

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 51 (1978)
Heft: 5-6

Artikel: Effet de peau anormal dans un plasma d'argon
Autor: Joye, B. / Schneider, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114977>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 21.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Effet de peau anormal dans un plasma d'argon¹⁾

par **B. Joye et H. Schneider**

Institut de Physique de l'Université, Fribourg, Suisse

(21.XII.1978)

Abstract. We have measured the penetration of an electromagnetic wave ($\omega \ll \omega_{pe}$) in a cylindrical argon plasma ($10^{12} \text{ cm}^{-3} < \bar{n}_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \simeq 2 \text{ eV}$). Since the mean free path and the distance an electron travels during a time ω^{-1} are bigger than or comparable with the skin depth δ (defined by $\delta^{-1} = \text{Re}(i\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$, where σ is the electrical conductivity), a local relationship between \mathbf{j} and \mathbf{E} is not applicable, and the penetration becomes anomalous. Our experiments show, under these conditions, a sharp minimum of the amplitude of the magnetic field, as well as a strong variation of the phaseshift. An increase in the surface impedance of the plasma is also observed. Some results with a steady axial magnetic field, and comparisons with theory are presented.

I. Introduction

La pénétration d'une onde électromagnétique dans un plasma sans champ magnétique extérieur est fortement amortie dès que ω , la fréquence angulaire de l'onde, est plus petite que la fréquence de plasma des électrons ω_{pe} ($\omega_{pe}^2 = n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e$ où e , m_e et n_e représentent la charge, la masse et la densité des électrons). Pour cet effet de peau normal, la décroissance du champ est caractérisée par l'épaisseur de peau δ définie par $\delta^{-1} = \text{Re}(i\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$ où σ est la conductivité électrique. Ce résultat, obtenu à partir des équations de Maxwell, ne tient pas compte du mouvement des électrons, car il se base sur une relation locale entre la densité de courant et le champ électrique, de la forme $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = \sigma(\mathbf{x})\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$.

Lorsque l'agitation thermique des électrons devient importante, une relation locale entre \mathbf{j} et \mathbf{E} n'est plus applicable. En effet, si les électrons parcourent en un temps ω^{-1} , et sans subir de collisions, une distance plus grande que l'épaisseur de peau, le courant en un point ne sera plus uniquement déterminé par la valeur du champ électrique en ce point. Dans ce cas il est nécessaire de tenir compte de l'intégrale des forces électromagnétiques subies par l'électron tout au long de sa trajectoire. Cet effet de peau anormal conduit à des écarts importants par rapport au cas normal.

Les conditions nécessaires à l'effet anormal sont satisfaites dans les métaux, pour de basses températures et de très hautes fréquences. A. B. Pippard [1], le premier, a remarqué que l'impédance superficielle est indépendante de la fréquence de collision lorsque $l \gg \delta$ (l est le libre parcours moyen des électrons). Il donne une explication intuitive en supposant que seuls les électrons dont tout le libre parcours moyen est situé dans l'épaisseur de peau contribuent à l'impédance. Suivant ce concept d'électrons

¹⁾ Travail subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

efficaces', il obtient pour δ une expression qui est qualitativement correcte, et indépendante de la fréquence de collision. Ses résultats sont confirmés par une théorie cinétique dans le cas extrêmement anormal [2].

E. S. Weibel [3] a calculé la pénétration d'une onde électromagnétique dans un plasma semi-infini. Ses résultats montrent une variation non exponentielle du champ pouvant présenter un ou plusieurs minima. R. A. Demirkhanov et al. [4] avaient mesuré antérieurement une variation non monotone du champ dans un plasma de xénon produit par la haute fréquence. Afin d'éviter tout effet non linéaire, des mesures à faible puissance ont été effectuées [5–11]. Les résultats de H. A. Blevin et al. [8] et D. L. Jolly [9] dans un plasma cylindrique de mercure montrent nettement un minimum d'amplitude à environ 1 cm de l'axe. Ce minimum a également été observé dans un plasma d'argon [10, 11].

Trois théories sans champ magnétique extérieur sont actuellement disponibles en géométrie cylindrique. H. A. Blevin et al. [8] admettent un profil de densité en forme de courbe de Gauss (ce qui permet de supprimer les parois). T. M. Tran [12] et Yu. S. Sayasov [13] supposent une densité homogène et réflexion spéculaire des électrons à la paroi. T. M. Tran [12] a traité le problème numériquement, et Yu. S. Sayasov [13] analytiquement. En présence d'un champ magnétique extérieur, les théories [14, 15] prévoient des modifications importantes. R. G. Storer et al. [15] ont montré théoriquement que le profil du champ magnétique de l'onde est fortement affecté par le champ statique extérieur dès que le rayon gyromagnétique des électrons est plus petit que le rayon du plasma.

Dans ce travail, nous avons étudié la pénétration d'une onde de fréquence radio ($0.32 \text{ MHz} < f < 14 \text{ MHz}$) dans un plasma cylindrique d'argon produit par décharge de condensateurs. La densité électronique est comprise entre 10^{12} cm^{-3} et 10^{13} cm^{-3} , et la température est d'environ 2 eV. En particulier, nous avons mesuré l'amplitude et la phase du champ magnétique, en fonction du rayon, lorsque la pénétration commence à devenir anormale. A partir de ces mesures, il nous a été possible de calculer l'impédance superficielle du plasma. Des résultats d'amplitude et de phase en présence d'un faible champ magnétique statique sont présentés, à notre connaissance, pour la première fois.

II. Expérience

1. Choix des conditions nécessaires à l'effet anormal

A partir des équations de Maxwell:

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

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

et d'une relation linéaire locale entre la densité de courant et le champ électrique $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, on obtient dans une géométrie plane une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ caractérisée par l'épaisseur de peau δ :

$$\delta^{-1} = \text{Re} (i\omega\mu_0\sigma)^{1/2} \quad (3)$$

(nous avons négligé le courant de déplacement et fait l'hypothèse de la quasi-neutralité).

La conductivité du plasma s'exprime par :

$$\sigma = \frac{\varepsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu + i\omega} \quad (4)$$

ν est la fréquence de collision des électrons pour transfert de quantité de mouvement.

En posant

$$\varepsilon = \arctg \frac{\nu}{\omega} \quad (5)$$

on peut définir

$$\delta_0 = \delta \cos \frac{\varepsilon}{2}. \quad (6)$$

A l'aide de (3), (4), (5) et (6) on obtient :

$$\delta_0 = \frac{c}{\omega_{pe}} (1 + \nu^2/\omega^2)^{1/4}. \quad (7)$$

Les deux conditions nécessaires à un effet anormal peuvent s'écrire :

$$l \gtrsim \delta_0 \quad (8)$$

$$d \gtrsim \delta_0. \quad (9)$$

l est le libre parcours moyen des électrons défini par $l = u/\nu$, et $d = u/\omega$ représente la distance parcourue durant un temps ω^{-1} . La vitesse la plus probable est $u = (2kT_e/m_e)^{1/2}$. En combinant les inégalités (8) et (9), il est possible de définir un paramètre d'anomalie :

$$1/\lambda = (\delta_0/l)^2 + (\delta_0/d)^2. \quad (10)$$

Weibel [3] a montré que dans un plasma semi-infini, des écarts par rapport à la théorie normale commencent à être sensibles pour $1/\lambda \gtrsim 3$.

La figure 1 représente $1/\lambda$ en fonction de la densité électronique pour une température de 2 eV et une pression de remplissage d'argon de 10 mTorr. Le paramètre est la fréquence $f = \omega/2\pi$. Pour le calcul de cette fonction, on a considéré la fréquence de collision des électrons comme somme des collisions électrons-ions et électrons-particules neutres. Selon [16], la fréquence de collision ν_{ei} électrons-ions est :

$$\nu_{ei} = \frac{n_e \Lambda}{3.44 \times 10^5 T_e^{3/2}}. \quad (11)$$

Dans cette expression n_e est en cm^{-3} et la température en électron-volt. Λ , le logarithme de Coulomb est donné par :

$$\Lambda = 23.5 - 1.15 \log n_e + 3.45 \log T_e \quad (\text{pour } T_e < 50 \text{ eV}) \quad (12)$$

ν_{en} a été calculé à partir des sections efficaces données dans [17] :

$$\nu_{en} = n_n \alpha'_{en} \quad (13)$$

α'_{en} est la fréquence de collision réduite et n_n la densité de particules neutres.

On peut remarquer que pour un plasma dont les paramètres sont constants, $1/\lambda$ possède un minimum en fonction de la fréquence qui se produit lorsque $\omega = \nu/\sqrt{2}$.

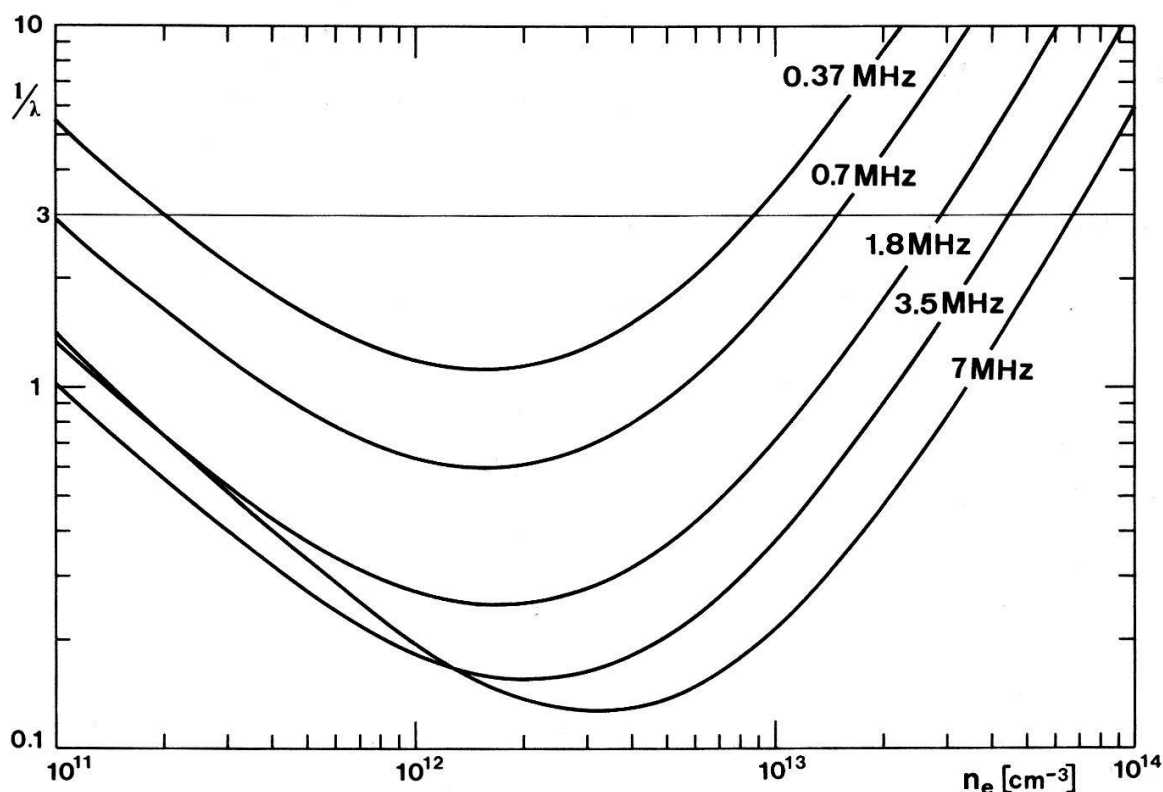


Figure 1

Paramètre d'anomalie $1/\lambda$ pour un plasma d'argon de 2 eV, et une pression de remplissage de 10 mTorr.

Pour cette fréquence, on trouve

$$(1/\lambda)_{\min} \sim \frac{3^{3/2}}{2} (\delta_{sc}/l)^2 \quad (14)$$

avec $\delta_{sc} = c/\omega_{pe}$ épaisseur de peau sans collision.

En ne tenant compte que des collisions électrons-ions, le membre de droite de (14) ne dépend que de n_e et T_e . Pour un effet anormal, la condition $1/\lambda < 3$ exige que :

$$T_e > T_{\text{crit}} \sim 1.56 \times 10^{-4} n_e^{1/4} \Lambda^{1/2}. \quad (15)$$

Le tableau 1 donne les valeurs de température critique en fonction de la densité, ainsi que la fréquence pour laquelle $1/\lambda$ est minimum.

Tableau 1

Température et densité pour lesquelles $1/\lambda = 3$ lorsque $\omega = v/\sqrt{2}$.

n_e	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	[cm ⁻³]
T_{crit}	0.26	0.45	0.79	1.39	[eV]
$f(1/\lambda)_{\min}$	2.17	9.1	37.9	158	[MHz]

Naturellement, l'existence des collisions dues aux particules neutres diminue le libre parcours moyen des électrons, ce qui augmente $1/\lambda$. La température doit donc être plus élevée que celle indiquée sur le tableau pour rendre $1/\lambda < 3$. Il est dès lors très difficile d'obtenir dans la post-décharge (afterglow) les valeurs de densité et de température

nécessaires à un effet anormal, pour des fréquences qui permettent de mesurer le profil du champ sur tout le rayon. C'est pourquoi les mesures ont été effectuées durant le passage du courant qui maintient la température à environ 2–2.3 eV.

2. Appareillage

La figure 2 montre schématiquement l'installation expérimentale. Le cylindre de pyrex d'une longueur de 1 m et de 9.5 cm de diamètre intérieur est limité à ses deux extrémités par des électrodes planes en acier inoxydable. Une pompe à diffusion crée un vide préliminaire de 10^{-6} Torr. L'entrée du gaz se fait par un piège à refroidissement du côté de l'anode (un deuxième piège se trouve à l'autre extrémité du cylindre). Durant les mesures, le gaz s'écoule continuellement dans le tube. La pression de remplissage d'argon de 10 mTorr est mesurée à l'aide d'un manomètre digital électronique (Datametrics Type 1174).

Le plasma est produit par décharge d'une batterie de condensateurs ($1-10 \times 7.7 \mu\text{F}$) sur une résistance ($1.25-20.1 \Omega$) et une bobine d'induction de 2.2 mH. L'intensité et la période du courant, mesurées au moyen d'une bobine Rogowski, peuvent être modifiées en variant la tension (5–10 kV), la résistance ainsi que la capacité. Pour obtenir des décharges sûres à basse pression, un système de pré-ionisation a été monté à la cathode. Ce système produit une décharge amortie d'un condensateur de $0.7 \mu\text{F}$ chargé à 7 kV, et permet un déclenchement sans retard du courant principal. Ce courant sinusoïdal a une valeur maximale, dans ces expériences, de 500 A, ce qui correspond à une densité de $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Il provoque naturellement un champ magnétique B_θ (environ 20 Gauss au bord du cylindre pour $I = 500 \text{ A}$) [18].

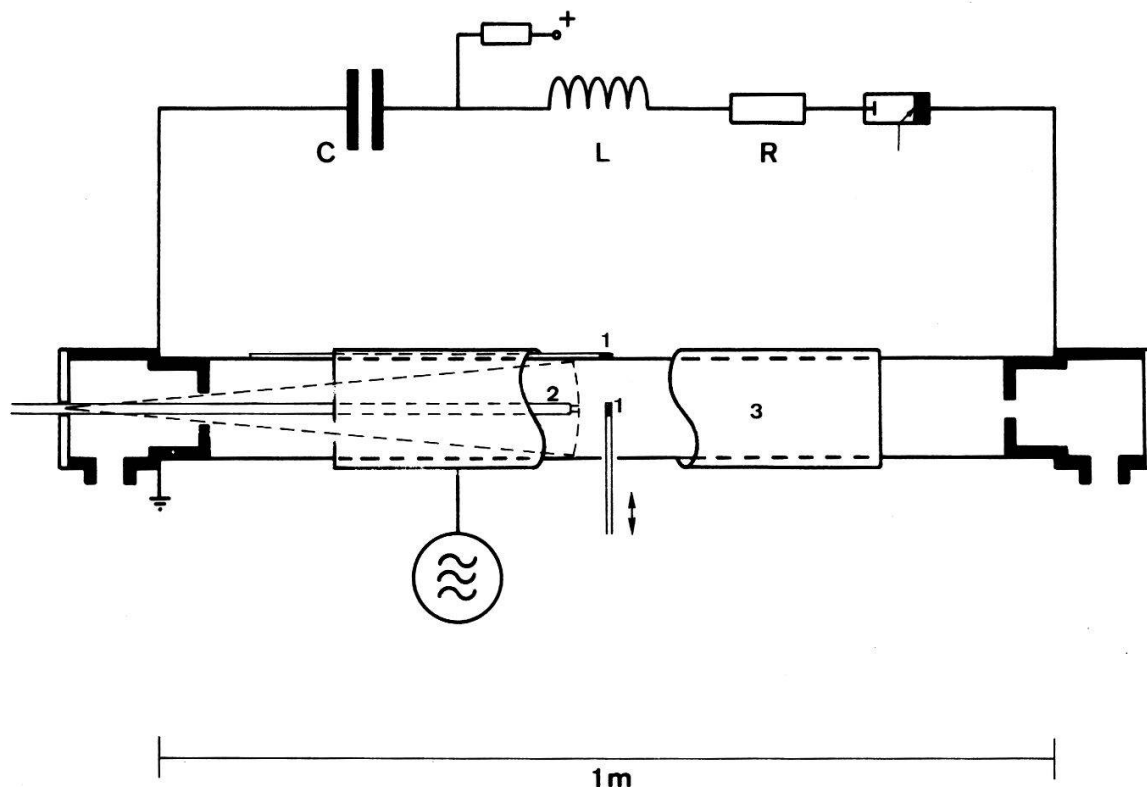


Figure 2
Schéma de l'installation. (1) sondes magnétiques, (2) sonde électrique double, (3) antenne.

L'émetteur de fréquence radio est relié à une bobine de cuivre (une spire, 60 cm de longueur et 6 cm de rayon) par 8 cables équidistants, de manière à obtenir une répartition homogène du courant. Cette antenne produit un champ magnétique axial d'amplitude assez faible (environ 0.2 Gauss) pour exclure tout effet non linéaire. Le rapport de la pression magnétique à la pression thermique est typiquement de l'ordre de 5×10^{-4} .

Au milieu du tube de décharge, sur un diamètre, se trouve une ouverture cylindrique de 6 mm de diamètre dans laquelle une sonde magnétique miniature peut être déplacée, afin de mesurer le profil du champ magnétique alternatif. Une deuxième sonde, placée entre l'antenne et le tube de décharge, fournit une mesure de référence pour l'amplitude et la phase du champ. Après avoir été amplifiés par des adaptateurs résonnants, les signaux sont photographiés sur l'écran de l'oscilloscope (Tektronix Type 7844), et les résultats évalués à l'aide d'un coordinatographe.

3. Détermination des paramètres

(a) *Température et densité.* La température et la densité électroniques ont été mesurées avec une sonde électrique double [19], dont le circuit électronique est décrit dans [20, 21]. Elle est constituée de deux petites électrodes cylindriques de tungstène de 3.5 mm de longueur, fixées à l'extrémité d'un cylindre de verre de 9 mm de diamètre extérieur, placé axialement dans le tube de décharge. Deux fils de cuivre torsadés relient les électrodes à une source de tension réglable continûment de -36 V à $+36$ V. Pour obtenir le courant de sonde, la tension du secondaire du transformateur a été intégrée au moyen de l'amplificateur opérationnel de l'oscilloscope. Le rapport du courant de sonde à la tension mesurée sur l'oscilloscope est donné par [21]:

$$\frac{I}{V} = \tau \times 3.2 \times 10^2 \quad (I \text{ en ampère, } V \text{ en volt}) \quad (16)$$

où τ est la constante d'intégration (en s).

La caractéristique de la sonde représentée à la figure 3 a été dessinée point par point, en changeant entre chaque décharge la tension de la sonde. Différentes méthodes permettent de déterminer la température [22], entre autres:

$$T_e = \frac{2I_s + 0.85S \Delta V}{2\{S + 2(dI/dV)_{V=0}\}}. \quad (17)$$

I_s et ΔV sont définis à la figure 3. Lorsque la pente du courant ionique de saturation S est négligeable par rapport à la pente en $V = 0$, cette expression se réduit à la formule très simple:

$$T_e = \frac{\Delta V}{4}. \quad (18)$$

(T_e est en électron-volt si ΔV est en volt.) La température déterminée avec l'équation (18) diffère de celle calculée à partir de (17) d'au plus 2 % dans nos expériences. Nous avons donc toujours utilisé l'expression la plus simple.

La densité n_e s'exprime par [22]:

$$n_e = (m_i/kT_e)^{1/2} \frac{I_s}{KAe}. \quad (19)$$

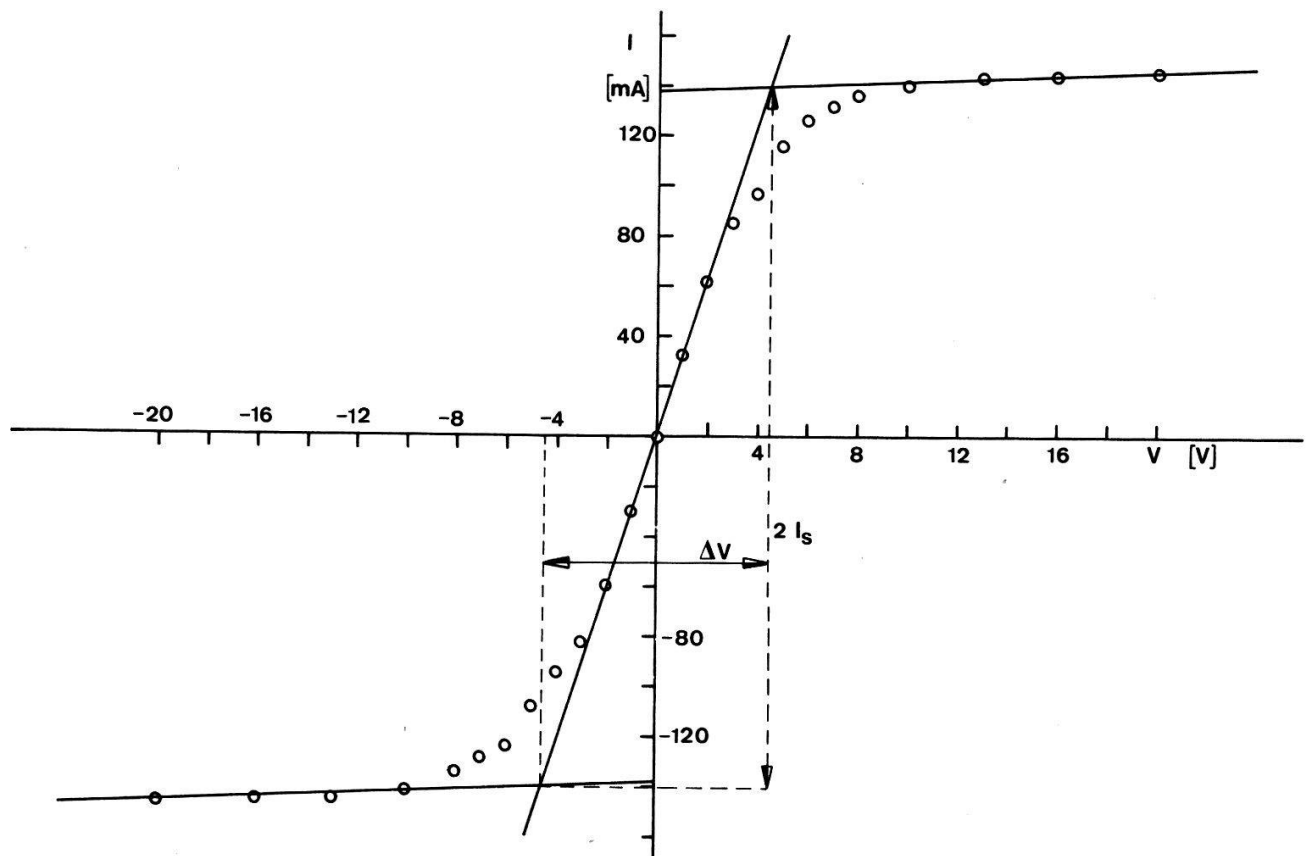


Figure 3
Caractéristique de la sonde double.

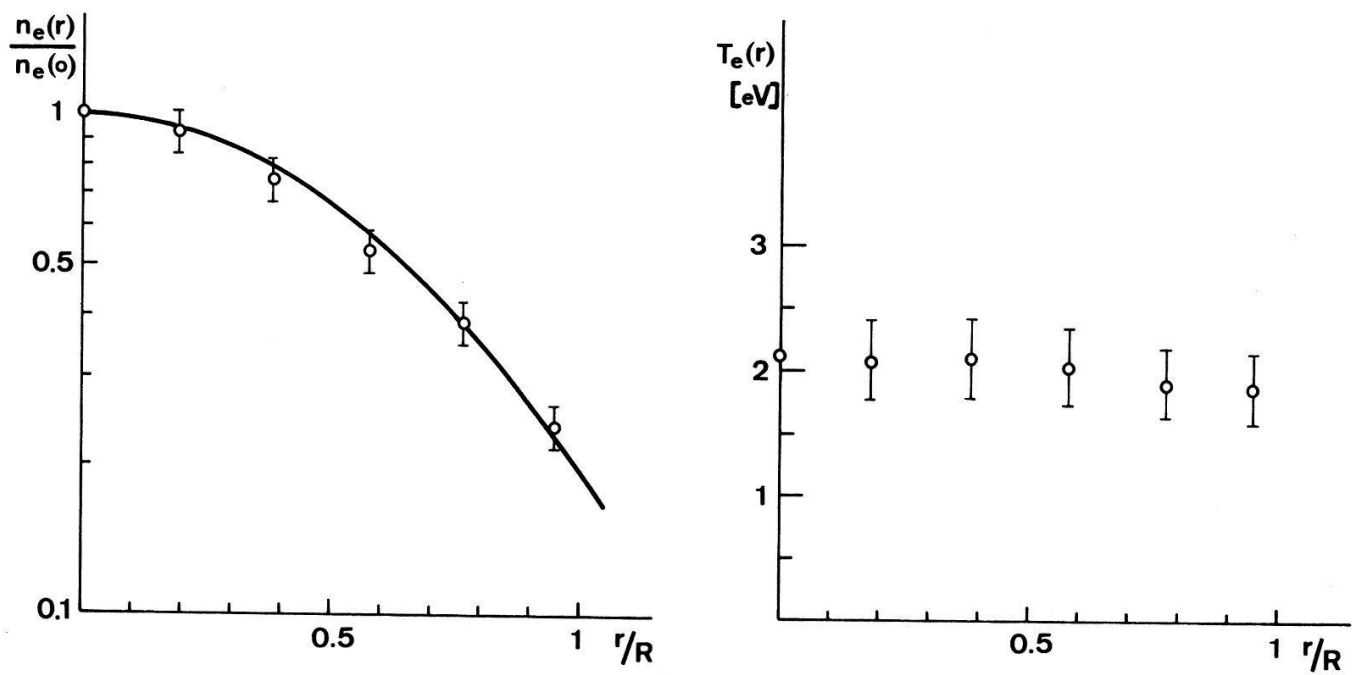


Figure 4
Profils de densité et température mesurés avec la sonde double.

K est une constante qui dépend du rapport T_i/T_e , et A la surface de l'électrode. En introduisant les valeurs dans la formule (19), on obtient pour l'argon :

$$n_e = 5.84 \times 10^{14} \frac{I_s}{T_e^{1/2}} \quad [I_s] = \text{A}, [T_e] = \text{eV}, [n_e] = \text{cm}^{-3}. \quad (20)$$

Naturellement les valeurs de K et A sont difficiles à déterminer exactement. Néanmoins, la densité calculée avec (20) correspond à la valeur de \bar{n}_e mesurée avec l'interféromètre à microondes (3 cm), en tenant compte du profil de densité de la figure 4. La densité moyenne \bar{n}_e vaut $0.65 n_0$, où n_0 est la valeur sur l'axe du cylindre.

(b) *Fréquence de collision.* La fréquence de collision des électrons peut être évaluée de deux manières différentes :

— par calcul de ν_{ei} et ν_{en} à partir de (11) et (13), et avec les valeurs mesurées de \bar{n}_e et T_e

— par calcul à partir de l'amplitude du champ magnétique au centre et de \bar{n}_e , avec des fréquences assez basses ($\omega \ll \nu$) pour que la pénétration soit normale. L'écart entre les deux méthodes est toujours inférieur à 10 %. Le tableau 2 résume les paramètres des trois plasmas utilisés.

Tableau 2
Paramètres des trois plasmas utilisés.

Plasma	$\bar{n}_e \times 10^{-12} [\text{cm}^{-3}]$	$T_e [\text{eV}]$	$(\nu_{ei} + \nu_{en}) \times 10^{-7}$	$\nu(BF) \times 10^{-7}$
1	9.75 ± 0.97	2.3 ± 0.4	11.3 ± 2.8	11.0 ± 1.6
2	3.6 ± 0.36	2.1 ± 0.3	6.7 ± 1.7	7.2 ± 1.1
3	1.4 ± 0.14	2.0 ± 0.3	4.5 ± 1.1	4.5 ± 0.7

III. Résultats

1. Sans champ magnétique extérieur

(a) *Amplitude.* Afin de pouvoir comparer les résultats avec la théorie linéaire, nous nous sommes efforcés de maintenir la puissance de l'émetteur aussi basse que possible. La photo (figure 5) montre le signal sur l'oscilloscope de l'amplitude du champ pour une fréquence de 4 MHz. La trace supérieure est la valeur sur l'axe, et la trace inférieure celle à 1 cm. L'échelle est la même pour les deux signaux (5 mV/division, 100 μs /division, retard de la décharge par rapport à l'oscilloscope = 100 μs). On voit très nettement pour $t = 80 \mu\text{s}$ et 820 μs que l'amplitude à 1 cm est beaucoup plus petite que celle sur l'axe. (Comme le courant de décharge est sinusoïdal, la densité passe deux fois par la même valeur.) A ce moment, la densité moyenne $\bar{n}_e = 2.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Les résultats des mesures d'amplitude du champ magnétique pour le plasma 1 ($\bar{n}_e = 9.75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.3 \text{ eV}$) sont représentés sur la figure 6a en fonction de la position radiale de la sonde. L'amplitude est normalisée à 1 au bord du cylindre. Les courbes de la figure 6b sont calculées en utilisant la théorie normale avec $\nu = 1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Pour la fréquence la plus basse (0.32 MHz), la figure 2 donne une valeur $1/\lambda = 3.5$, et effectivement la distribution du champ correspond aux résultats du

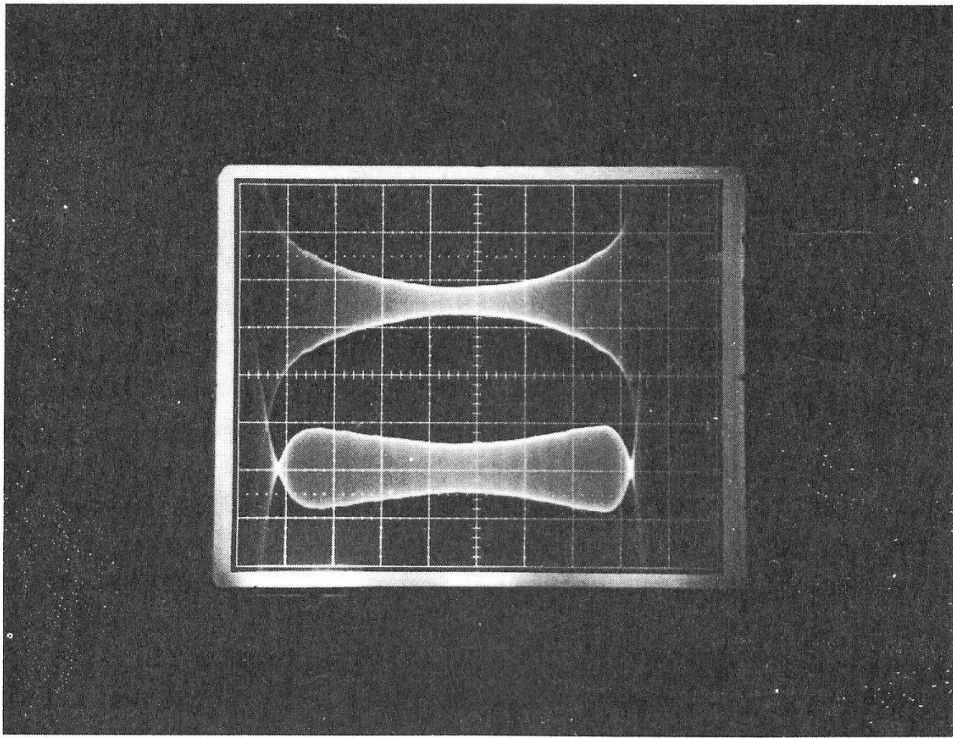


Figure 5

Photographie sur l'oscilloscope de l'amplitude du champ pour $f = 4$ MHz. Trace supérieure: axe. Trace inférieure: 1 cm. Même échelle pour les deux signaux: 5 mV/division, 100 μ s/division, retard de la décharge 100 μ s.

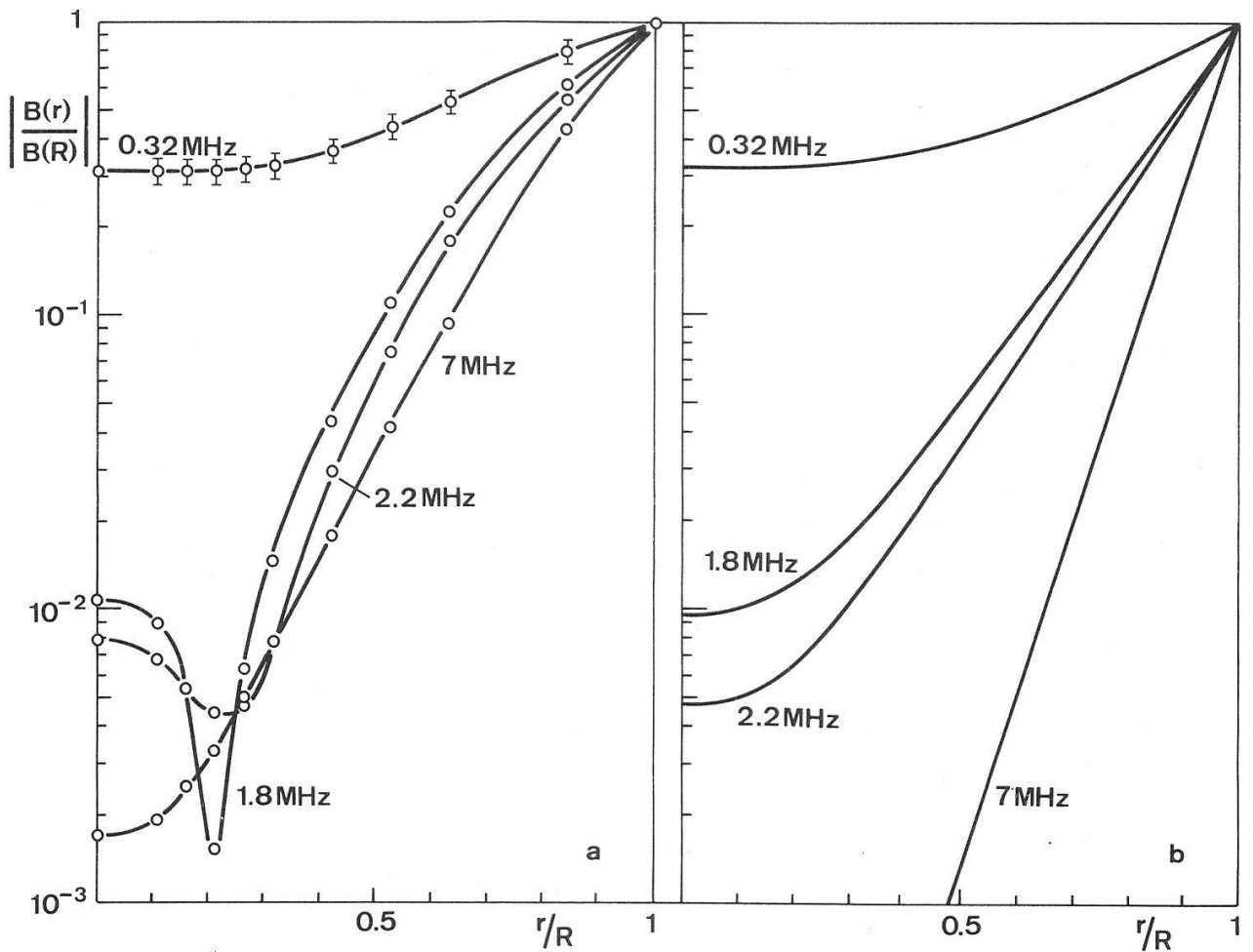


Figure 6

(a) Amplitude du champ magnétique pour le plasma 1 $\bar{n}_e = 9.75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.3 \text{ eV}$, $\nu = 1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$; (b) Cas normal.

cas normal. Pour les autres fréquences ($1/\lambda < 1$), les mesures montrent systématiquement une amplitude du champ plus grande que celle prévue par la théorie locale. Pour une certaine fréquence (ici 1.8 MHz) un minimum très prononcé apparaît à environ $\frac{1}{5}$ du rayon. L'allure de cette courbe est semblable à celles obtenues par D. L. Jolly [9] dans un plasma de mercure. Ce minimum n'existe que pour un domaine assez étroit de fréquences, car soit en augmentant, soit en diminuant la fréquence, la distribution du champ tend à redevenir monotone sans pour autant correspondre forcément au cas normal. Les points de mesure au bord du plasma pour $f = 0.32$ MHz sont légèrement plus hauts que la courbe calculée. Ceci provient du profil de densité qui provoque à la paroi une profondeur de pénétration plus grande que celle calculée avec une densité et une fréquence de collision moyennes. D'autre part, la présence du petit tube dans lequel se trouve la sonde magnétique cause une perturbation du champ. Cette faible erreur systématique peut être estimée $\approx 5\%$ lorsque $\delta_0 > 3$ mm [23], ce qui est le cas pour toutes les fréquences utilisées.

La figure 7a montre les résultats pour le plasma 2 ($\bar{n}_e = 3.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1$ eV). Les courbes de la figure 7b ont été calculées avec $\nu = 7.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Le minimum le plus prononcé se produit dans ces conditions pour $f = 3.5$ MHz. Pour le plasma 3 de la figure 8 ($\bar{n}_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.0$ eV), ce minimum existe pour $f = 7$ MHz. En variant la densité des électrons, la fréquence pour laquelle on observe le minimum d'amplitude varie, mais sa position reste pratiquement toujours la même.

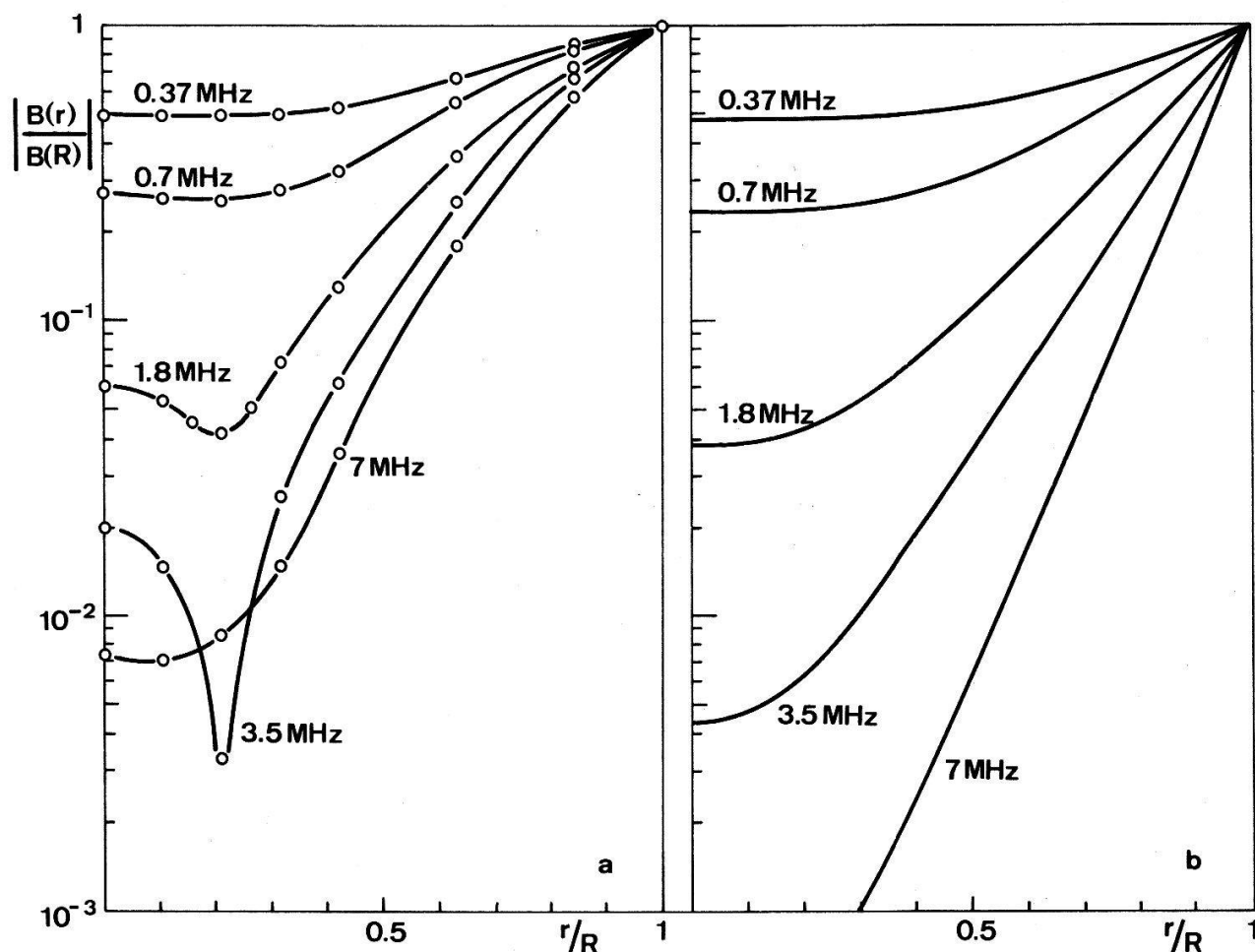


Figure 7

(a) Amplitude du champ magnétique pour le plasma 2 $\bar{n}_e = 3.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1$ eV, $\nu = 7.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; (b) Cas normal.

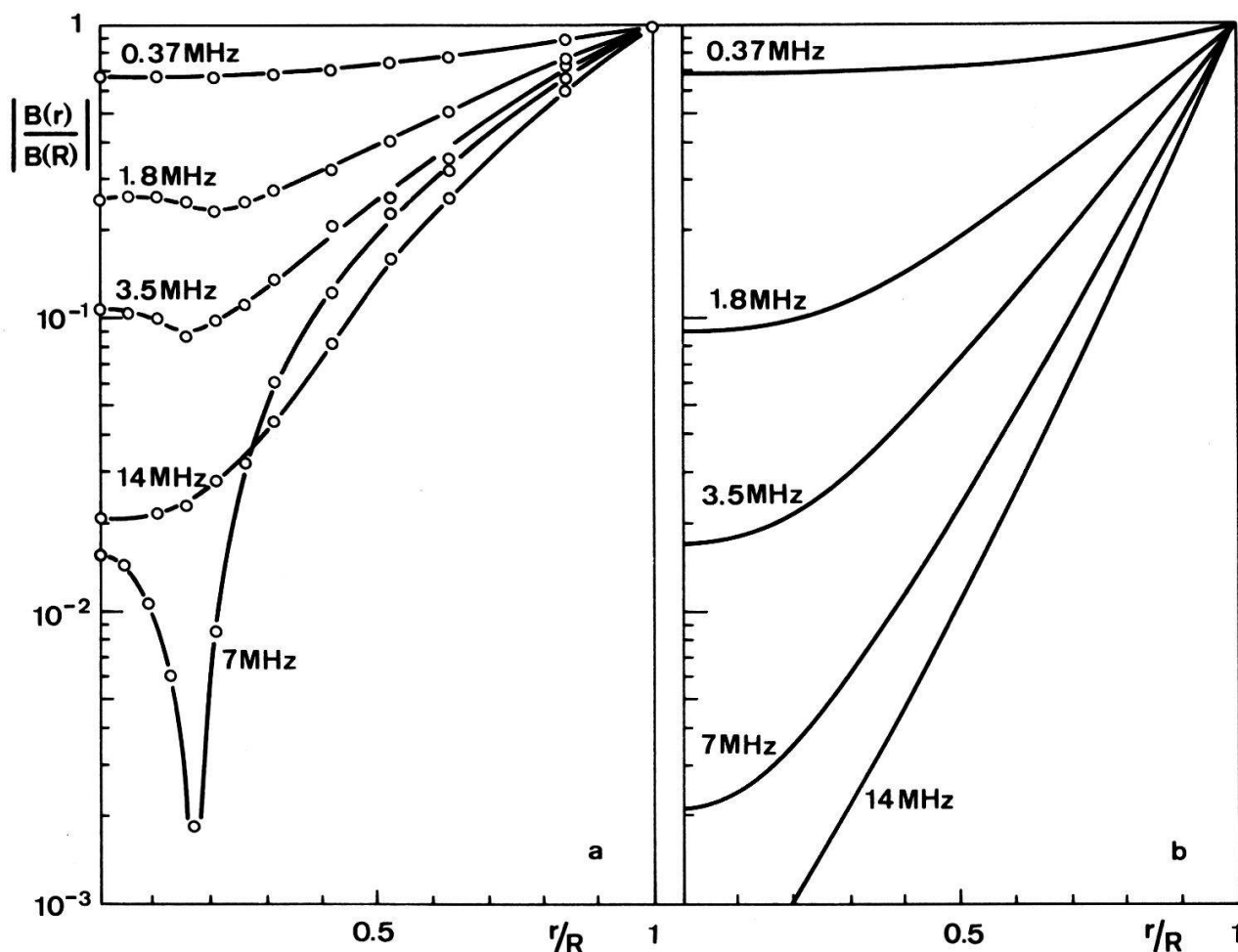


Figure 8
(a) Amplitude du champ magnétique pour le plasma 3 $\bar{n}_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $\nu = 4.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; (b) Cas normal.

La figure 9 représente la fréquence pour laquelle se produit ce minimum prononcé d'amplitude en fonction de $1/\bar{n}_e$ (la température est pratiquement constante de 2–2.3 eV). En observant les figures 6–8, on remarque que les courbes possédant ce minimum d'amplitude sont assez semblables (valeur au centre, forme du minimum etc.). On peut donc supposer que la grandeur δ_0 , définie par l'égalité (7), qui caractérise la pénétration (dans le cas normal, et en partie dans le cas anormal) doit être pratiquement la même pour ces trois cas. Le calcul montre que δ_0 est en fait compris entre 0.51 et 0.54 cm. En posant donc $\delta_0 = \text{constant}$, et en utilisant (7), il est possible de calculer analytiquement une relation entre f et \bar{n}_e . Avec les valeurs $T_e = 2.1 \text{ eV}$ et $\delta_0 = 0.53 \text{ cm}$, on obtient la ligne pleine de la figure 9. Ces mesures montrent donc que, dans nos conditions de température, le minimum se produit toujours lorsque $\delta_0 \simeq 0.53 \text{ cm}$.

Il faut remarquer aussi qu'il est possible de faire passer une droite par tous ces points. Mais nous n'avons pas trouvé d'explication physique à une relation linéaire entre f et $1/\bar{n}_e$.

On peut voir d'autre part des figures 2 et 6 à 8, que le paramètre d'anomalie $1/\lambda$ est également utilisable en géométrie cylindrique. Sa valeur limite de 3 (donnée par E. S. Weibel [3]) pour laquelle l'effet commence à devenir anormal dans le cas plan, s'est avérée la même dans notre plasma cylindrique. On a vu précédemment (équation (14))

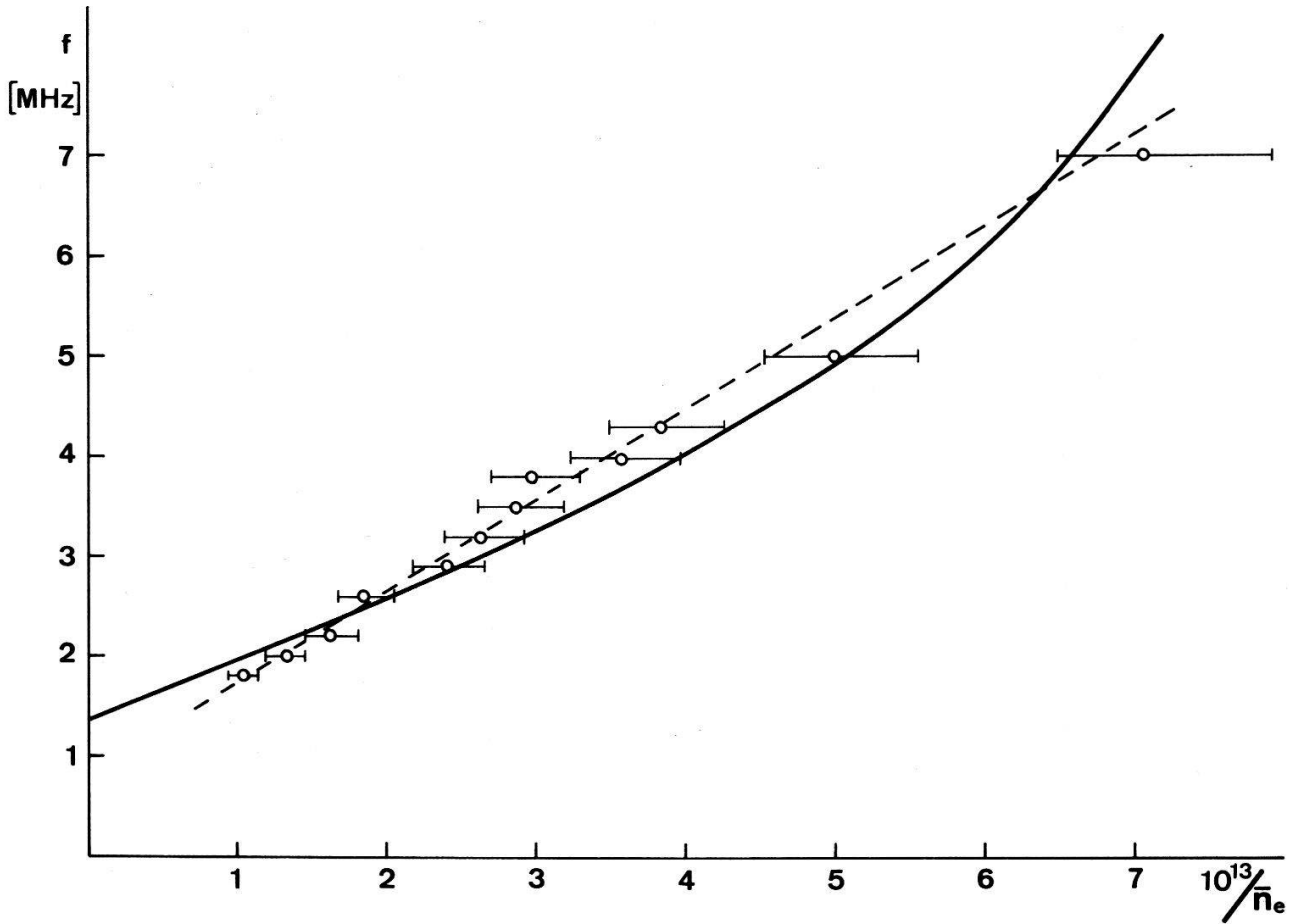


Figure 9

Relation entre la densité et la fréquence pour lesquelles se produit un minimum prononcé d'amplitude à environ 1 cm de l'axe.

que l'effet est le plus anormal (c'est-à-dire $1/\lambda$ minimum) pour $\omega = v/\sqrt{2}$. On pourrait penser que le minimum d'amplitude sur le rayon apparait lorsque $1/\lambda$ est le plus petit. Ceci n'est en fait pas le cas, comme le révèle la figure 9. En effet, sur cette figure, en augmentant f , la densité et donc la fréquence de collision décroissent, alors que selon $\omega = v/\sqrt{2}$, la fréquence de collision devrait croître linéairement avec f pour garder $1/\lambda$ minimum.

Des mesures d'amplitude sur l'axe du cylindre en fonction de la fréquence sont reportées sur la figure 10 pour le plasma 1 (voir figure 6: $\bar{n}_e = 9.75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.3 \text{ eV}$). Pour $f = 1.8 \text{ MHz}$, fréquence à laquelle existe le minimum d'amplitude, la valeur au centre correspond encore à la théorie locale (ligne pleine). On remarque pour $f \sim 3.8 \text{ MHz}$, une oscillation des valeurs mesurées. Ceci provient probablement du profil de densité. En effet dans le modèle théorique de H. A. Blevin et al. [8] (voir aussi [24]), les électrons se déplacent dans le potentiel parabolique provoqué par la densité en forme de courbe de Gauss. (Ce profil, dans sa partie centrale, correspond bien à l'expérience: la courbe pleine de la figure 4 est $n_e(r)/n_e(0) = \exp\{-(r/a)^2\}$ avec $a = 3.7 \text{ cm}$.) Dans ce potentiel, tous les électrons, quelle que soit leur vitesse, possèdent la même fréquence d'oscillation $\omega_0 = u/a$. Des résonances lorsque ω est un multiple de ω_0 sont prévues par la théorie [8]. En calculant $f_0 = \omega_0/2\pi$ dans nos expériences, on obtient 3.8 MHz , valeur qui correspond exactement à l'oscillation de l'amplitude mesurée.

L'existence du minimum d'amplitude sur le rayon du plasma peut être rendue plausible par la réflexion suivante. Les électrons qui se déplacent du bord vers le centre du plasma, acquièrent une impulsion dans le champ qui est grand à la paroi. Grâce à leur vitesse, ils parviennent à l'intérieur du plasma où le champ est faible. On peut donc penser que le minimum d'amplitude se produira à l'endroit où le courant provoqué par les électrons venant de la surface sera en opposition de phase avec le courant existant à l'intérieur (phénomène d'interférence mentionné par E. S. Weibel [3]). Naturellement la géométrie cylindrique est un facteur important, mais il a été montré [3] que la présence d'une seule paroi occasionne déjà des minima. Comme les électrons provenant de la paroi sont relativement peu nombreux, leur influence ne deviendra importante que dans les couches profondes, où l'amplitude du champ est faible. (Pour nos conditions de température, le minimum d'amplitude a toujours été observé lorsque $|B_z(0)/B_z(R)| \sim 10^{-2}$, et à environ 1 cm de l'axe.)

Suivant cette explication, le profil de densité favorise l'existence du minimum. Il provoque en effet au bord un libre parcours moyen plus grand, et une décroissance du champ plus faible que si le plasma était homogène.

(b) *Déphasage.* On vient de voir que le minimum existe à l'endroit où les deux groupes d'électrons sont en opposition de phase. Il est donc normal que la perturbation de la phase soit la plus grande à cet endroit. Les mesures de déphasage confirment ce

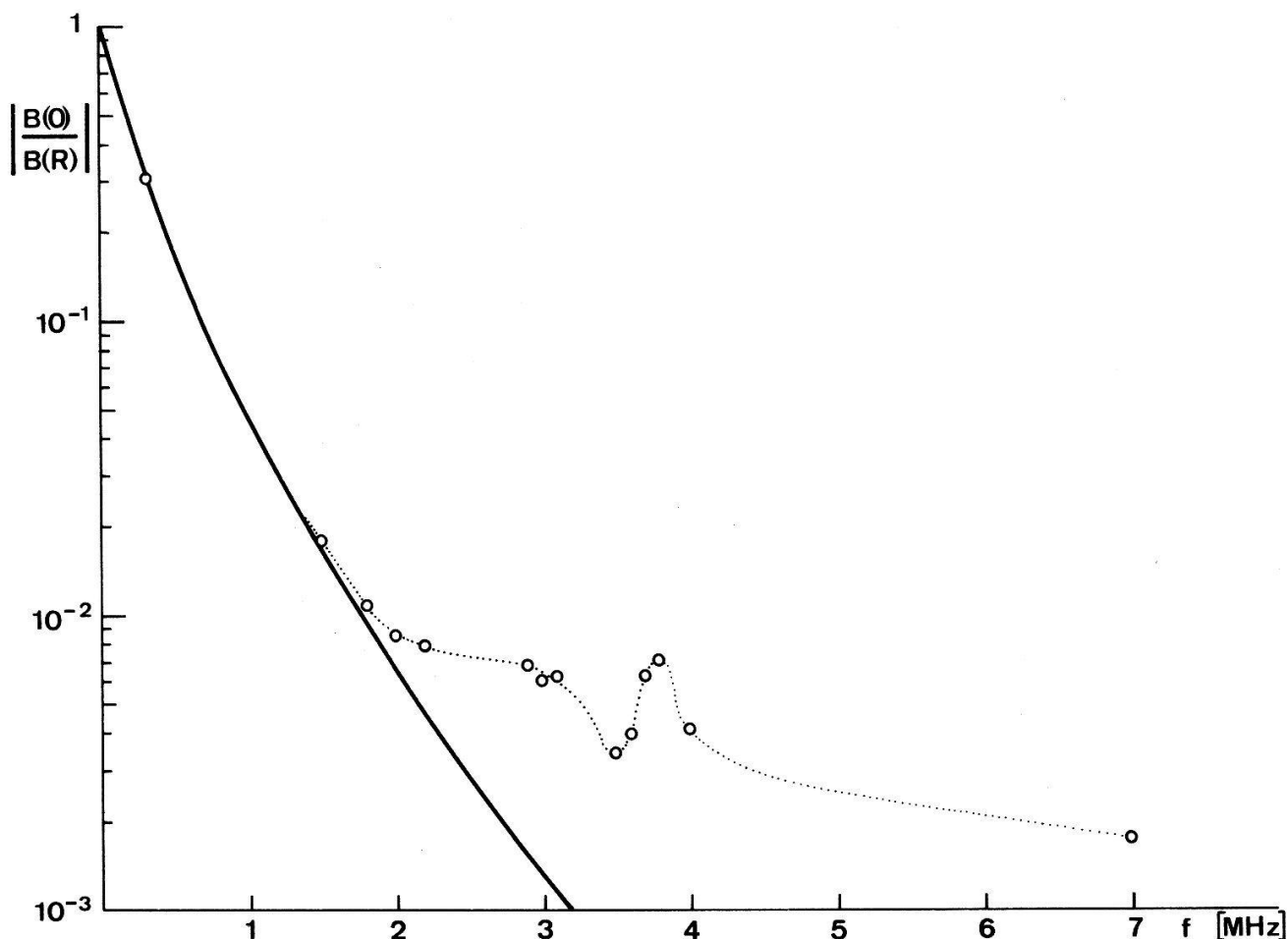


Figure 10
Amplitude du champ sur l'axe en fonction de la fréquence pour le plasma 1.

fait. Sur les figures 11 et 12, est représentée $\Phi(r)$ pour les plasmas 2 et 3. On remarque une brusque variation de la phase pour la même fréquence et au même endroit que le minimum d'amplitude. Au bord du plasma, la phase est presque la même pour toutes les fréquences, et dans le cas anormal, beaucoup plus petite que celle prévue par la théorie classique. Pour 7 MHz (figure 11) et 14 MHz (figure 12), par exemple, elle reste sur tout le rayon plus petite que $\pi/2$.

(c) *Comparaison avec la théorie.* La comparaison des résultats expérimentaux avec les trois théories [8, 12, 13] mentionnées dans l'introduction offre quelques difficultés.

Le modèle théorique de H. A. Blevin et al. [8] ne possède pas de parois. Il ne permet pas une comparaison stricte, car il supprime le phénomène physique de réflexion à une paroi fixe. D'autre part, la distance à l'axe est alors un paramètre libre. Mais, comme l'a montré D. L. Jolly [9], les paramètres peuvent être choisis de manière à ce que les courbes théoriques reproduisent les caractéristiques principales du profil du champ.

La figure 13 représente les résultats d'amplitude mesurée juste après la fin du courant de décharge, pour un plasma dont les paramètres mesurés sont $\bar{n}_e = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \simeq 1 \text{ eV}$, $\nu = 4.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. A ce moment, le profil de densité plus plat que pendant le courant permet une comparaison avec la théorie de T. M. Tran [12]

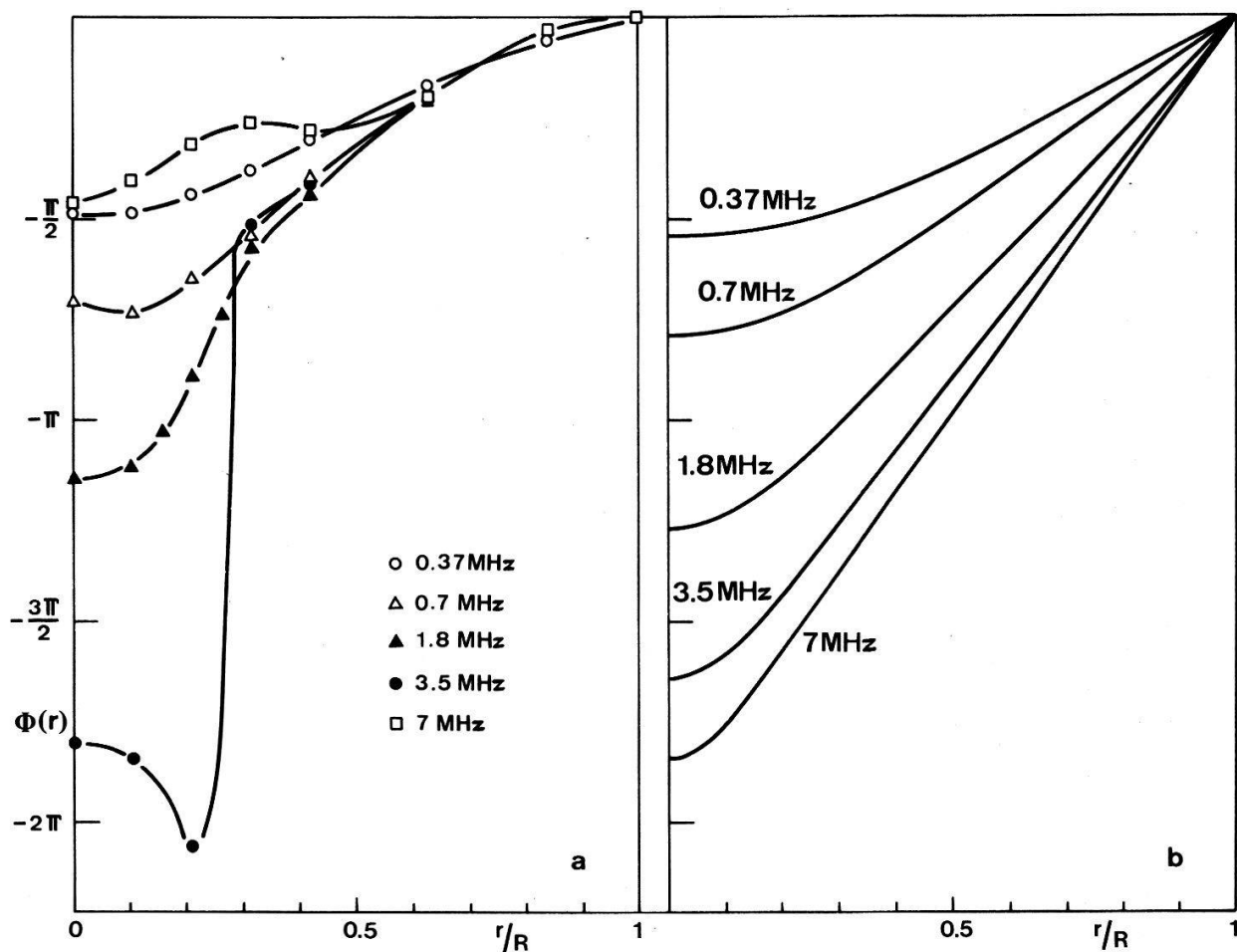


Figure 11
(a) Phase mesurée pour le plasma 2; (b) Cas normal.

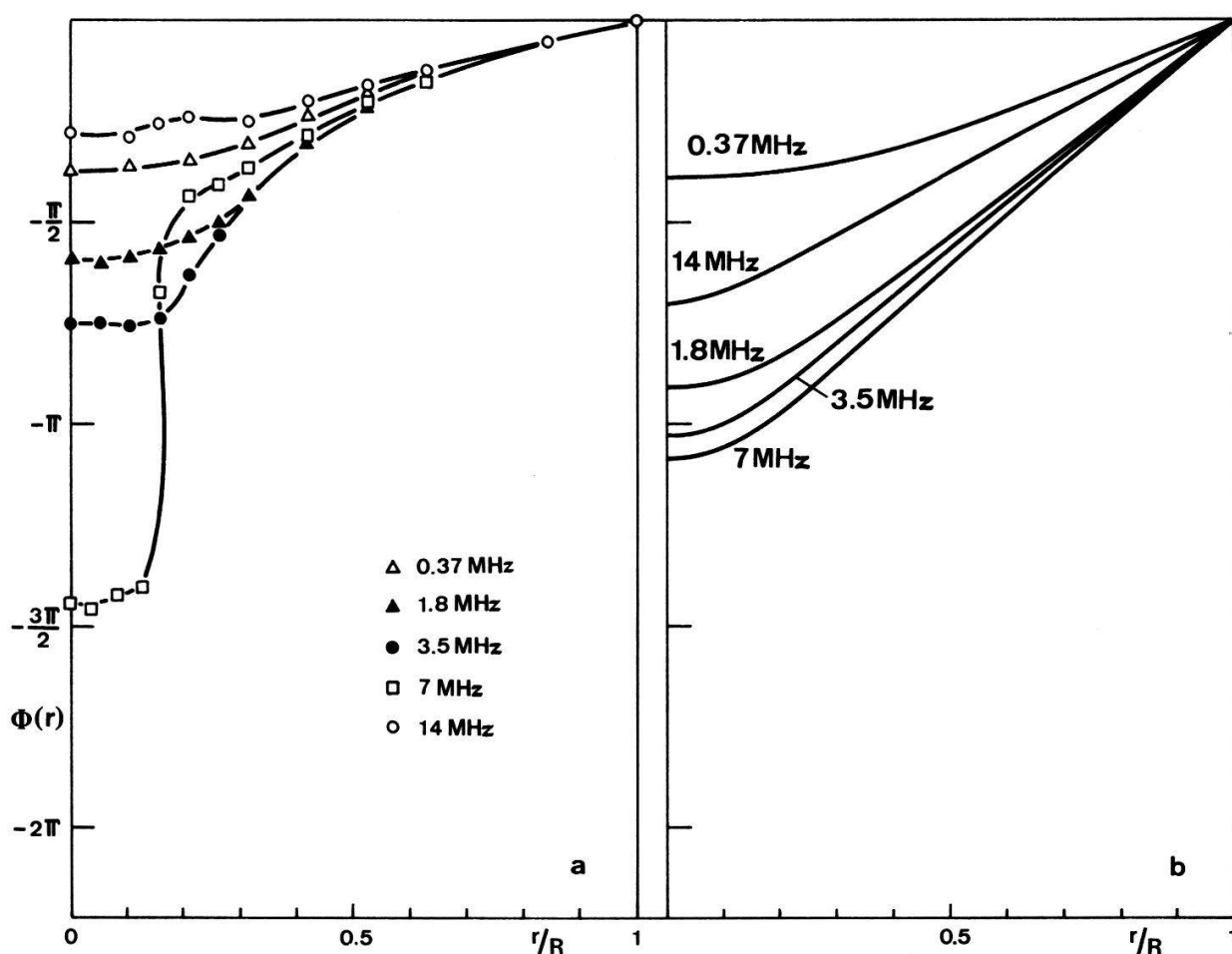


Figure 12
(a) Phase mesurée pour le plasma 3; (b) Cas normal.

pour un plasma homogène (lignes pleines sur la figure 13). Naturellement dans la post-décharge, la température est plus faible, et l'effet anormal est peu prononcé. Pour le calcul des courbes théoriques, les valeurs mesurées de \bar{n}_e , T_e et ν ont été utilisées.

Une comparaison avec la théorie de Yu. S. Sayasov [13] est montrée à la figure 14. L'accord est bon entre la théorie et les mesures. Il faut remarquer néanmoins que les valeurs de densité et de fréquence de collision utilisées pour le calcul des courbes ($\bar{n}_e = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\nu = 4 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$) ne correspondent pas à celles mesurées ($\bar{n}_e = 4.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\nu = 6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$). Deux raisons sont à la base de ces divergences.

—En raison du profil de densité expérimental, la valeur moyenne de densité à utiliser pour le calcul n'est pas exactement connue.

—D'autre part, dans la théorie, l'intégrale de collision a été approximée par $-\nu(f - f_0)$. Dans cette expression, f est la fonction de distribution des électrons, et f_0 est la fonction à l'équilibre (maxwellienne). La valeur de ν dans cette approximation n'est pas forcément égale à la valeur déterminée par la théorie classique. Compte tenu de ces remarques, cette théorie peut sans autre reproduire qualitativement les profils mesurés.

(d) *Champ électrique.* A partir de la loi de Faraday (1) et des mesures d'amplitude et de phase, il est possible de calculer le champ électrique $E_\theta(r)$. Le rapport $|E_\theta(r)/E_\theta(R)|$

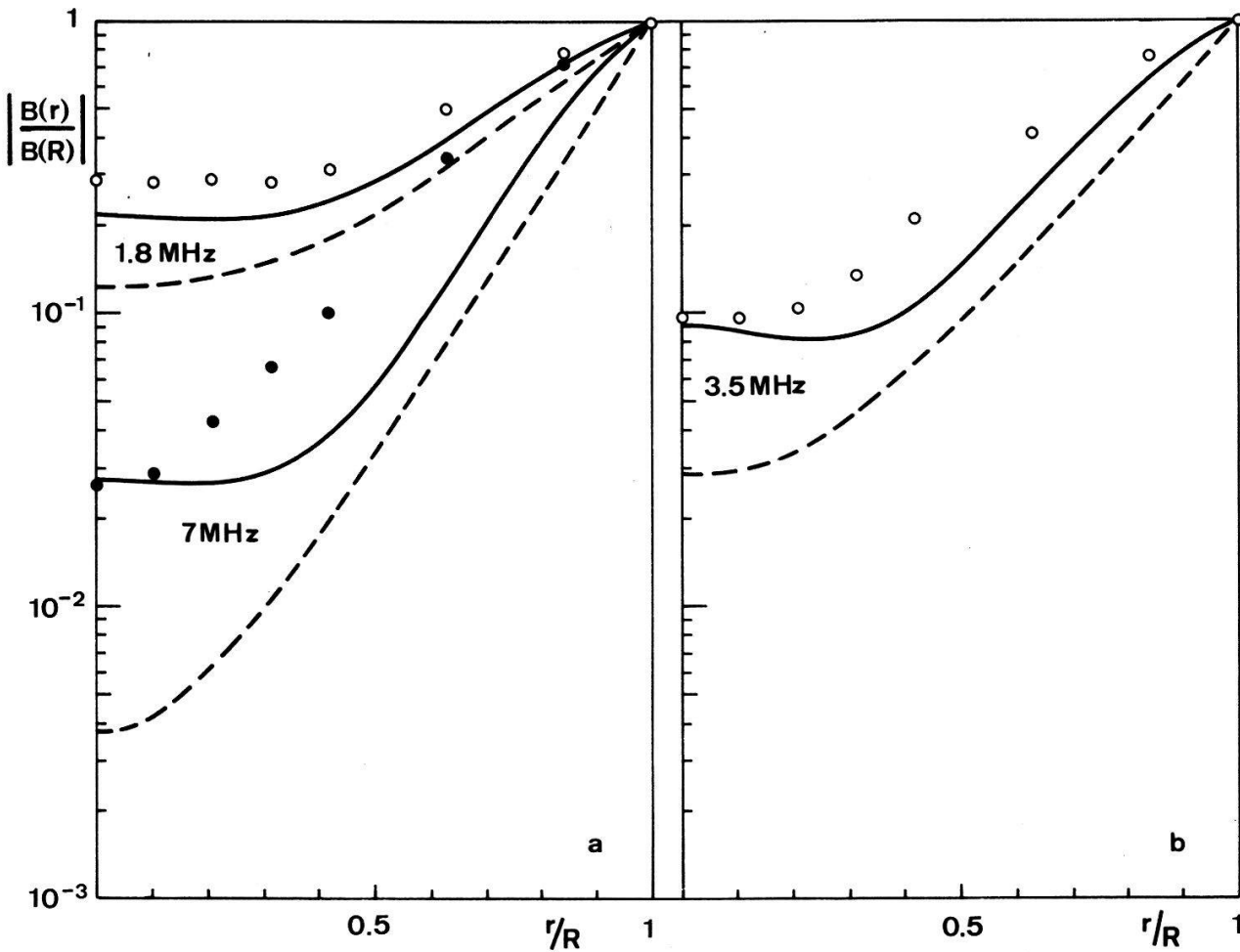


Figure 13

Mesures dans la post-décharge $\bar{n}_e = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 1 \text{ eV}$, $\nu = 4.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. —: théorie [12]; ----: cas normal.

pour le plasma 2 ($\bar{n}_e = 3.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$) de la figure 15a a été calculé à partir des mesures des figures 7a et 11a. Un minimum existe également pour $f = 3.5 \text{ MHz}$, mais beaucoup moins accentué que celui du champ magnétique. Les courbes de la figure 15b ont été calculées avec $\nu = 7.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Pour la basse fréquence 0.37 MHz , l'accord est de nouveau bon entre les mesures et la théorie.

(e) *Impédance superficielle.* Il est intéressant, avec les valeurs de B_z et E_θ au bord du plasma de calculer l'impédance superficielle $Z = \mu_0 E_\theta(R)/B_z(R)$ car sa partie réelle indique l'énergie de l'onde électromagnétique absorbée dans le plasma. G. E. H. Reuter et E. H. Sondheimer [2] ont montré que pour les métaux, dans le cas de pénétration anormale, l'impédance superficielle possède un maximum en fonction de la fréquence.

En géométrie cylindrique une expression pour Z anormale est difficile à obtenir théoriquement. Par contre, dans le cas plan, il est possible de calculer Z à partir des résultats de E. S. Weibel [3] (voir aussi [13]). La figure 16 montre la variation de la partie réelle de l'impédance superficielle normalisée $Z_0 = \text{Re } Z/(c\mu_0\nu/2\omega_{pe})$ en fonction de ω/ν pour le plasma 3. La ligne pleine est calculée à partir de [3], et représente le cas plan anormal. La ligne traitillée est le cas plan normal, et la ligne pointillée est le cas cylindrique normal. Etant donné l'imprécision de la fréquence de

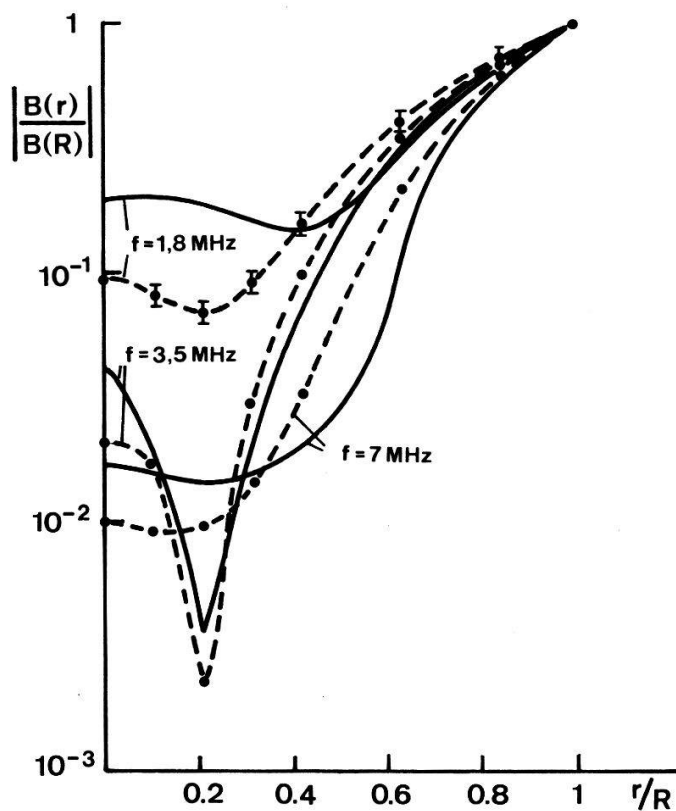


Figure 14
 Comparaison des mesures d'amplitude ($\bar{n}_e = 4.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$) avec la théorie [13] (lignes pleines).

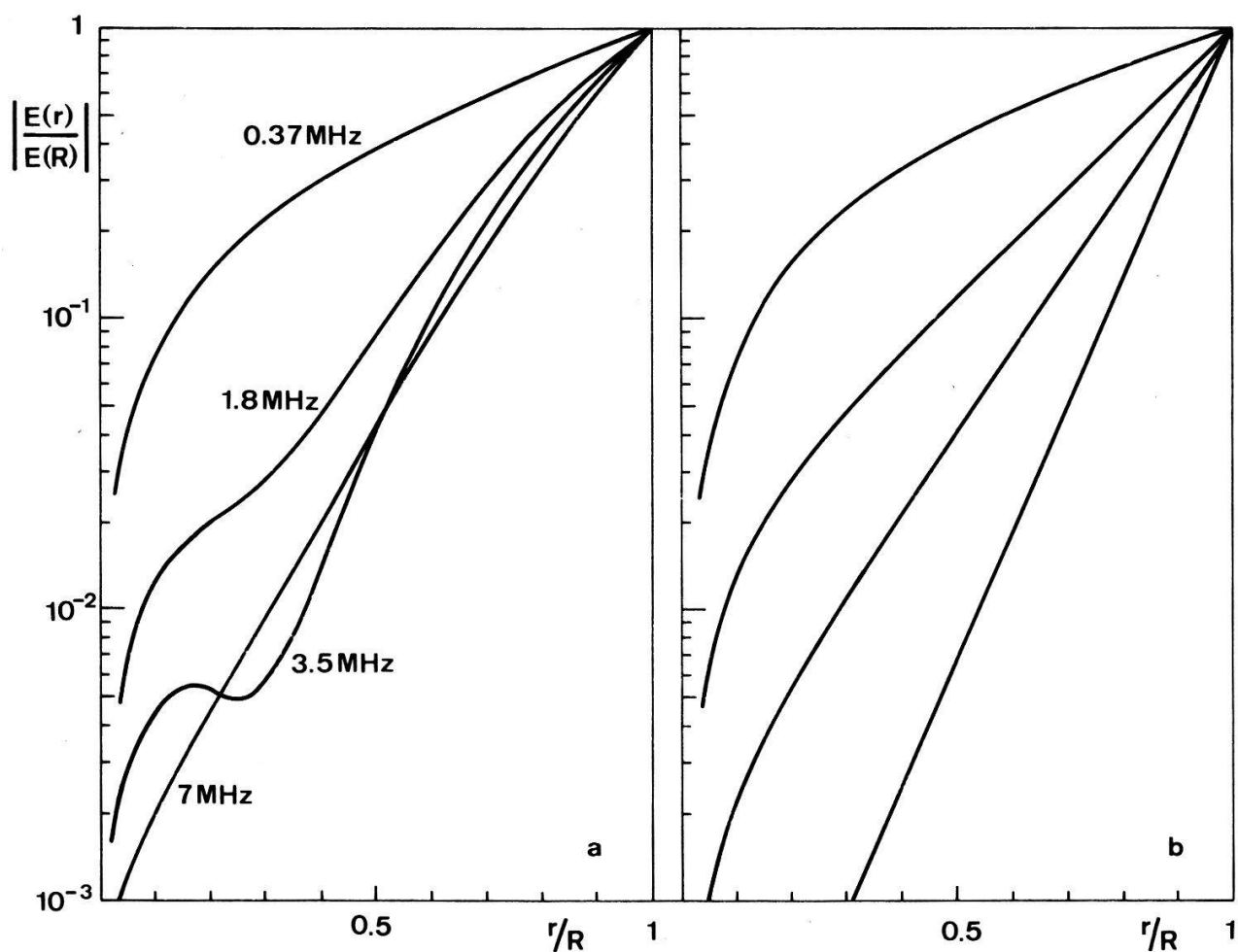


Figure 15
 (a) Champ électrique calculé à partir des mesures d'amplitude et de phase pour le plasma 2; (b) Cas normal.

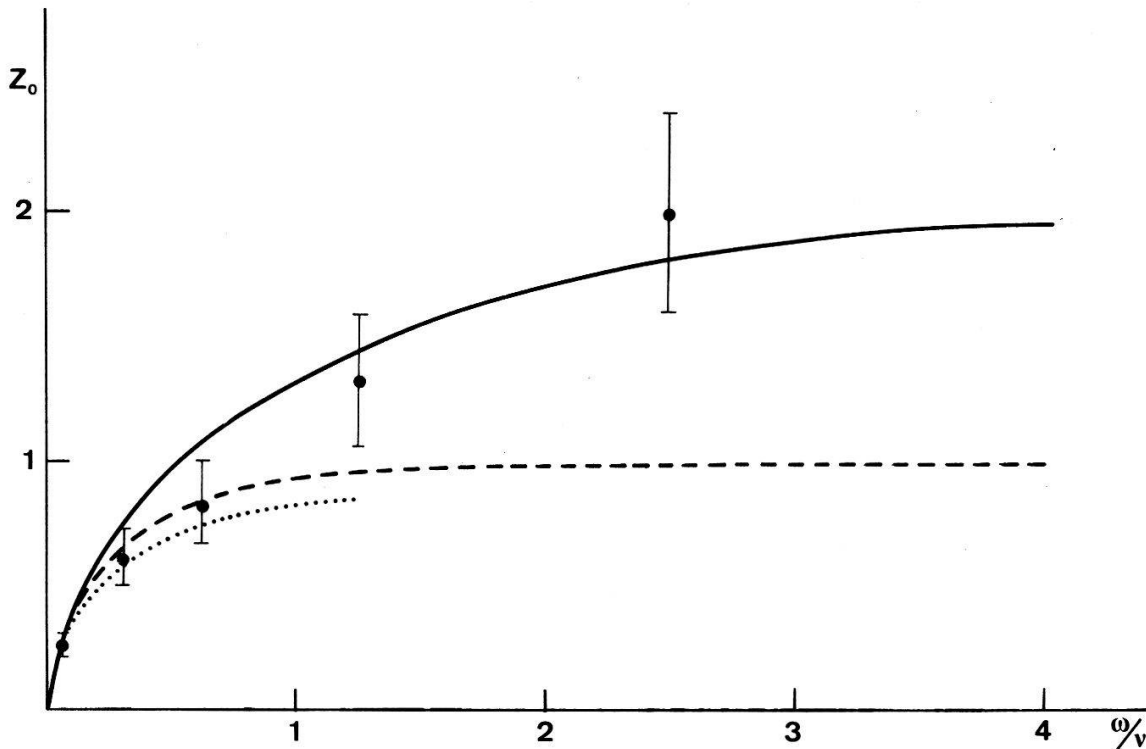


Figure 16

Partie réelle de l'impédance superficielle normalisée pour le plasma 3. —: théorie [3], cas anormal; ----: cas plan normal;: cas cylindrique normal.

collision à utiliser, nous avons choisi ν de façon à ce que la mesure pour 0.37 MHz corresponde au cas cylindrique normal: ce qui donne $\nu = 3.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur plus petite que la fréquence moyenne est compréhensible, car Z dépend du champ électrique et de sa dérivée au bord où la densité, et donc la fréquence de collision, sont plus petites à cause du profil. Les points expérimentaux, pour les plus grandes valeurs de ω/ν ($f = 7$ et 14 MHz), peuvent être comparés à la théorie plane, car dans ce cas $\delta_0 \ll R$. Ils correspondent bien à la courbe calculée. Ces points se trouvent au-dessus de la valeur asymptotique normale ($= 1$ dans notre normalisation). On peut voir de ces mesures que Z_0 doit avoir un maximum, car en augmentant ω (tous les autres paramètres étant constants), la pénétration doit redevenir normale et Z_0 redescendre à sa valeur asymptotique de 1. (Voir [13]). Ce maximum n'a pas pu être montré expérimentalement. En effet, dans notre installation et pour nos conditions de plasma, l'amplitude de l'onde, pour des fréquences plus hautes que 14 MHz, devient trop petite pour être mesurée sur tout le rayon du cylindre.

(f) *Une interprétation descriptive.* Dans le cas de pénétration normale, le profil du champ magnétique sur le rayon peut être obtenu à partir des équations de Maxwell (1) et (2), et d'une relation locale entre \mathbf{j} et \mathbf{E} . En négligeant le courant de déplacement et prenant les grandeurs proportionnelles à $\exp(i\omega t)$, on obtient:

$$\Delta \mathbf{B} - i\omega\mu_0\sigma\mathbf{B} = 0. \quad (21)$$

Nous introduisons un système de coordonnées cylindriques r, θ, z dont l'axe z correspond à l'axe du cylindre. On suppose une symétrie axiale ($\partial/\partial\theta = 0$) et une excitation produite par une bobine longue ($R \ll L$, donc $\partial/\partial z \simeq 0$). Le champ

magnétique produit par le courant azimutal j_θ n'a qu'une composante B_z . Avec (21) on trouve :

$$r^2 \frac{d^2 B_z}{dr^2} + r \frac{dB_z}{dr} - i\omega\mu_0 \sigma r^2 B_z = 0. \quad (22)$$

Posons

$$k^2 = i\omega\mu_0 \sigma. \quad (23)$$

Connaissant

$$\sigma = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \frac{\nu - i\omega}{\nu^2 + \omega^2},$$

on obtient :

$$k^2 = \frac{e^{i\varepsilon}}{\delta_0^2}$$

où δ_0 est défini comme précédemment :

$$\delta_0 = \frac{c}{\omega_{pe}} (1 + \nu^2/\omega^2)^{1/4}. \quad (7)$$

La solution de (22) fournit alors la variation de $B_z(r)$:

$$B_z(r) = CI_0(kr) = CJ_0(ikr). \quad (24)$$

La constante C peut être éliminée en connaissant la valeur de B_z au bord du plasma :

$$B_z(r) = B_z(R) \frac{J_0(ikr)}{J_0(ikR)}$$

donc :

$$\frac{B_z(r)}{B_z(R)} = \frac{J_0(ikr)}{J_0(ikR)} = \left| \frac{B_z(r)}{B_z(R)} \right| e^{i\Phi(r)}. \quad (25)$$

Cette expression (25) a été utilisée pour calculer les courbes des figures 6, 7, 8, 11, 12. En normalisant l'amplitude à 1 sur l'axe du plasma, on obtient :

$$B_z(r) = J_0\left(\frac{r}{\delta_0} e^{i(\pi+\varepsilon)/2}\right). \quad (26)$$

La figure 17 représente l'amplitude et la phase de la fonction de Bessel $J_0(x + iy)$. Comme ε est compris entre 0 et $\pi/2$, x est compris entre $-1/\sqrt{2} r/\delta_0$ et 0, et y entre $1/\sqrt{2} r/\delta_0$ et r/δ_0 . La théorie normale fournit donc des valeurs d'amplitude et de phase se trouvant entre les droites $x = -y$ et $x = 0$. D'autre part, le rapport $y/x = \tan(\pi + \varepsilon)/2$ est uniquement fonction de ε donc de ν/ω . Pour un plasma homogène, les points de mesure en fonction du rayon devront se trouver sur une droite passant par l'origine et dont la pente dépend de ν/ω . Une mesure de la pente de cette droite permet une évaluation rapide de la fréquence de collision (lorsque ω n'est ni trop grand ni trop petit par rapport à ν). Cette détermination de la fréquence de collision ne nécessite aucune connaissance préalable de la densité des électrons, contrairement au

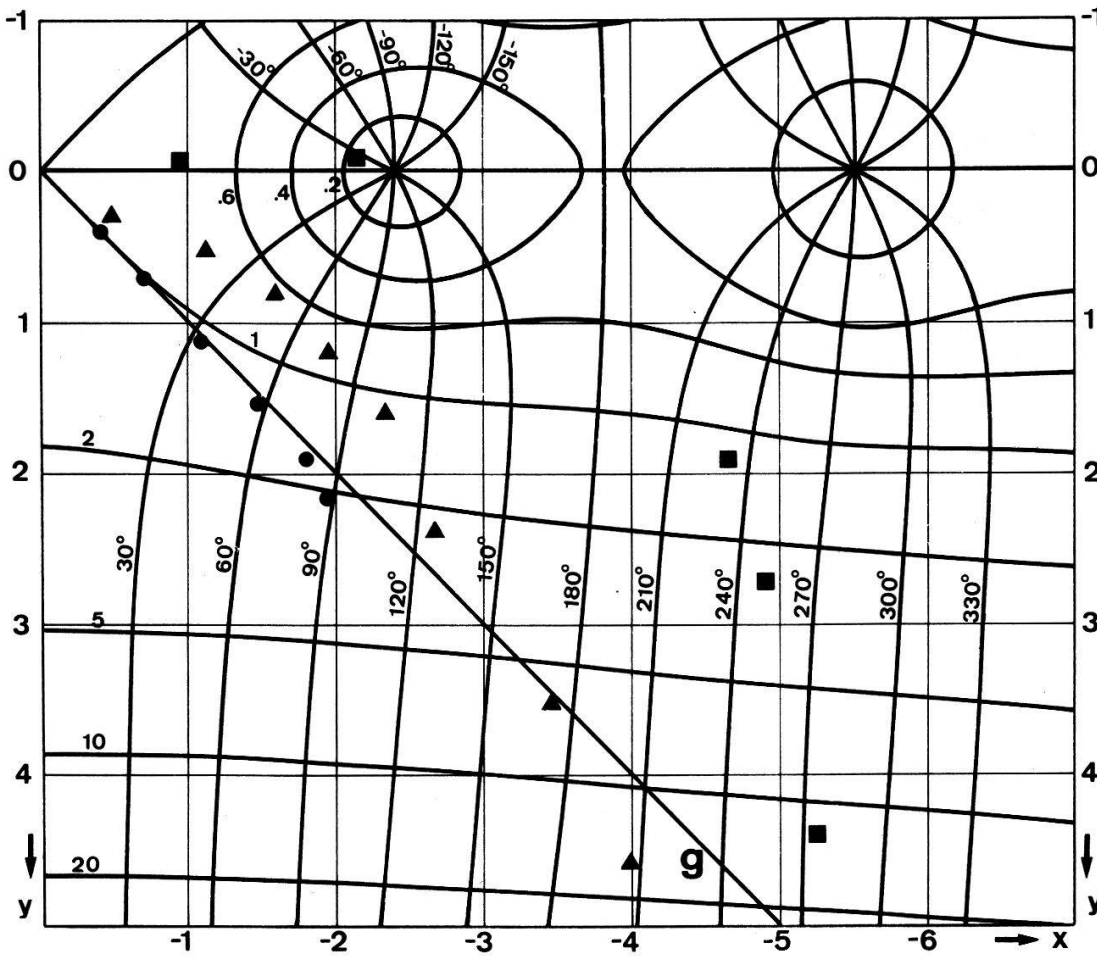


Figure 17

Valeur absolue et phase de la fonction de Bessel $J_0(x + iy)$. Points mesurés pour le plasma 2: ● : 0.37 MHz; ▲ : 1.8 MHz; ■ : 3.5 MHz.

calcul de v à partir de l'amplitude au centre du plasma. D'autre part, une fois connue la valeur de v/ω , la distance b entre un point de mesure et l'origine permet de calculer n_e , car :

$$b = (x^2 + y^2)^{1/2} = \frac{r}{\delta_0} \quad \text{donc} \quad \omega_{pe} = \frac{b}{r} c(1 + v^2/\omega^2)^{1/4}.$$

On voit clairement sur la figure 17 qu'un minimum d'amplitude est impossible dans la région située en dessous de la droite $g(x = -y)$. Les valeurs mesurées pour $f = 0.37$ MHz (plasma 2: $\bar{n}_e = 3.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$) sont toutes situées sur une droite très proche de g , car dans ce cas $\omega \ll v$. Par contre des points mesurés pour 1.8 MHz et 3.5 MHz se trouvent en dessus de g , donc dans la région interdite par la théorie classique.

On remarque également que plus on se rapproche du premier zéro de la fonction de Bessel $J_0(x + iy)$, plus le minimum d'amplitude est prononcé et plus la phase varie rapidement. En passant exactement par le zéro de J_0 de $y < 0$ à $y > 0$, la phase a nécessairement une discontinuité de 180° . Ce fait a été mis en évidence par la théorie [6] pour un plasma limité par 2 plans (Cf. également la figure 3 de [13]).

Les points de mesure pour 1.8 MHz et 3.5 MHz au bord du plasma sont en dessous de la droite g . Vers le minimum, ils sont naturellement en dessus de g . On observe donc une variation selon y plus rapide que selon x . Les points se déplacent

alors presque parallèlement aux lignes de phase constante. Ceci explique le fait qu'au bord du plasma la phase mesurée soit beaucoup plus faible que dans le cas normal, et presque la même pour toutes les fréquences.

Sur la figure 17, on voit aussi que le minimum d'amplitude arrive lorsque $(x^2 + y^2)^{1/2} = r/\delta_0 \simeq 2.4$. Or nos mesures (figure 9) ont montré que le minimum se produit pour différentes fréquences quand δ_0 est constant. Donc la position du minimum doit être identique pour tous les plasmas, afin de satisfaire $r/\delta_0 \simeq 2.4$. Il devrait aussi être possible d'observer deux minima si la courbe dans le plan xy passe près des deux premiers zéros de $J_0(x + iy)$.

Il peut être intéressant de voir le problème sous un autre aspect : dans le cas normal l'impossibilité de se trouver en dessus de la droite g provient de la forme particulière de la conductivité électrique $\sigma = \sigma_r - i\sigma_i$ ($\sigma_r, \sigma_i > 0$). Cette conductivité correspond à une impédance inductive du plasma [4, 25] car dans ce cas, le courant est en retard sur le champ électrique. Comme on l'a vu précédemment, les électrons provenant du bord modifient la phase du courant. Si cette phase est changée de 180° , le plasma devient capacitif, ce qui s'exprime par $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$. Sous ces conditions, une théorie locale donne des valeurs d'amplitude et de phase au dessus de g , provoquant une variation non monotone de l'amplitude. Cet effet capacitif n'existe naturellement que vers le centre du plasma où l'influence des électrons venant du bord est suffisamment grande. Le plasma est plutôt inductif au bord et capacitif à l'intérieur.

2. Avec un champ magnétique statique extérieur

A première vue l'effet de peau anormal en présence d'un champ magnétique statique ne semble pas très intéressant, car on peut penser que, en confinant les électrons autour des lignes de force, ce champ B_0 va détruire la non localité nécessaire à l'anomalie. Storer et Meaney [15] ont repris théoriquement le modèle adopté dans [8], en ajoutant un champ axial B_0 . Ils montrent en effet que pour des grands champs ($\omega_{ce} \gg \omega_0$, où ω_{ce} est la fréquence gyromagnétique des électrons) une relation locale existe de nouveau entre j_θ et E_θ . Néanmoins, lorsque le champ B_0 n'est pas trop grand, c'est-à-dire lorsque le rayon gyromagnétique des électrons est comparable au rayon du plasma, on doit observer des modifications importantes du profil du champ alternatif. Pour une température de 2 eV, un champ statique de 1 Gauss ($f_{ce} = \omega_{ce}/2\pi = 2.8$ MHz) provoque déjà un rayon gyromagnétique r_{ce} comparable au rayon du plasma.

Pour faire nos mesures, nous avons ajouté une bobine (longueur 20 cm, diamètre 21 cm) au centre du cylindre de décharge, pourvue d'une ouverture pour permettre le passage de la sonde magnétique. Les résultats pour un plasma de densité $n_e = 3.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$, $\nu = 6.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, sont présentés sur la figure 18 pour deux fréquences différentes. Pour $f = 3.5$ MHz, fréquence à laquelle le profil du champ montre un fort minimum, on remarque que déjà un champ B_0 de 3 Gauss modifie la position et la forme du minimum (figure 18a, avec dans ces conditions $f_{ce} = 8.4$ MHz, $r_{ce} = 1.6$ cm). Pour $B_0 = 9$ Gauss l'amplitude sur l'axe est devenue beaucoup plus petite ($r_{ce} = 0.53$ cm) et le minimum a disparu. En augmentant encore le champ l'amplitude sur l'axe remonte. Par contre, la pénétration au bord du plasma sur plus de la moitié du rayon n'est pratiquement pas modifiée par le B_0 . On remarque sur cette figure que l'effet du champ est de déplacer le minimum d'amplitude vers le centre du plasma. Pour $f = 1.8$ MHz, l'influence est beaucoup plus faible.

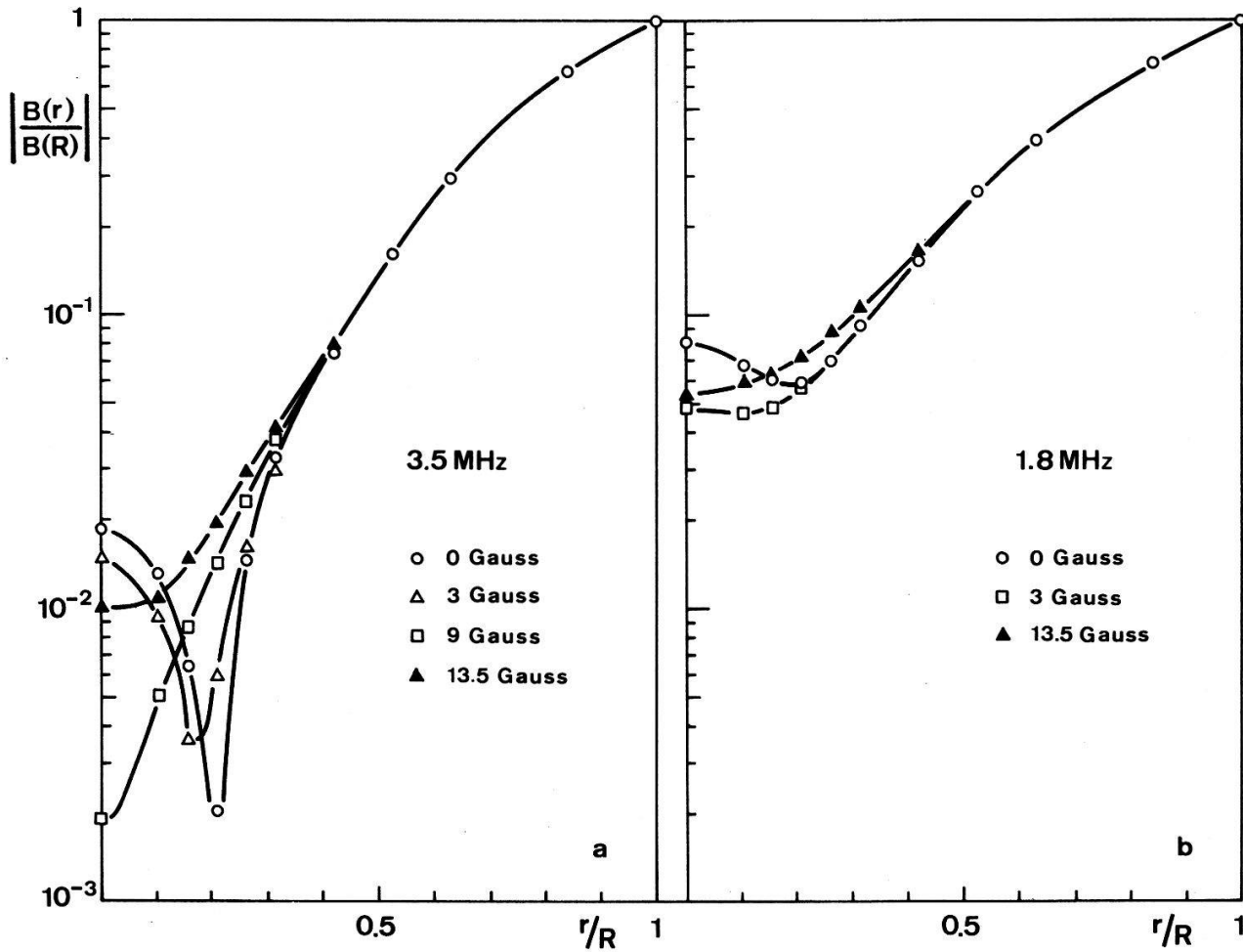


Figure 18

Amplitude du champ magnétique alternatif en fonction du rayon avec le champ statique B_0 comme paramètre pour $\bar{n}_e = 3.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$, $\nu = 6.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. (a) $f = 3.5 \text{ MHz}$; (b) $f = 1.8 \text{ MHz}$.

La phase subit également des modifications importantes, entre autres la variation brusque disparaît lorsque le minimum d'amplitude est supprimé. Sur la figure 19 sont représentées les valeurs de $\Phi(r)$ pour le même plasma et les mêmes fréquences que les mesures d'amplitude.

Comme on peut le voir sur la figure 18, non seulement le minimum, mais également l'amplitude au centre sont fortement affectés par le champ B_0 . La figure 20 représente $|B_z(0)/B_z(R)|$ pour deux plasmas différents, en fonction du champ magnétique B_0 . Le paramètre est la fréquence f de l'onde électromagnétique. A la figure 20a, les conditions sont celles du plasma 2. Sur l'axe l'amplitude est la plus faible lorsque $B_0 = 8 \text{ Gauss}$, ce qui donne un rapport $\omega_{ce}/\nu = l/r_{ce} \simeq 1.9$. Avec ce champ magnétique, les électrons font environ un tiers de tour avant de subir une collision. A la figure 20b, l'amplitude est minimale pour 7 MHz, qui est aussi la fréquence pour laquelle le minimum à 1 cm de l'axe est prononcé. Les conditions sont presque semblables au plasma 3 ($\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$, $\nu = 4.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$). L'extrémum arrive ici pour $\omega_{ce}/\nu \simeq 1.7$. La figure 1 de la théorie [15] montre également un minimum d'amplitude sur l'axe pour $\omega_{ce}/\nu \simeq 1.2$, bien que les conditions du plasma soient totalement différentes.

Le champ magnétique terrestre a une composante $z \simeq 0.2 \text{ Gauss}$ dans notre

installation, et ne modifie donc pas encore la pénétration. Mais un B_0 d'environ 2 Gauss diminue déjà l'amplitude au centre d'un facteur 2 lorsque la fréquence de collision est faible (voir figure 20b pour 7 MHz).

IV. Conclusion

Nos mesures de l'effet de peau anormal dans un plasma d'argon ont donné plusieurs résultats intéressants.

1. La variation de l'amplitude du champ magnétique de fréquence radio présente, pour certaines conditions de densité, température et fréquence, un minimum très prononcé en dehors de l'axe du cylindre. La position de ce minimum se trouve toujours à environ 1 cm de l'axe. Ces mesures confirment les résultats obtenus par H. A. Blevin et al. [8] et D. L. Jolly [9] dans un plasma de mercure, pour des densités plus faibles.

2. Nous avons montré expérimentalement, qu'à l'endroit du minimum d'amplitude, la phase varie brusquement. Les théories [6, 13] prévoient également ce comportement et montrent même que la phase a une discontinuité de 180° lorsque l'amplitude du champ s'annule.

3. A partir des mesures d'amplitude et de déphasage, nous avons calculé l'impédance superficielle du plasma. Celle-ci est importante car sa partie réelle indique

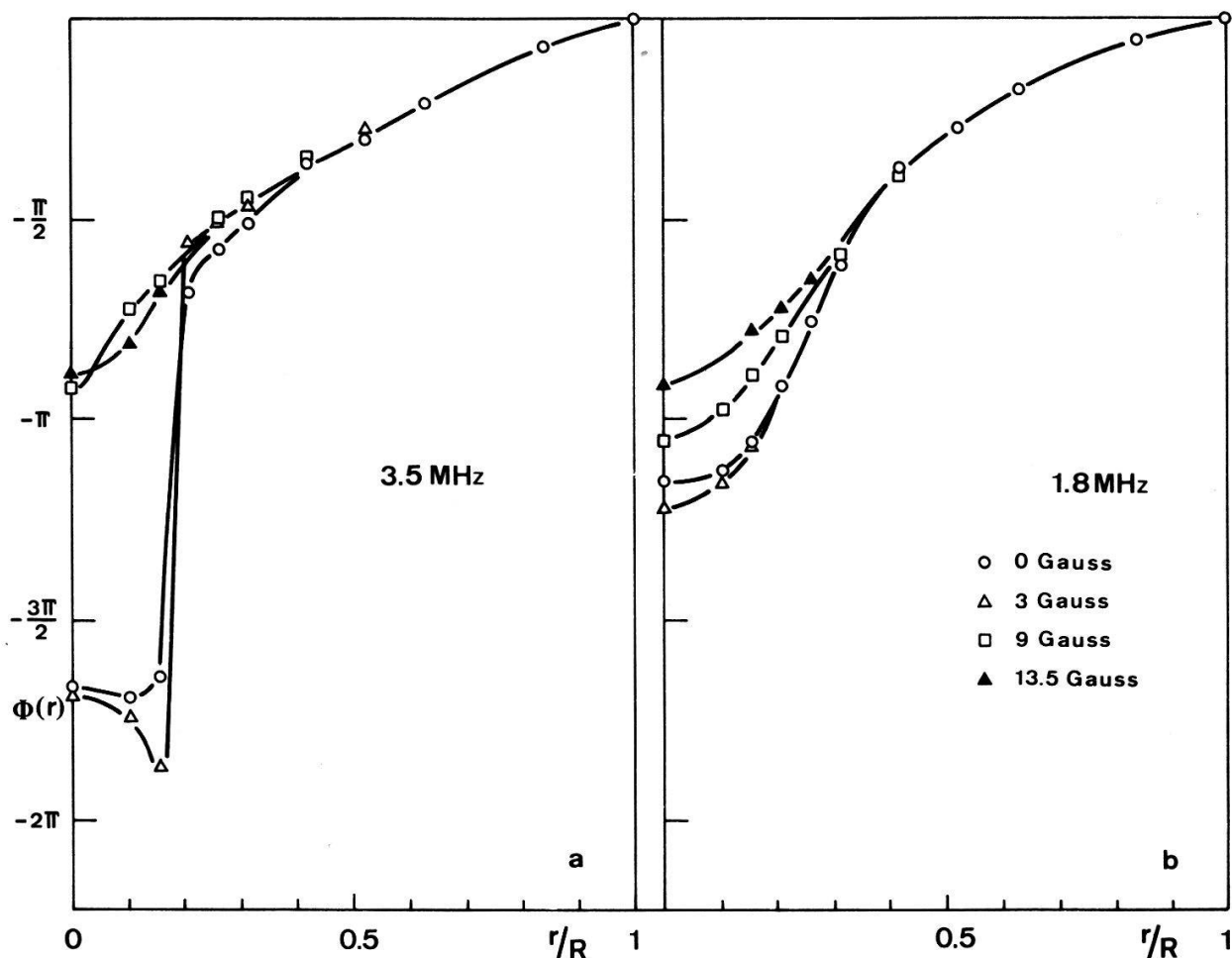


Figure 19
Mesures de phase pour le plasma de la figure 18.

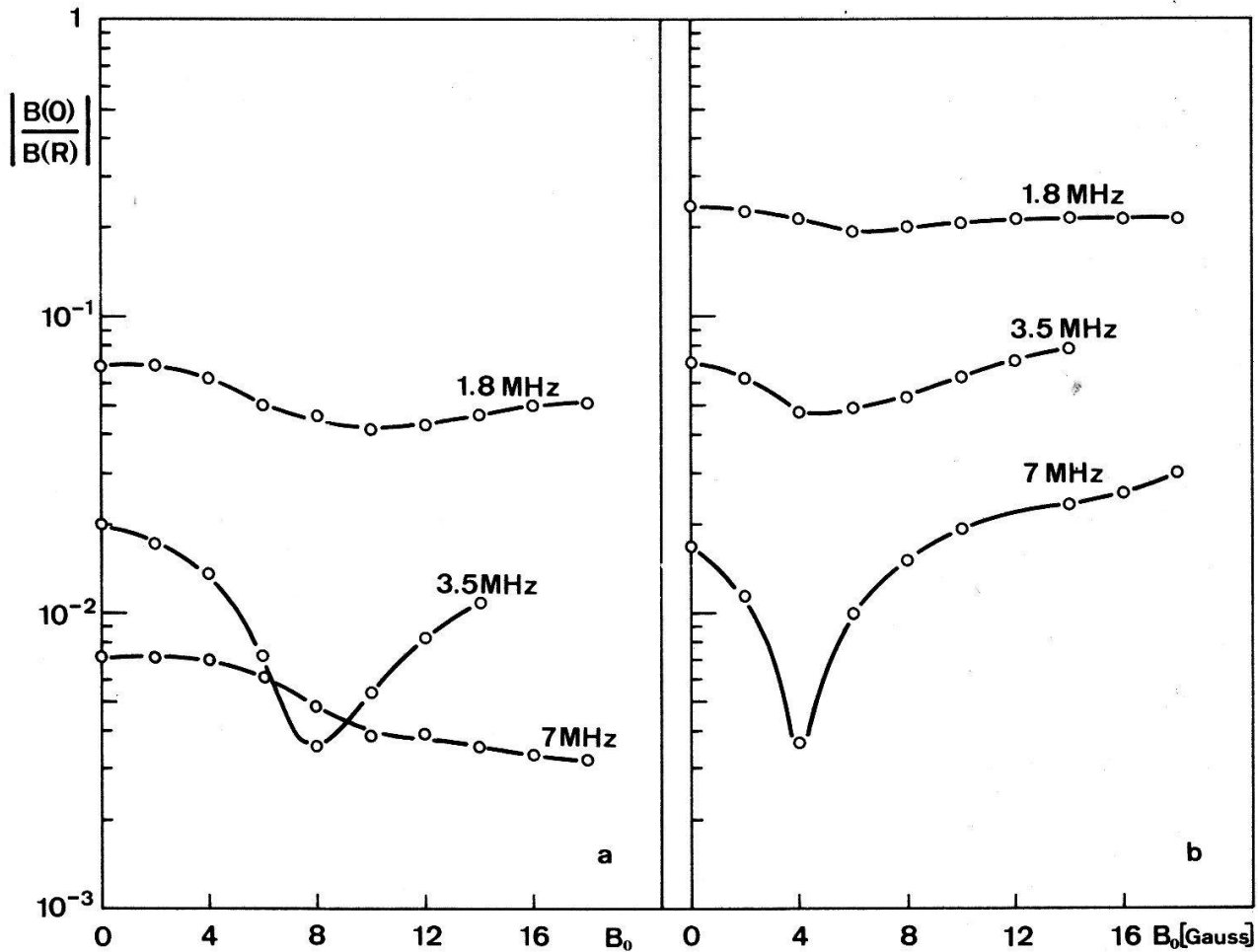


Figure 20

Amplitude au centre en fonction de B_0 . (a) $\bar{n}_e = 3.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2.1 \text{ eV}$, $\nu = 7.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; (b) $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $\nu = 4.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$.

l'énergie de l'onde électromagnétique qui est absorbée dans le plasma. Les résultats montrent une augmentation de l'impédance superficielle par rapport au cas normal. Comme l'a démontré Yu. S. Sayasov [13], cette impédance possède un maximum en fonction de ω/ν , et la courbe calculée correspond bien aux points expérimentaux.

4. Le paramètre d'anomalie $1/\lambda$, introduit par E. S. Weibel [3] pour un plasma semi-infini est également utilisable en géométrie cylindrique. Dans toutes nos expériences, dès que $1/\lambda \gtrsim 3$, le profil du champ mesuré correspond à la théorie normale. Il a été montré par Yu. S. Sayasov [13] que les deux grandeurs λ et ε (qui déterminent entièrement le profil du champ dans le cas semi-infini) suffisent également en géométrie cylindrique si δ_0 et $l \ll R$. Lorsque l est comparable ou plus grand que le rayon du cylindre (comme dans les mesures de H. A. Blevin et al. [7]), ces deux paramètres ne sont alors plus suffisants pour décrire le profil du champ dans le cylindre.

5. L'adjonction d'un champ magnétique statique et axial de quelques Gauss seulement modifie la pénétration de l'onde. Il provoque dans nos expériences un déplacement, et même la disparition du minimum d'amplitude. Sur l'axe également, l'amplitude varie fortement dès que le rayon gyromagnétique des électrons devient plus petit que le rayon du plasma.

Remerciements

Nous remercions Monsieur le Professeur O. Huber pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Nos remerciements vont aussi au Docteur Yu. S. Sayasov, ainsi qu'à Monsieur T. M. Tran pour les conseils utiles qu'ils nous ont prodigués.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. B. PIPPARD, *Proc. Roy. Soc. A191*, 395 (1947).
- [2] G. E. H. REUTER et E. H. SONDHEIMER, *Proc. Roy. Soc. A195*, 336 (1948).
- [3] E. S. WEIBEL, *Phys. Fluids 10*, 741 (1967).
- [4] R. A. DEMIRKhanov, I. YA. KADYSH et YU. S. KHODYREV, *Soviet Phys. JETP 19*, 791 (1964).
- [5] J. A. REYNOLDS, H. A. BLEVIN et P. C. THONEMANN, *Phys. Rev. Letters 22*, 762 (1969).
- [6] H. A. BLEVIN, J. A. REYNOLDS et P. C. THONEMANN, *Phys. Fluids 13*, 1259 (1970).
- [7] H. A. BLEVIN, J. A. REYNOLDS et P. C. THONEMANN, *Phys. Fluids 16*, 82 (1973).
- [8] H. A. BLEVIN, J. M. GREENE, D. L. JOLLY et R. G. STORER, *J. Plasma Phys. 10*, 337 (1973).
- [9] D. L. JOLLY, *Plasma Phys. 18*, 337 (1976).
- [10] B. JOYE et H. SCHNEIDER, *Helv. Phys. Acta 50*, 170 (1977).
- [11] H. SCHNEIDER et B. JOYE, *Proc. XIII Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Berlin (1977) p. 341.
- [12] T. M. TRAN et F. TROYON, *Rapport du Centre de Recherches en Physique des Plasmas*, Lausanne, LRP 140/78 (1978).
- [13] YU. S. SAYASOV, *Interner Bericht der Universität Freiburg i.Ue.*, Plasma FR 118 (1978).
- [14] M. I. AZBEL et E. A. KANER, *Soviet Phys. JETP 3*, 772 (1956).
- [15] R. G. STORER et C. MEANEY, *J. Plasma Phys. 10*, 349 (1973).
- [16] S. I. BRAGINSKII, *Rev. Plasma Phys. 1*, Ed. Acad., M. A. Leontovich (New York 1965).
- [17] K. APPERT, *Phys. Letters 32A*, 447 (1970).
- [18] H. SCHNEIDER, *Interner Bericht der Universität Freiburg i.Ue.*, Plasma FR 113 (1975).
- [19] E. O. JOHNSON et L. MALTER, *Phys. Rev. 80*, 58 (1950).
- [20] H. SCHNEIDER et J. W. SZUBERT, *Rev. Sci. Instrum. 48*, 468 (1977).
- [21] J. W. SZUBERT, *Interner Bericht der Universität Freiburg i.Ue.*, Plasma FR 108/109 (1975).
- [22] J. D. SWIFT et M. M. J. R. SCHWAR, *Electrical Probes for Plasma Diagnostics* (Iliffe Books Ltd., London 1970).
- [23] K. H. DIPPEL, et W. TECKENBURG, *Proc. IV Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala (1959), Vol. I, p. 533.
- [24] D. L. JOLLY, *Thèse*, The Flinders University of South Australia (1973).
- [25] R. KELLER, *Laboratoire de Recherches en Physique des Plasmas*, Lausanne, *Rapport LRP 15/65* (1965).