

Juin 1975

LRP 93/75

EXPERIENCE DE STABILISATION D'UN SCREW PINCH
PAR RETROACTION

R. Keller, A. Pochelon, W. Bachmann

Centre de Recherches en Physique des Plasmas

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

EXPERIENCE DE STABILISATION D'UN SCREW PINCH
PAR RETROACTION

R. Keller, A. Pochelon, W. Bachmann

A b s t r a c t

We show preliminary results of the feedback stabilization of a screw pinch obtained with an amplifier operating at reduced power.

I. INTRODUCTION

Le but de l'expérience est de montrer dans quelle mesure il est possible de stabiliser par rétroaction l'instabilité kink d'un screw pinch rendu instable au-dessus de la limite de Kruskal-Shafranov (K-S). Le présent rapport décrit un premier essai à puissance réduite. On y commente les principaux problèmes à maîtriser dans le domaine de la détection et de l'action sur la colonne de plasma, conditionnée par la relation de dispersion.

II. LES DONNEES DU PINCH

La bobine θ est formée de 10 sections de 4 spires, enroulées sur un guide de flux en aluminium de 9 cm de diamètre intérieur, mesurant 0,5 cm d'épaisseur. Sa longueur est de 142 cm. Pour garantir l'homogénéité du champ, la fente du guide de flux est recouverte d'une feuille d'aluminium isolée. Les sections de la bobine sont connectées deux à deux à un banc de condensateurs de 43 μF , constitué de 5 sections avec crowbar. Un système de contrôle du jitter permet de repérer les défauts d'allumage éventuels des écalteurs. Le champ maximum est de 16 kG avec une tension de charge de 27 kV, et le quart de période est de 3,8 μsec .

Le tube de décharge en quartz possède un diamètre intérieur de 5 cm, la place entre le tube et la bobine permet d'installer les conducteurs de rétroaction et la sonde de détection. Le banc de préionisation est connecté directement aux électrodes, il produit une impulsion demi-sinusoïdale de 6 kA de pointe et de 3 μsec de durée.

Le banc de condensateurs fournissant le courant axial I_z de destabilisation est connecté aux mêmes électrodes. Il forme un circuit LRC dont les éléments sont ajustés de façon à produire une forme de courant semblable à celle du champ magnétique principal. A la limite de K-S le courant vaut 2 kA. L'enclenchement peut être avancé ou retardé par rapport au début du pinch. Entre l'arrêt de la préionisation et le début du pinch on laisse s'écouler un temps de 2 μsec .

Plusieurs fentes azimutales de 0,45 x 5 cm sont fraisées dans le guide de flux. Elles sont groupées par paires situées dans un plan et orientées de $\pm 45^\circ$. Les deux mouvements orthogonaux suivant les deux degrés de liberté sont ainsi observables.

Le récipient est rempli avec du deutérium à une pression relativement haute, de 70 mTorr, afin que le taux de croissance de l'instabilité ne soit pas

trop grand. La température du plasma est de l'ordre de 10 eV et le β moyen de 0,1 [1].

Les électrodes sont constituées de barreaux de molybdène de 1,2 cm de diamètre venant à fleur de la bobine thêta. Elles sont isolées sur toute leur longueur au moyen d'un tube de verre, dans le but de limiter le courant axial dans un domaine comparable avec le diamètre du plasma [2]. Les limiteurs ont une fonction très importante: ils ont pour effet d'amarrer la colonne de plasma aux extrémités, c'est-à-dire de fixer la demi-longueur d'onde du mode $m = 1$ à une valeur égale à la distance inter-électrodes [3].

2.1. La Bobine de Rétroaction

La structure idéale d'une bobine de rétroaction est donnée par une répartition de courant de surface obéissant à la formule

$$j = j_1 e^{i(\theta - h_f z)} \cos \frac{\pi z}{l} \quad (1)$$

la partie réelle signifie la grandeur physique. h_f désigne l'hélicité du bobinage. La force magnétique découlant de cette répartition agit uniquement sur la fondamentale $n = 1$ du mode $m = 1$, à condition que h_f coïncide avec l'hélicité de la colonne fixée aux extrémités $z = \pm l/2$. L'analyse Fourier montre que les harmoniques n paires sont excitées lorsque h_f diffère de l'hélicité de la colonne. D'autre part une répartition axiale non-sinusoïdale produit des forces agissant sur les harmoniques impaires. Comme il n'est pas possible de réaliser une répartition continue avec un petit nombre de spires, on a choisi la solution simple d'un profil rectangulaire, d'autant plus que les harmoniques sont stables lors d'un faible dépassement de la limite de K-S.

Le bobinage est formé de 12 spires réparties uniformément dans deux quadrants

opposés. Un bobinage tourné de 90° occupe l'espace des deux autres quadrants. Ce dernier agit donc sur le second degré de liberté. Les bobinages sont constitués de deux moitiés symétriques de 30 cm de longueur, espacées de 20 cm. Au milieu de l'intervalle se trouve la sonde magnétique dipolaire de détection. L'inductivité de chaque moitié est de $23 \mu\text{H}$, dont 68 % proviennent du champ global, et le reste du champ proche des fils.

La force agissant sur le mode fondamental n'est pas maximale lorsque l'hélicité h_f est égale à celle du pinch. Elle augmente lorsque h_f diminue. Pour cette raison on a construit des bobines droites, non-hélicoïdales, tout en risquant une excitation de l'harmonique $n = 2$. La force par unité de longueur, près du ventre de la déformation, est donnée par l'expression [7].

$$F_f = \frac{\mu_0 \nu I I_z}{4R} \left(1 - \frac{R^2}{b^2}\right) \left[1 - \frac{1}{2-\beta} \cdot \frac{h_f}{h_c}\right] \quad (2)$$

Les symboles ont la signification suivante:

I courant des spires de rétroaction

ν nombre de spires

I_z courant axial du crew-pinch

R distance des spires à l'axe du tube

b rayon intérieur du guide de flux

h_c hélicité moyenne du pinch amarré (voir plus bas)

La force se compose de deux termes. Le premier terme de l'expression entre crochets provient de l'action triviale entre deux conducteurs parallèles. Le deuxième terme représente une force tendant à placer la colonne dans un nouvel équilibre hélicoïdal à la manière d'un Stellarator. Ce terme est nul dans notre cas, puisque $h_f = 0$.

La figure 1 est la photographie d'une bobine de rétroaction dans une exécution hélicoïdale.

2.2. La Sonde de Détection

La détection du mouvement latéral de la colonne de plasma se fait par voie magnétique. Elle a lieu au moyen d'une sonde Rogowski dipolaire [3,4,5]. La densité des spires conduisant à une sensibilité au mode $m = 1$ uniquement, devrait être sinusoïdale, mais pour des raisons de construction on a bobiné les spires de façon équidistante le long de deux secteurs opposés. L'angle optimum des secteurs est de 120° , ce qui conduit à une sensibilité minimale aux modes supérieurs. Les deux moitiés comprennent 62 spires de $0,9 \text{ cm}^2$, branchées en parallèle et connectées à un câble bifilaire de 95Ω . L'inductivité étant de $2,8 \mu\text{H}$, il en résulte un retard de 30 nsec, donc négligeable. Le déplacement du plasma est proportionnel à l'intégrale du signal induit, selon la relation [3]

$$\frac{U}{Y} = \frac{\mu_0 Q n I_z \sin \theta (1 + R^2/b^2) (1 - \beta)}{2 \pi R^2 \tau_i \theta (1 - a^2/b^2) (2 - \beta)} = 0,15 I_z \quad (3)$$

θ est donc égal à $\pi/3$. U est la tension intégrée et y le déplacement du plasma. Qn désigne l'aire des spires multipliée par le nombre de spires. τ_i est la constante de temps d'intégration et R désigne le rayon moyen du tore sur lequel les spires sont bobinées. Ce dernier est très voisin de la dimension radiale de la bobine de rétroaction.

La sonde est sensible au champ principal B_z si elle n'est pas orientée correctement. En jouant sur l'élasticité de son support, une vis de réglage permet d'orienter la sonde perpendiculairement au champ principal jusqu'à l'obtention d'un signal zéro digne de ce nom.

Le pick-up électrostatique nous a posé quelques problèmes. Etant exposée au potentiel variable du guide de flux, la sonde transmet un signal d'origine capacitive au câble bifilaire. Cette perturbation sature l'amplificateur différentiel. Comme elle est de même signe sur les deux fils, on y remédie en court-circuitant le mode commun au moyen d'un transformateur

à ferrite, de très basse inductivité de fuite.

Une autre question à régler est le couplage direct de la sonde aux bobines de rétroaction. Il existe une valeur limite au-dessus de laquelle le système de rétroaction devient instable [6]. Le couplage a été compensé au mieux avec un circuit extérieur. Mais une compensation exacte n'est pas possible parce que le couplage lui-même varie lorsque le plasma change d'aspect. Cet effet non-linéaire a été réduit en éloignant la sonde des bobines de rétroaction jusqu'à une distance de 10 cm.

2.3. L'Amplificateur

Le détail de l'électronique fera l'objet d'un rapport séparé. Les éléments suivants constituant la chaîne d'amplification, elle est conçue en push-pull d'un bout à l'autre:

L'intégrateur du signal sonde est du type bootstrap. La dérive est ajustable et peut éventuellement servir à compenser celle des transformateurs de couplage. Un circuit "porte" avec mise à zéro permet d'enclencher la chaîne d'amplification au moment voulu, c'est-à-dire peu avant le développement de l'instabilité. La mise à zéro détermine la position d'équilibre de la colonne de plasma.

Un circuit d'avance de phase (lead) incorporé à l'intégrateur, assure la stabilité de la boucle de rétroaction.

Le préamplificateur permet d'atteindre un niveau de ± 24 V, avec sortie sur câbles de 75Ω . L'intégrateur, le préamplificateur ainsi que l'oscilloscope de contrôle sont placés dans une cage de Faraday.

L'amplificateur de puissance possède à l'entrée deux tétrodes Philips QE 8/200 élevant le niveau jusqu'à ± 500 V. L'étage suivant est un cathode-

follower Philips TB 3/750. Le retard total depuis la sonde jusqu'à cet étage est inférieur à $0,1\mu\text{sec}$. Viennent ensuite les deux triodes de puissance Siemens RS 2011. Elles sont alimentées à 9 kV et peuvent fournir une tension de $\pm 8\text{kV}$ avec un courant de $11 \pm 9\text{ A}$. On dispose ainsi d'une puissance de 0,14 MW pour la rétroaction. L'amplificateur est alimenté par une source de tension pulsée, à savoir, une ligne à retard de $40\mu\text{sec}$ délivrant une tension de 10 kV avec un temps de montée de $3\mu\text{sec}$. Elle est enclenchée en même temps que la préionisation, ainsi l'amplificateur est prêt à fonctionner dès le début du pinch. Les diverses tensions des tubes sont fixées au moyen de diviseurs résistifs. Les circuits ne contiennent pas de condensateurs et toutes les polarisations sont automatiques.

La charge de l'amplificateur est inductive. Un transformateur push-pull à ferrite, possédant un très bon couplage, adapte l'impédance de sortie à celle des bobines de rétroaction. Il s'agit alors d'ajuster au mieux l'impédance au taux de croissance de l'instabilité que l'on désire maîtriser. On a admis un taux de croissance de $\gamma = 0,33 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ pour décider de l'adaptation. L'amplificateur doit être en mesure de suivre à pleine puissance une variation de courant anodique au moins égale à γI_A . En exigeant un facteur deux de sécurité cela fait:

$$\dot{I}_A = 2\gamma I_A \quad (8)$$

Comme $U_A = L_A \dot{I}_A$ l'inductivité du primaire (entre les deux anodes) prend la valeur de

$$L_A \cong 3000 \mu\text{H} \quad (9)$$

Le courant maximum au niveau des bobines de rétroaction sera égal à $I = (3000 \mu\text{H}/46 \mu\text{H})^{\frac{1}{2}} I_A = n_o I_A = 72 \text{ Amp}$. Le rapport de transformation n_o est donc égal à 8.

A puissance réduite l'amplificateur est capable de suivre des taux de variation deux fois plus grands, c'est-à-dire de 4γ , grâce à une voie de rétroaction interne, liant le courant de sortie à la tension d'entrée. Ce perfectionnement améliore la propriété de stabilité du système.

La fonction de transfert G de l'amplification définie comme suit

$$I_A = GU \quad (10)$$

contient un certain nombre de pôles, dont les valeurs doivent être choisies de manière à rendre la boucle de rétroaction stable. Cette étude a été faite, mais ce qui nous intéresse ici est la valeur à basse fréquence, c'est-à-dire le gain $G = \text{constant}$ d'un amplificateur idéal. Pour rendre le plasma stable, la force d'action (2) doit surpasser la force de rappel négative égale à $M\gamma^2 y$, où $M = \pi a^2 \rho$ désigne la masse linéaire du plasma, a son rayon (on suppose un profil rectangulaire) et ρ sa densité. On écrira

$$F_f = AM\gamma^2 y \quad (A > 1) \quad (11)$$

où A est une amplification normalisée. Le taux de croissance est donné par [7]

$$\gamma^2 = \frac{\pi^2 B_z^2}{l^2 \mu_0 \rho} (2 - \beta)(N_c^2 - 1) \quad (12)$$

où l désigne la longueur du pinch amarré, B_z le champ extérieur et N_c le dépassement de la limite de K-S. En outre le courant axial à la limite de K-S est égal à

$$I_{K-S} = \frac{2\pi^2 a^2 B_z (2 - \beta)}{\mu_0 l} = 2030 \text{ Amp} \quad (13)$$

N_c est défini comme suit

$$I_z = N_c I_{K-S} \quad (14)$$

Ces dernières expressions réunies, conjointement avec (2), conduisent à la relation

$$\frac{I_A}{Y} = \frac{2\pi AR B_z (N_c^2 - 1)}{\mu_0 l \nu n_0 (1 - R^2/b^2) N_c} = 3000, A \quad (15)$$

en Ampère par mètre. On peut maintenant fermer la boucle, d'où le gain de la chaîne d'amplification

$$G = \frac{2AR^3 \tau_i (N_c^2 - 1) (1 - a^2/b^2) \theta}{\mu_0 \nu n_0 n Q N_c^2 a^2 (1 - \beta) (1 - R^4/b^4) \sin \theta} = 7, A \quad (16)$$

Les valeurs numériques mentionnées ci-dessus sont calculées d'après les données suivantes: $N_c = 1,4$; $R = 3,4$ cm ; $a = 0,8$ cm ; $b = 4,5$ cm ; $\tau_i = 4 \mu\text{sec}$; $\nu n_0 n = 12 \cdot 8 \cdot 62$; $Q = 0,9$ cm² ; $\beta = 0,1$; $\sin \theta / \theta = 0,83$; $B_z = 1,5$ Vsec m⁻². La pression de remplissage de deutérium est de 70 mTorr.

Le calcul ci-dessus nous suscite les commentaires suivants:

- 1) L'amplification G ne dépend pas du champ, ni de la densité du plasma, ni de la longueur du pinch. Elle est déterminée essentiellement par le facteur de dépassement de la limite de K-S.
- 2) Pour calculer l'amplitude maximale stabilisable il serait nécessaire de résoudre l'équation complète du système. Néanmoins la formule (15) donne un bon ordre de grandeur. En introduisant $A = 1,5$ par exemple, et avec $I_A = 9$ Amp, on trouve $y = 2$ mm. Par conséquent, la position d'équilibre du système doit être réglée très près de la position de repos du plasma.
- 3) Le choix de l'amplification normalisée A est le résultat d'un compromis. Si A était voisin de l'unité, le plasma serait marginalement stable, et une dérive initiale serait impossible à rattraper. Par contre à grand A correspond une petite amplitude maximale. Par ailleurs l'analyse du cir-

La figure 2 montre les photos avec et sans rétroaction dans le cas d'un courant axial retardé de $1 \mu\text{sec}$.

La figure 3 montre le phénomène lorsque le courant axial est avancé de $1 \mu\text{sec}$ par rapport au pinch.

Dans la figure 4 les traces de la fig. 3 sont reportées graphiquement dans le but de les comparer avec les déviations du plasma mesurées au moyen de la sonde magnétique, qui elles, sont reportées dans la figure 5.

On remarque que la colonne de plasma reste plus longtemps au voisinage de l'axe, lorsque l'amplification est enclenchée, mais le kink s'amorce dès que l'amplitude dépasse 2 à 3 mm. On observe en outre que le signal optique croît un peu plus vite que le signal magnétique. La cause de cette différence réside en ceci: lors d'un pinch à profil diffus, la partie centrale de la colonne de plasma ne suit pas exactement le mouvement de la partie extérieure; en d'autres termes, le kink est partiellement interne et externe. Or, la photographie indique un déplacement moyen, tandis que la sonde détecte le champ magnétique dicté principalement par le mouvement de l'extérieur. Une étude du parallélisme entre photo et signal sonde a été faite séparément [LRP en préparation].

IV. INTERPRETATION DES RESULTATS ET CONCLUSION

Il convient de définir d'abord dans un cas simplifié les grandeurs intervenant lors d'un kink amarré aux électrodes. Lors d'un profil de densité rectangulaire et d'un courant de surface, seul le kink externe existe. La relation de dispersion valable aux grandes longueurs d'ondes est donnée par [8,9,10]

$$\omega^2 = \omega_A^2 q \left[(2 - \bar{\beta}) q - 2 \right] \quad (17)$$

cuit montre que le système devient "overstable" si A est supérieur à 3. Notre expérience le montre de façon spectaculaire. 1,5 semble être un bon compromis.

III. RESULTATS DES MESURES

En situation instable le plasma s'écarte toujours dans la même direction azimutale. Il est possible de modifier la direction au moyen de plaques métalliques placées près des extrémités de la bobine θ en des azimuts différents. Grâce à cet artifice on parvient à maintenir le mouvement dans le degré de liberté voulu. Dans une première étape l'expérience peut ainsi être conduite avec un seul amplificateur.

Le plasma est photographié par les fentes situées dans le plan médian, près duquel se trouve aussi la sonde magnétique dipolaire. Les déplacements mesurés photographiquement et magnétiquement sont traités numériquement. L'expérience est conduite en effectuant des tirs alternés avec et sans rétroaction. Le résultat est le suivant: le plasma reste plus longtemps en position d'équilibre lorsque la rétroaction est enclenchée. Mais le kink s'amorce toujours en raison de la trop faible puissance de l'amplificateur.

Deux différents timings du courant I_z ont été essayés: le début du courant axial est retardé ou avancé d'une microseconde par rapport au début du pinch. Dans le 1er cas le courant a tendance à circuler en surface, alors que dans le 2ème cas le courant est piégé à l'intérieur du plasma dès le début du pinch. De cette manière il est possible de modifier le profil du courant. L'expérience n'a pas montré un comportement nettement différent, ce qui est en accord avec le résultat du calcul numérique, indiquant un taux de croissance quasi indépendant du profil du courant mais dépendant seulement de la masse totale.

avec

$$\omega_A = \frac{v_A}{\alpha a} \quad v_A = \frac{B_z}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad \alpha = \frac{B_z}{B_\theta} \quad (18)$$

La parabole (17) est représentée dans la figure 6. q désigne le facteur de sécurité qu'il est convenu d'écrire comme suit:

$$q = -\alpha h a \quad (19)$$

Le mouvement de l'axe du kink est décomposable en une somme d'ondes ayant la forme $\exp(-ihz + i\omega t)$. Pour satisfaire aux conditions de bords, il est nécessaire de superposer deux ondes de même amplitude et de même fréquence, mais avec des longueurs d'ondes différentes:

$$y = e^{i(-h_1 z + \omega t)} + e^{i(-h_2 z + \omega t)} \quad (20)$$

L'égalité des fréquences impose une condition pour h_1 et h_2 que l'on peut écrire

$$q_1 = q_c + \Delta q \quad \text{et} \quad q_2 = q_c - \Delta q \quad (21)$$

avec

$$q_c = \frac{1}{2-\beta} \quad (22)$$

Dans la fig. 6 on a reporté les deux valeurs de q pour une situation stable $\omega^2 > 0$. On remarque que q_c est situé au sommet de la parabole. En introduisant (19) et (21) dans (20) il vient:

$$y = 2 e^{i\left(\frac{q_c z}{\alpha a} + \omega t\right)} \cos \frac{\Delta q z}{\alpha a} \quad (23)$$

La condition aux bords demande l'existence d'un noeud en $z = \pm l/2$ d'où

$$\Delta q = \frac{\pi a \alpha}{l} \quad (24)$$

En définissant l'hélicité d'équilibre

$$h_c \equiv \frac{\pi q_c}{l \Delta q} \quad (25)$$

la forme du kink s'écrit

$$y = 2 e^{i(h_c z + \omega t)} \cos \frac{\pi z}{l} \quad (26)$$

La limite de stabilité $\omega^2 = 0$ nous fournit une nouvelle limite de K-S pour le pinch amarré: $\Delta q = q_c$. La condition de stabilité est alors

$$\Delta q \geq \frac{1}{2 - \beta} \quad (27)$$

On peut montrer que l'application de la force de rétroaction a pour effet de surélever la parabole (17). Dans la fig. 6 elle est indiquée en pointillé. Le plasma est marginalement stable pour une valeur de Δq plus petite, indiquée par Δq^* . Le dépassement atteignable de la limite de K-S défini par (14) est maintenant précisé par la relation $N_c \equiv q_c / \Delta q^*$.

La superposition de deux modes d'égale amplitude et de longueurs d'onde différentes est conditionnée par une raison plus profonde. Aux points $q_c + \Delta q$ et $q_c - \Delta q$ les deux ondes possèdent des vitesses de groupe égales et de signe opposé (on le vérifie en calculant $\partial\omega/\partial q$). Comme l'énergie se propage à la vitesse de groupe, et que les deux modes ont la même amplitude, cela signifie que les deux ondes transportent la même énergie en sens contraire et qu'il existe, par conséquent, une condition de réflexion totale aux électrodes.

Dans le cas réel d'un profil diffus, la relation de dispersion est très différente de la parabole (17). En plus du kink, il apparaît un spectre continu de modes d'Alfvèn et de modes sonores. La figure 7 montre pour un profil particulier l'ensemble des modes, calculé au moyen d'un code numérique [11]. La fréquence est normalisée selon les formules (18) où $\bar{\rho}$ désigne maintenant la densité moyenne (même masse totale) et avec $\alpha = 50$. On distingue le mode kink fortement instable, ressemblant encore à une parabole dans la région $q < 1$. De ce côté, le plasma exécute un mouvement d'ensemble, appelé kink externe. En passant dans la région $q > 1$ le taux de croissance prend des valeurs beaucoup plus petites et le kink devient de plus en plus interne (le déplacement ξ_r de la matière est grand au centre et devient très faible près de la surface du plasma, ξ_θ possède un zéro). Les spectres continus d'Alfvèn et sonore sont indiqués en hachuré dans la fig. 7. Leurs fonctions propres sont singulières.

La formation d'un pinch amarré ne peut plus s'obtenir par simple superposition de deux modes distincts. La condition $\xi_r = 0$ aux électrodes n'est réalisable qu'à partir d'une composition adéquate de modes prélevés au spectre continu. Il est probable que le mouvement d'ensemble prend un caractère à prédominance externe; en d'autres termes, la partie centrale de la colonne de plasma sera entraînée dans un mouvement semblable au déplacement de la zone extérieure. Un code numérique pour résoudre ce problème n'existe pas à notre connaissance. Il est néanmoins permis d'affirmer, en raisonnant par analogie (voir réf. [12]) que l'amarrage aux électrodes introduit un couplage de modes, et que l'effet de la rétroaction modifie le couplage. Mais on ne sait pas encore comment le kink résultant réagit à une force de rétroaction; l'expérience à pleine puissance donnera la réponse.

Les auteurs tiennent à remercier Monsieur F. Troyon pour les discussions fructueuses.

Ce travail a été exécuté avec l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

REFERENCES

- [1] R. Keller. Mesures diamagnétiques d'un thêta pinch
LRP 78/74 (1974) Lausanne

- [2] I.R. Jones, J.-M. Peiry, F. Troyon. Influence of limiters on the
penetration of an oscillating axial current in a straight discharge
LRP 41/72 (1972) Lausanne

- [3] A. Pochelon, R. Keller. Formation de l'instabilité hélicoïdale d'un
screw pinch mesurée au moyen de sondes magnétiques dipôlaires
LRP 86/74 (1974) Lausanne, et ZAMP, Vol. 25, 685 (1974)

- [4] R.J.J. van Heijningen, D.J. Maris, C. Bobeldijk, P.C.T. van der Laan
Plasma Physics 14, 205 (1972)

- [5] R.E. King, D.C. Robinson, A.J.L. Verhage. J.Phys.D: Appl.Phys.
Vol. 5, 2015 (1972)

- [6] R. Keller. La fonction de transfert d'un pinch hélicoïdal stabilisé
par rétroaction. LRP 73/73 (1973) Lausanne

- [7] R. Keller. Le mécanisme du pinch hélicoïdal stabilisé par rétroaction
LRP 58/72 (1972) Lausanne

- [8] R.J. Tayler. Proc.Phys.Soc. (London) B70, 1049 (1957)

- [9] B.B. Kadomtsev. Review of Plasma Physics, M.A. Leontovich
Vol. 2, 153 (1966)

- [10] R. Wilhelm. Numerische Berechnung der Anwachsraten von MHD-
Instabilitäten am Screw-Pinch. IPP 1/100 (1969) Garching

- [11] K. Appert, D. Berger, R. Gruber, F. Troyon. Computer Phys.Commun.
(à paraître)
- [12] R.L. Dewar, R.C. Grimm, J.L. Johnson, E.A. Frieman, J.M. Greene
P.H. Rutherford. Long-Wavelength Kink Instabilities in Low-Pressure,
Uniform Axial Current, Cylindrical Plasmas with Elliptic Cross
Sections. MATT-1017 (1973) Princeton.

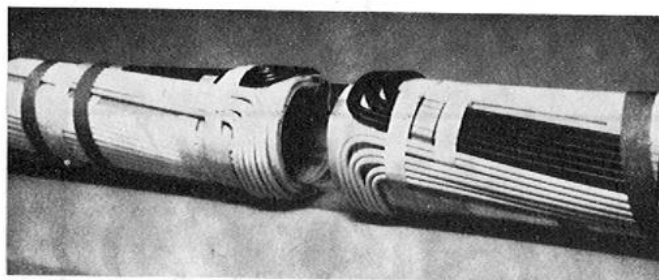


Fig. 1. Bobine de rétroaction

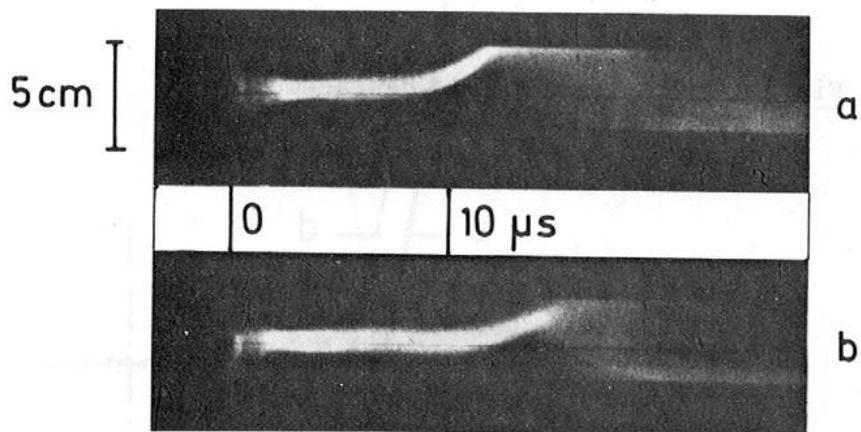


Fig. 2 Photo streak, a: sans b: avec rétroaction

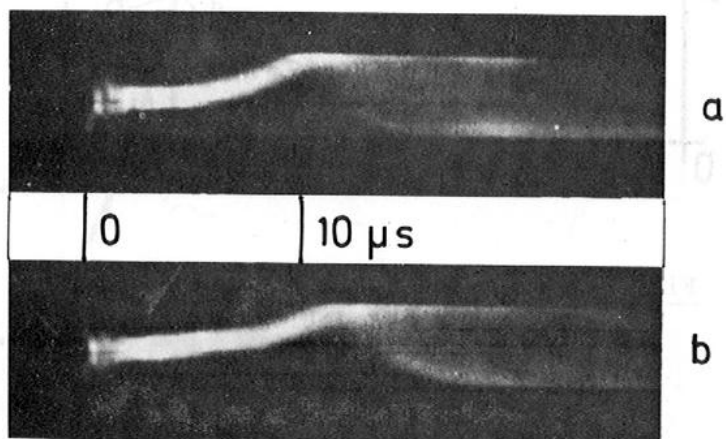


Fig. 3 Photo streak, a: sans b: avec rétroaction

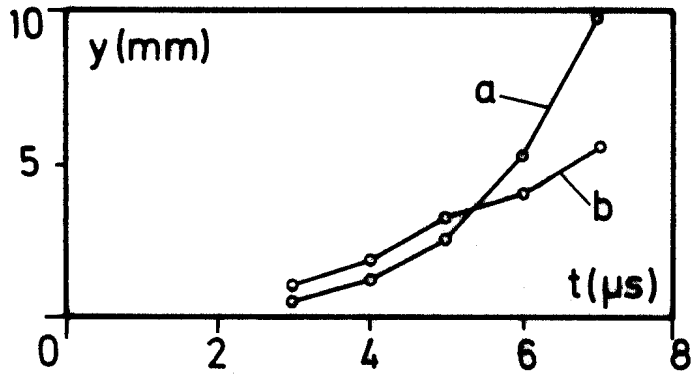


Fig. 4: Mesure optique du déplacement
 a: sans rétroaction
 b: avec rétroaction

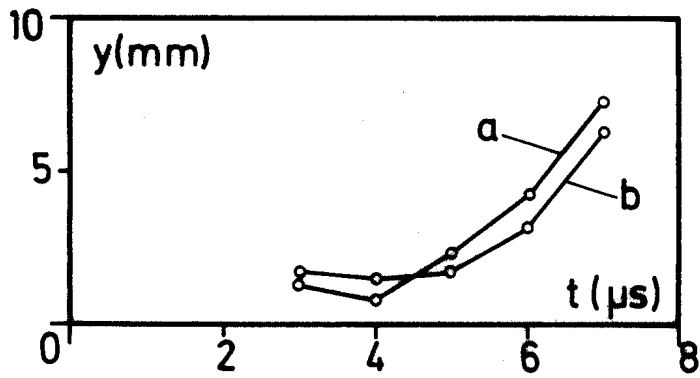


Fig. 5: Mesure magnétique du déplacement
 a: sans rétroaction
 b: avec rétroaction

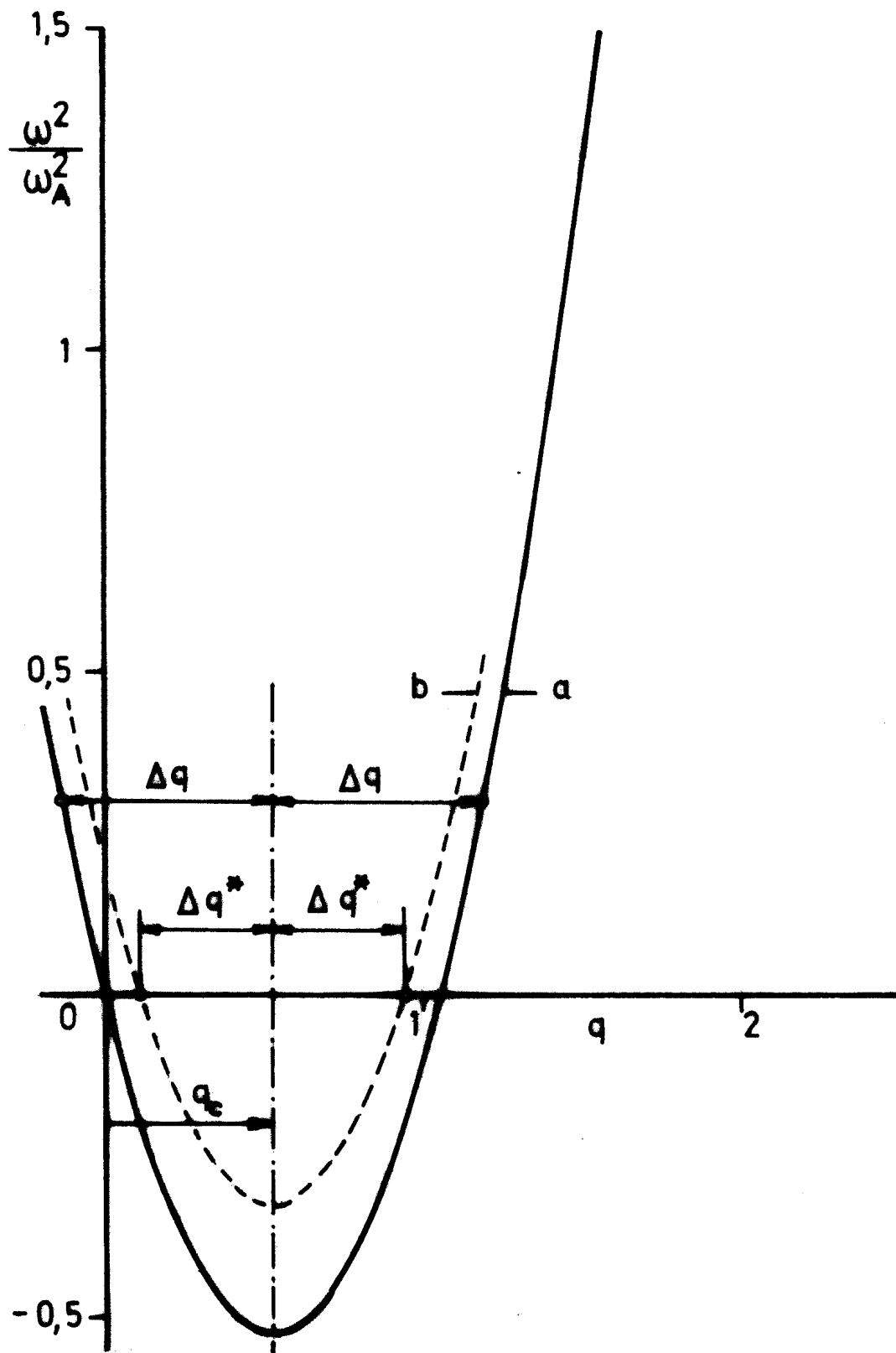


Fig. 6: Relation de dispersion du mode $m = 1$ pour un profil rectangulaire, $\beta = 0,1$
 a: sans b: avec rétroaction

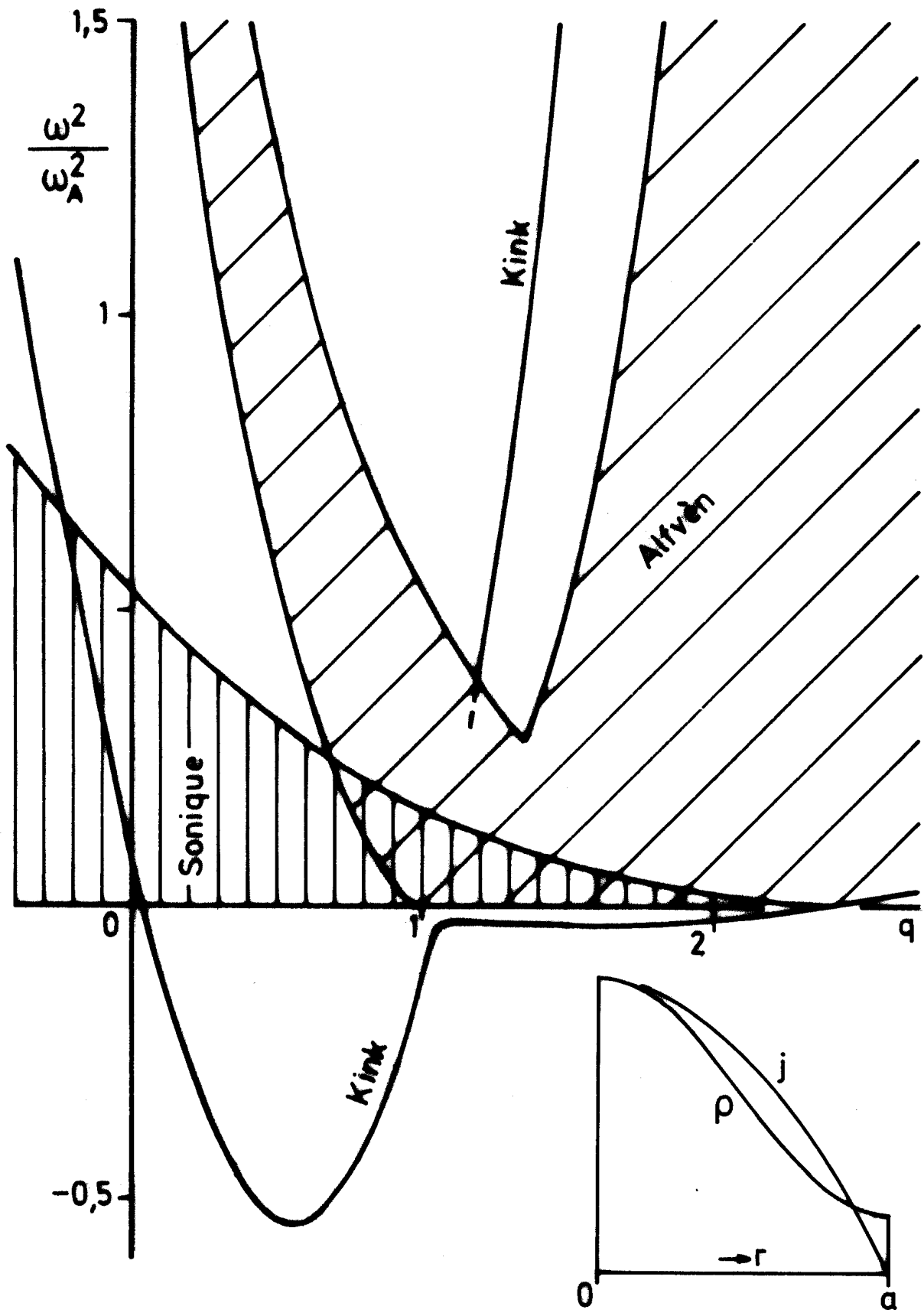


Fig. 7: Relation de dispersion du mode $m = 1$ pour un profil diffus, $\beta_0 = 0,2$, $b/a = 5$