

Sur quelques phénomènes d'interaction entre ondes centimétriques et électrons dans un gaz ionisé

Autor(en): **Fornaca, G. / Ciampi, M. / Reinharz, M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **13 (1960)**

Heft 9: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738566>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Sur quelques phénomènes d'interaction entre ondes centimétriques et électrons dans un gaz ionisé

par G. FORNACA, M. CIAMPI, M. REINHARZ *

Istituto di Fisica dell' Università di Pisa

INTRODUCTION.

Au cours d'expériences consacrées à l'étude des propriétés des plasma, du genre des expériences de Goldstein et coll. [1] nous avons observé un phénomène lié à la résonance magnétique des électrons.

L'effet consiste en un couplage directif produit par le plasma entre deux guides d'onde. L'interprétation du phénomène n'apparaît pas simple; nous essaierons de la donner lorsque le phénomène lui-même aura été étudié expérimentalement en détail.

Le but de cette communication est de donner une description des modalités de cet effet, établies par les expériences préliminaires que nous allons décrire.

MONTAGE EXPÉRIMENTAL.

Le plasma est produit dans un tube en Pyrex (50 cm de longueur, diamètre 1 cm environ), rempli d'un gaz rare dont la pression peut être variée de quelques millimètres Hg à 10 cm.

Le tube est muni d'électrodes et on produit une décharge en appliquant aux électrodes une impulsion rectangulaire (d'une durée de 10^{-6} secondes et d'amplitude variable entre 1000 et 6000 Volts, fournie par un transformateur d'impulsions).

Le tube est excité vingt fois par seconde.

Entre une décharge et la suivante, le plasma est détruit par les processus de recombinaison et de fixation aux parois. Le gaz étant assez pur, le temps de recombinaison est assez long, quelques millièmes de seconde dans les conditions de l'expérience.

En variant la pression du gaz et la tension de l'impulsion, on peut varier la densité électronique initiale de la décharge entre 10^{10} et 10^{12} électrons/cm³,

* Actuellement au C.E.R.N.

ce qui correspond à une faible ionisation. La densité électronique, en fonction du temps, peut être déterminée avec une bonne précision par les techniques d'hyperfréquences habituelles (par mesures d'absorption et de réflexion). La fréquence de collisions ν des électrons avec les molécules neutres est déterminée en mesurant la largeur de la courbe d'absorption par résonance. On a trouvé que la densité électronique varie selon une loi presque hyperbolique, ce qui montre que la destruction du plasma est due principalement aux processus de recombinaison. La fréquence des collisions est de l'ordre de 10^9 coll./sec.

Le tube traverse trois guides, comme le montre la figure. L'un des guides est excité avec des ondes TE_{01} (guide 1), les autres sont terminées par des cristaux. Tout le système est placé dans un champ magnétique perpendiculaire au tube et aux guides. Le champ, produit par un électroaimant dont les pièces polaires ont les dimensions de 8×90 cm, est homogène sur toute la longueur du tube.

L'expérience est schématisée dans la figure 1

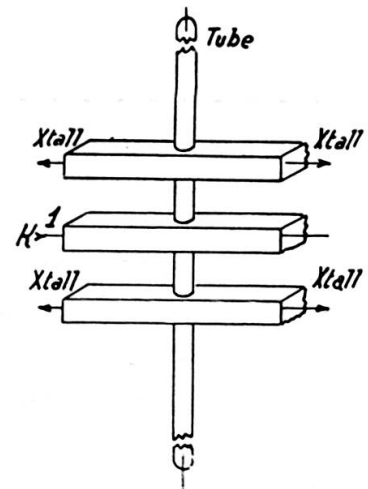


Fig. 1.

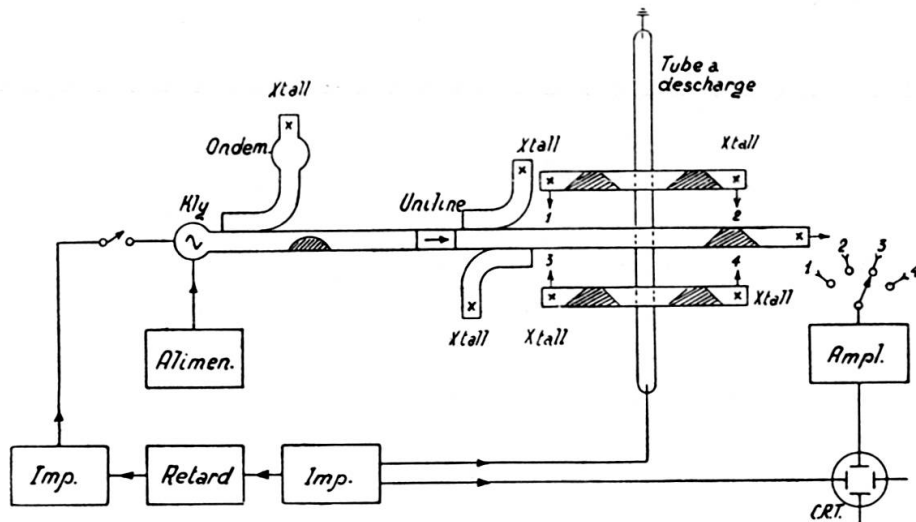


Fig. 2.

EXPÉRIENCES.

Les cristaux des guides auxiliaires sont connectés à l'entrée d'un amplificateur d'impulsion suivi d'un oscillographe, dont le balayage est déclenché par l'impulsion qui produit la décharge.

- a) Une onde continue se propage dans le guide principal. Si l'on varie le champ magnétique, lorsque celui-ci atteint une valeur proche de la résonance des électrons, on observe des signaux sur l'écran de l'oscillographe. La puissance transmise dans le guide auxiliaire en fonction de la densité électronique a l'allure d'une courbe de résonance (fig. 3).

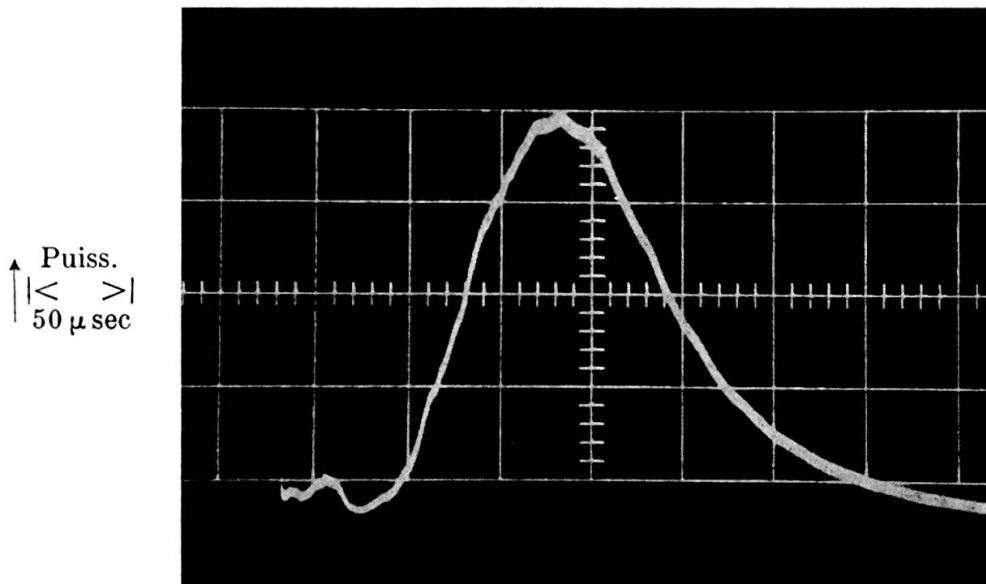


Fig. 3.

On observe que la puissance qui tombe sur les différents cristaux est fort différente (fig. 4). Si l'on pose égale à 1 la hauteur du plus grand des quatre signaux, on obtient pour les autres les valeurs $1/20$, $1/50$, « $1/100$ (pas observable).

Le cristal qui donne le signal maximum change si on change la direction de propagation de l'onde ou la direction du champ magnétique H_0 . Si l'on indique avec + les directions dessinées sur la figure et — les directions

opposées, on obtient (fig. 5) pour les intensités des signaux obtenus sur les différents cristaux:

H_0	P	x_1	x_2	x_3	x_4
+	+	1	1/20	$\ll 1/100$	1/50
+	-	1/50	$\ll 1/100$	1/20	1
-	+	$\ll 1/100$	1/50	1	1/20
-	-	1/20	1	1/50	$\ll 1/100$

On déduit que la direction de la propagation de l'énergie est celle du produit vectoriel du vecteur de Poynting et de H_0 .

Les signaux maximums sont égaux dans tous les cas, compte tenu de la différence entre la sensibilité des différents cristaux.

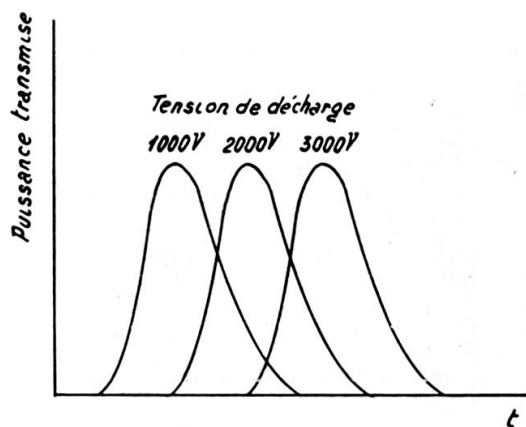


Fig. 4.

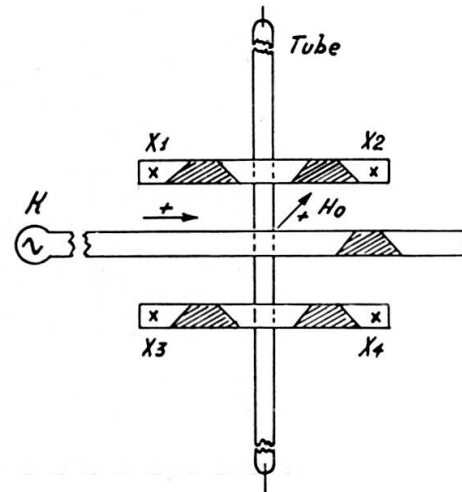


Fig. 5.

Le signal est, en fonction du temps (donc de la densité électronique) maximum à un certain instant \bar{t} après la fin de l'impulsion (soit à une certaine densité \bar{n}).

Le retard \bar{t} augmente ou diminue lorsqu'on augmente ou diminue la densité électronique initiale, ce qui montre que l'effet dépend de la densité électronique et est maximum pour une certaine densité \bar{n} .

Variant la fréquence ω du klystron, \bar{t} varie (augmente lorsque diminue la fréquence, c'est-à-dire que \bar{n} augmente avec la fréquence). Si on change

la valeur de H_0 , \bar{t} varie (augmente lorsque H_0 augmente, c'est-à-dire que \bar{n} diminue avec H_0).

On a étudié l'effet pour une densité donnée, en fonction de ω et H_0 . Pour ce but le klystron, normalement interdit, est fait osciller pendant 10 microsec. moyennant une impulsion sur le réflecteur. L'impulsion peut être retardée à volonté par rapport à l'impulsion de la décharge, de façon que l'on puisse examiner le phénomène pour une densité électronique donnée.

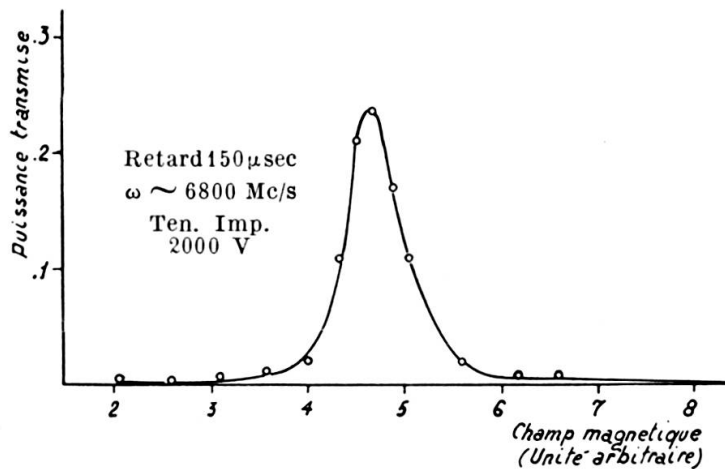


Fig. 6.

Le phénomène présente, pour une densité électronique donnée, en fonction du champ H_0 une allure de courbe de résonance, étant maximum pour une certaine valeur \bar{H} voisine de la valeur du champ de résonance H_c (fig. 6); \bar{H} dépend de la densité

Aux densités faibles les valeurs de \bar{H} et de H_c vont coïncider. En conclusion les expériences préliminaires ont permis d'établir que, pour une fréquence donnée du champ dans le guide, cet effet dépend de la densité électronique, du champ extérieur et de la pression.

A ces paramètres sont liées les fréquences ω_p (fréquence du plasma, proportionnelle à $n^{\frac{1}{2}}$) la fréquence de cyclotron ω_c (proportionnelle à H_0) et la fréquence de collision ν .

Cette dernière est responsable de la « largeur » de l'effet.

Des expériences sont en cours pour déterminer la relation précise entre ω_c , ω_p , ν pour laquelle le phénomène se produit.

L'ALLURE DU PHÉNOMÈNE EN FONCTION DE L'ANGLE
ENTRE LE VECTEUR DE POYNTING ET H_0 .

On a étudié l'effet en fonction de l'angle entre le guide et le champ H_0 en utilisant un guide excitateur (fig. 7) qui peut tourner autour du tube dans le champ magnétique. La figure 8 montre l'effet en fonction de l'angle θ entre l'axe du guide excitateur et H_0 .

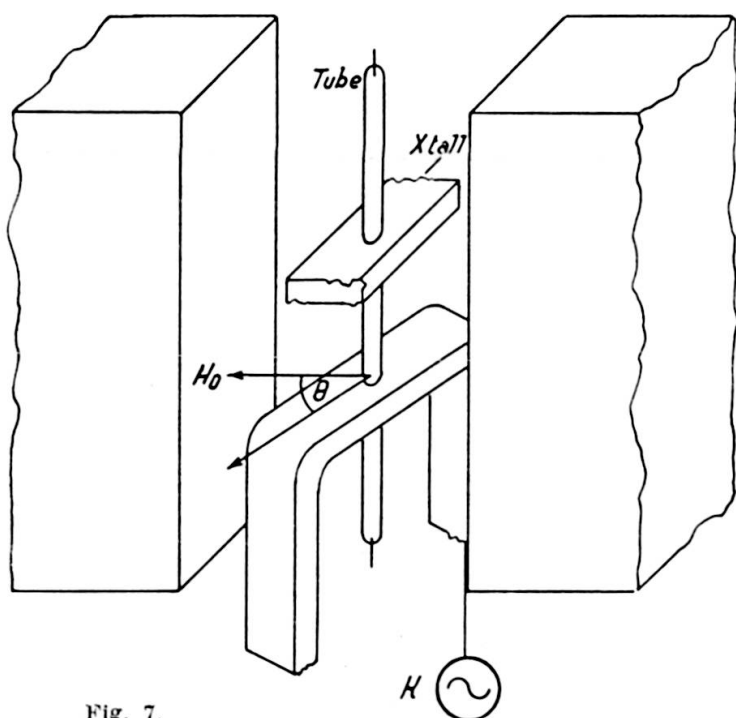


Fig. 7.

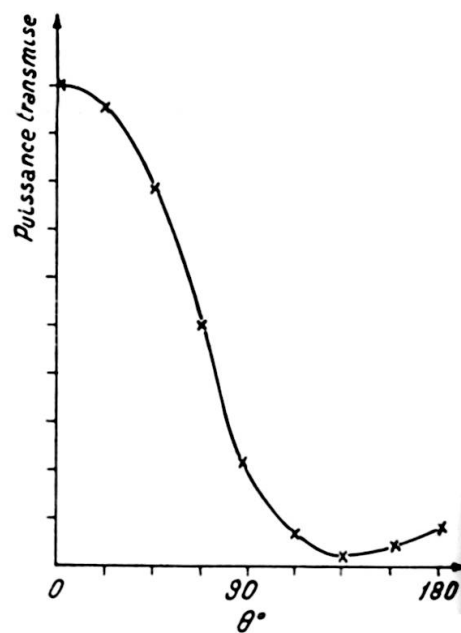


Fig. 8.

Ce travail a été fait sous la direction de M. le professeur A. Gozzini que nous remercions vivement.

1. GOLDSTEIN, L., T. SEKIGUCHI, *Phys. Rev.*, **109**, 625, 1958.
2. ANDERSON, J. M., L. GOLDSTEIN, *Phys. Rev.*, **100**, 1037, 1955; **102**, 933, 1956.
GILARDINI, A. L., S. C. BROWN, *Phys. Rev.*, **105**, 31, 1957.
3. MARGENAU, *Phys. Rev.*, **69**, 508, 1946.