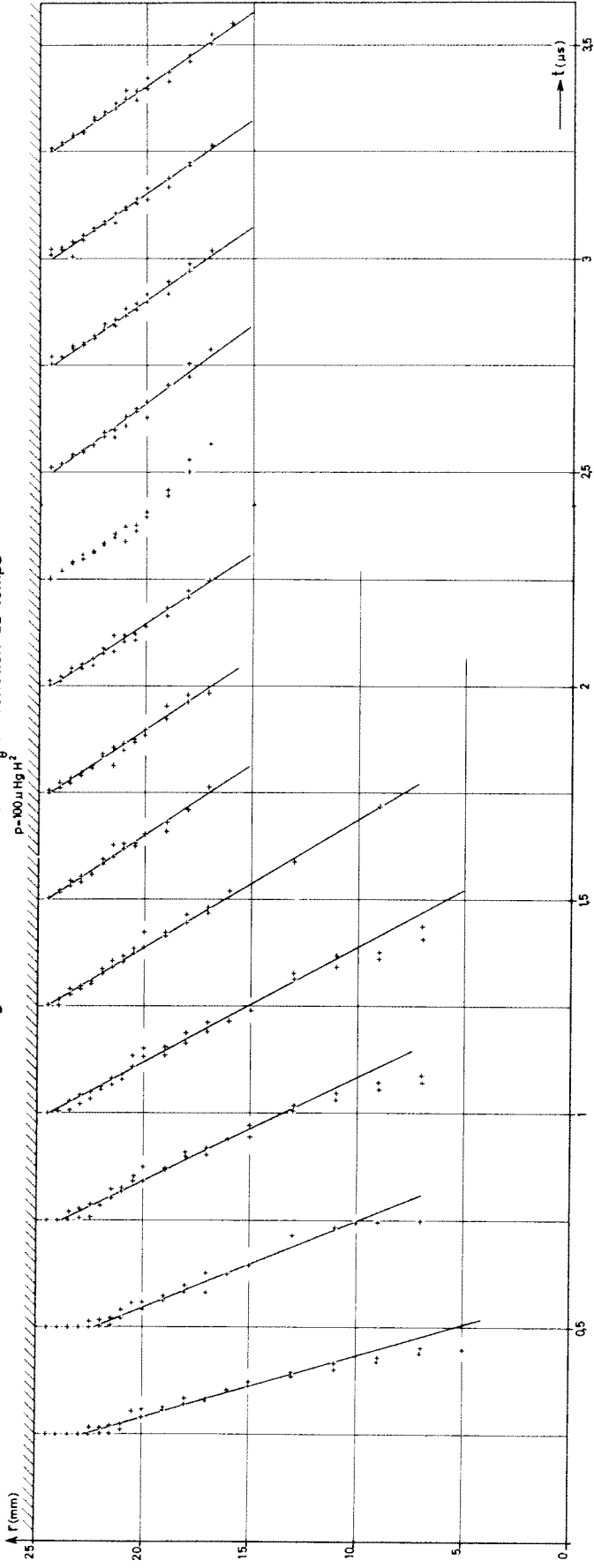
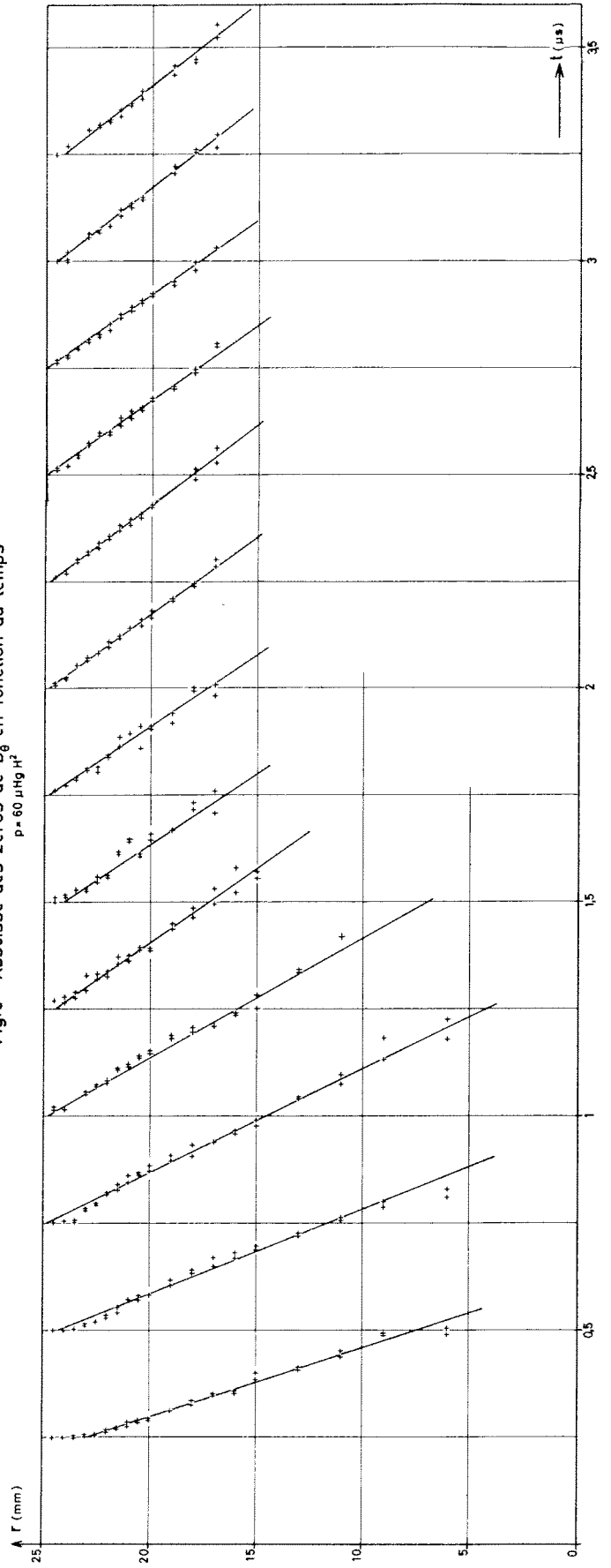


Fig.5 Abscisse des zéros de B_0 en fonction du temps



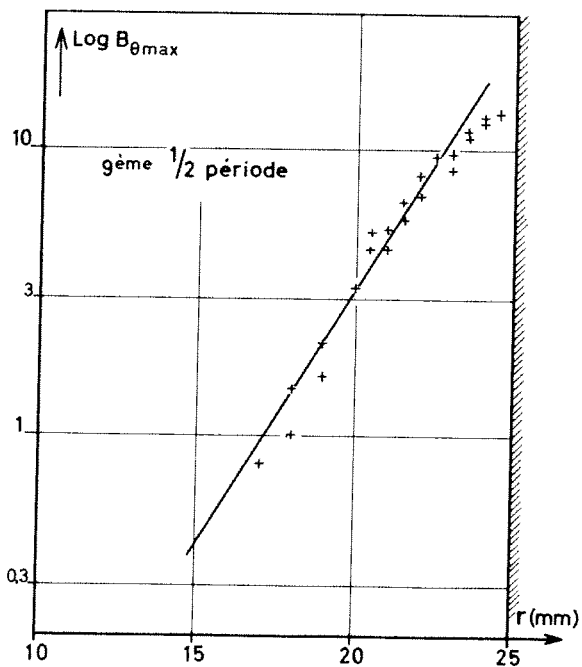
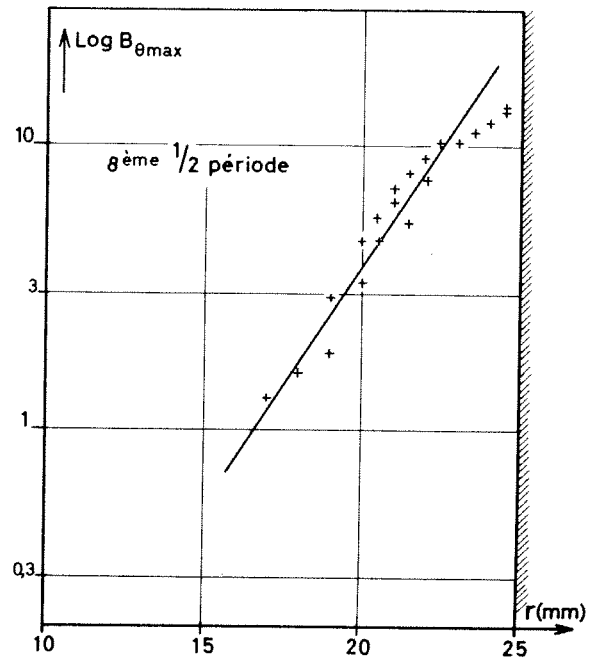
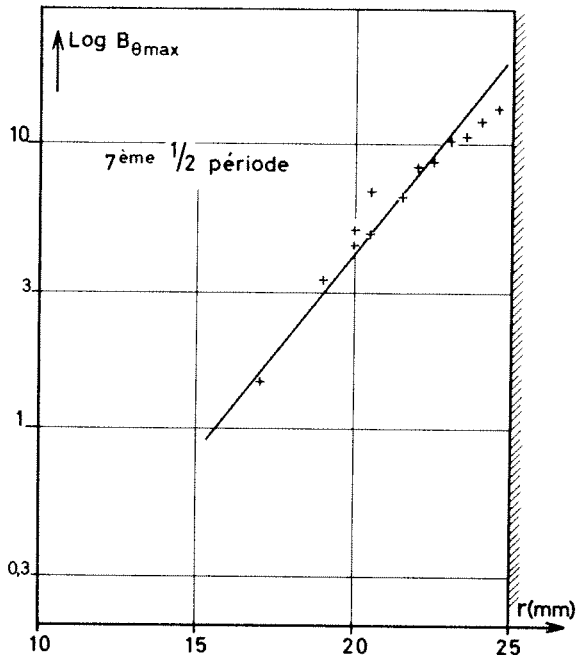
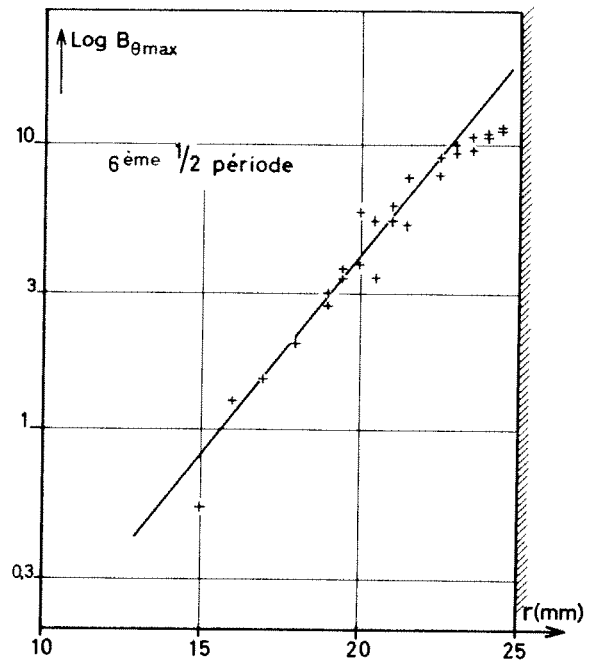
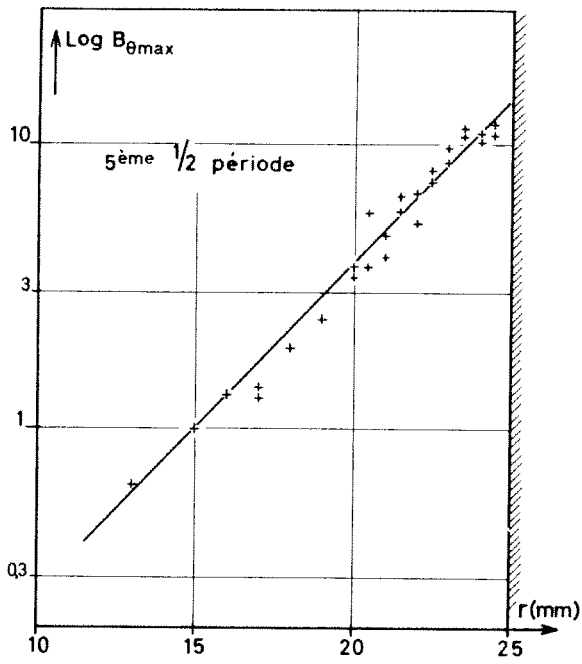
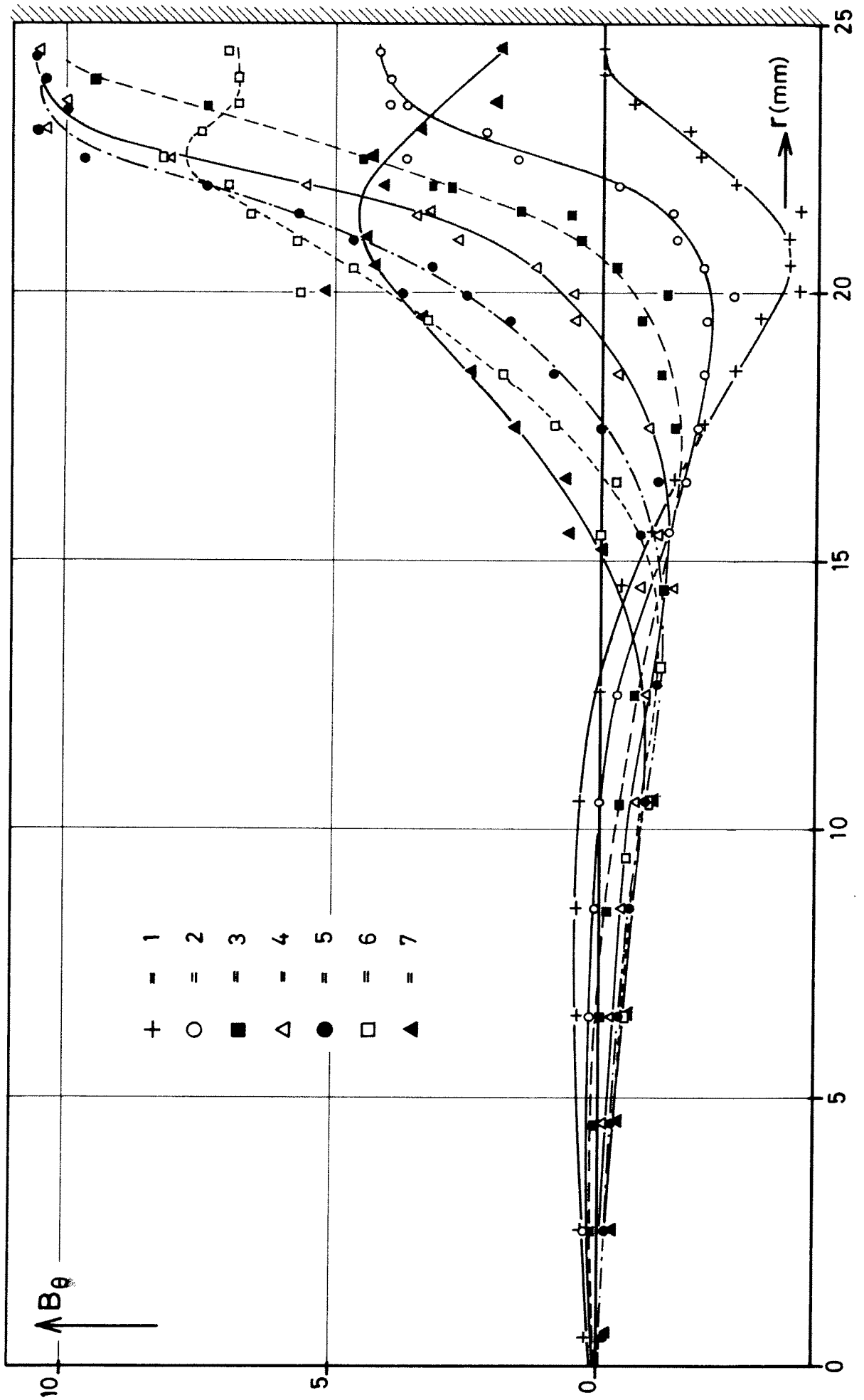


Fig.6 Logarithme du module de B_{θ} en fonction du rayon

Fig. 7



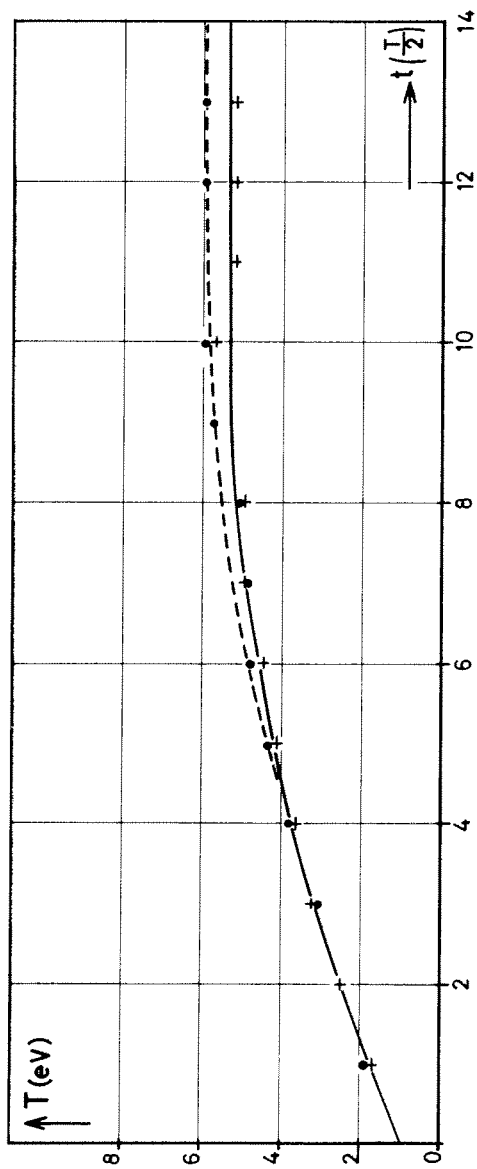


Fig. 9

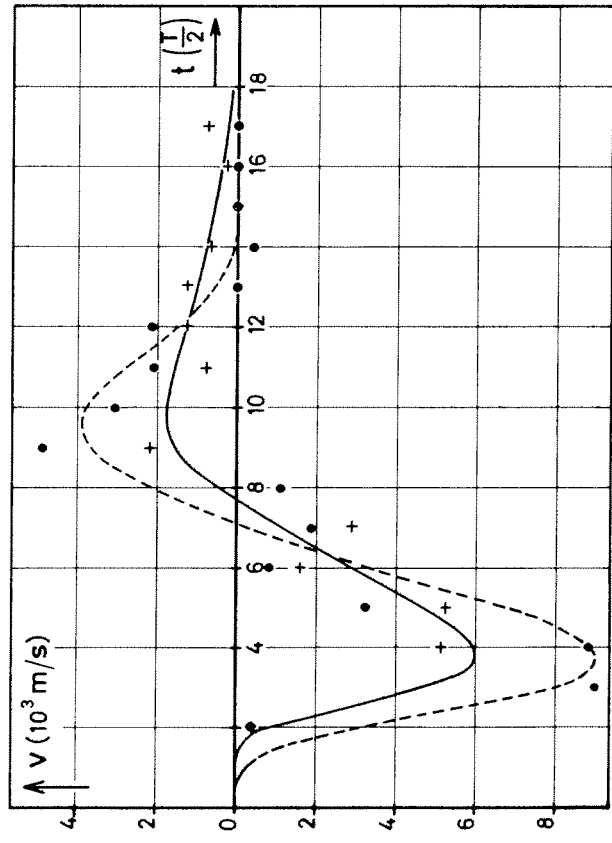


Fig. 10

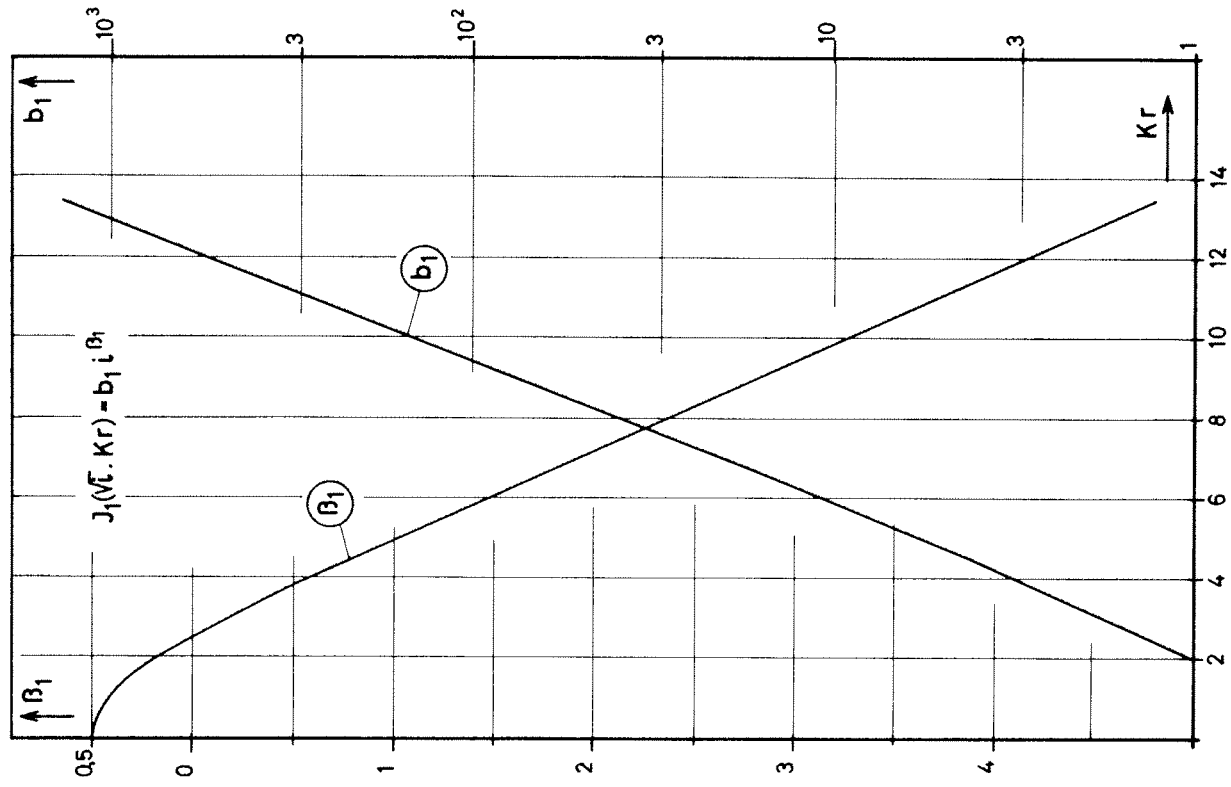


Fig. 8