

INTERACTION DES CHAMPS ÉLECTRO-MAGNÉTIQUES GLISSANTS AVEC LES GAZ IONISÉS

Par J. M. ROCARD ⁽¹⁾,

Litton Systems Inc, Beverly Hills, Californie.

Résumé. — En général, dans les accélérateurs à plasma, la force d'accélération qui s'exerce sur un jet de gaz ionisé est une force de Laplace. Dans les accélérateurs à champs glissants, il est important de s'assurer que cette force de Laplace est toujours dirigée dans le sens du déplacement du gaz ionisé et que la valeur de l'induction magnétique reste appréciable même en présence du plasma.

Quelques propriétés des champs glissants produits par des systèmes de bobines alimentées en courants polyphasés sont brièvement décrites. En particulier, les effets de bouts, qui se traduisent par l'apparition de bosses dans le profil de l'induction magnétique en fonction de la distance le long de l'accélérateur, peuvent entraîner une décélération du jet de gaz ionisé. Ces inconvénients sont évités par l'utilisation d'une configuration spéciale du système de bobines.

Les interactions du gaz ionisé avec les courants circulant dans les circuits polyphasés peuvent introduire des instabilités nuisibles à la formation de l'onde glissante idéale. Ces effets nuisibles sont largement neutralisés quand les circuits polyphasés sont accordés (résonance) d'une manière complètement symétrique quant aux selfs des différentes branches inductives et à leurs coefficients d'induction mutuelle.

Abstract. — Lorentz forces are usually the accelerating forces used in plasma accelerators. As far as travelling wave accelerators are concerned, it is very important to check that this Lorentz force has always the same direction and that the magnetic induction is still important in spite of plasma loading.

A few properties of travelling fields due to a linear coil system fed by polyphased currents are briefly described. In particular, the end effects, which appear as « bumps » in the profile of the magnetic induction along the accelerator axis, may cause a deceleration of the ionized gas jet. This situation can be avoided by a judicious configuration of the coil system.

The interactions of the ionized gas with the field producing currents can introduce some instabilities which, in turn, react on the travelling field itself. Those effects are avoided when the polyphased networks are tuned in a completely symmetric manner.

Introduction. — Si, dans un milieu ionisé, on applique deux champs orthogonaux électrique et magnétique, des courants électriques se forment et des forces de Laplace sont engendrées dont la direction est donnée par la règle du bonhomme d'Ampère. On peut réaliser des accélérateurs de gaz ionisés par l'utilisation de cette loi fondamentale de la Physique. En pratique presque tous les accélérateurs à plasma fonctionnent sur ce principe et, en particulier, ceux dits « à ondes progressives ». La production de champs électromagnétiques glissants n'a pas été, à la connaissance de l'auteur, l'objet d'études approfondies. Quelques propriétés de champs glissants produits par des systèmes de bobines alimentées en courants polyphasés sont donc d'abord brièvement décrites : une solution mathématique du problème est donnée dans un cas simple. L'interaction d'une onde électromagnétique glissante avec d'abord un anneau métallique puis un plasma est considéré. Et, pour terminer, la mise à la résonance des circuits polyphasés du système des bobines est discutée à cause des problèmes d'accord qui se posent en régime de charge (transfert de puissance dans le gaz ionisé).

⁽¹⁾ Adresse actuelle : Faculté des Sciences, Toulouse, France.

Production des champs électromagnétiques glissants. — Considérons un système de m spires coaxiales représentées en haut de la figure 1 qui a la forme d'un solénoïde dont chaque spire est parcourue par un courant

$$I_m = I_0 \sin [\omega t + (m - 1) \pi / 3].$$

L'angle figurant dans l'expression de la phase a été pris égal à $\pi/3$ pour simplifier le raisonnement ; il est évident que l'on peut généraliser avec π/n très facilement. Un tel système produit un champ magnétique d'amplitude constante (si le nombre des spires est infini) qui se propage dans la direction des z positifs avec une vitesse $v = \lambda f$ où λ est la longueur d'onde du système et f la fréquence des courants polyphasés. En pratique, un accélérateur ne possède qu'un nombre fini de bobines et a donc une entrée et une sortie. Il est donc important d'étudier et, si possible, de contrôler les effets de bouts. On peut voir intuitivement que le paramètre a/λ (a , rayon commun des spires) est très important en considérant les deux cas extrêmes où les spires sont très écartées les unes des autres et celui où elles sont très serrées. Dans le premier on obtient une onde glissante modulée en amplitude (les minima se trouvant entre les spires) et dans le deuxième en chaque point de l'axe inté-

rieur au solénoïde les contributions des courants déphasés de 180° sont telles que l'amplitude de l'onde au centre devient très rapidement négligeable..

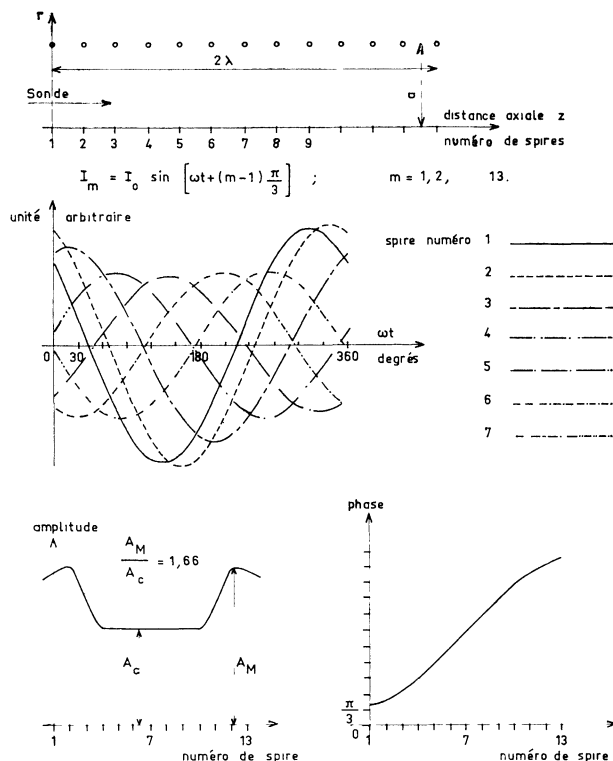


FIG. 1. — 13 spires $2\lambda \quad \frac{a}{\lambda} = 0,42$.

Dans les cas de symétrie axiale qui nous intéressent, on peut étudier les propriétés de ces ondes glissantes par l'intermédiaire d'une méthode analogique. On sait, en effet, que les champs magnétiques à symétrie axiale (variables : r et z seulement) sont régis par des équations analogues à celles qui déterminent les lois de distribution de courants continus débitant dans un réseau plan de résistances correctement choisies. Les axes, horizontal et vertical, du réseau correspondent alors aux variables z et r de l'espace. Les courants circulant dans les spires

$$I_m = I_0 \sin [\omega t_0 + (m - 1)\pi/3]$$

à un instant donné t_0 sont simulés par des courants continus injectés aux nœuds du réseau. Le nombre d'alimentations en courant continu, indépendantes les unes des autres, doit correspondre au nombre de spires à simuler. Les quantités analogues sont alors : la différence de potentiel entre la masse (axe horizontal) et un nœud du réseau est l'analogue du flux d'induction magnétique à travers la surface circulaire de rayon donné par l'ordonnée du nœud dans l'espace cylindrique ; les courants

circulant dans les résistances horizontale et verticale correspondent aux champs magnétiques radial et axial respectivement. Si donc l'on dispose d'un tel tableau analogique, il est facile de relever le profil du flux d'induction magnétique à travers une petite surface circulaire perpendiculaire et centrée sur l'axe en fonction de la distance axiale (z) à l'intérieur d'un système à m spires alimentées en courants polyphasés, et de faire ces relevés en fonction du paramètre a/λ .

A titre d'exemple, on a réuni, sur la figure 1, les résultats des mesures obtenues par cette méthode analogique dans le cas particulier où l'on simulait un système de 13 spires alimentées par des courants $I_m = I_0 \sin [\omega t + (m - 1)\pi/3]$ et dont la valeur du paramètre a/λ était 0,42. Le premier diagramme montre la disposition géométrique de l'ensemble. Sur le deuxième diagramme, on a porté en ordonnée la différence de potentiel mesurée sur le réseau de résistances (équivalente au flux d'induction magnétique) à une distance proche de l'axe horizontal en fonction de ωt (c'est-à-dire du temps), traduite en degrés d'angle pour faire ressortir le caractère sinusoïdal des fonctions de flux magnétique et ceci aux positions correspondant aux plans des 7 premières spires. On déduit aisément de ce graphique que le flux d'induction magnétique se propage de la gauche vers la droite si les spires 1, 2, 3, etc. sont placées dans cet ordre. Les deux diagrammes du bas, tirés du précédent, montrent, l'amplitude et la phase de cette onde glissante en fonction de la distance axiale. Des bosses apparaissent aux deux extrémités du système de spires tandis que l'amplitude de l'onde glissante reste à peu près constante au centre. Le rapport $\left(\frac{\text{Amplitude maximum}}{\text{Amplitude au centre}}\right) = \frac{A_m}{A_c}$ est dans ce cas ($a/\lambda = 0,42$) égal à 1,66.

Quand a/λ augmente, les bosses augmentent et l'amplitude au centre diminue pour les mêmes valeurs de courants ; le rapport de l'amplitude maximum à l'amplitude au centre croît rapidement : il est de l'ordre de 5 quand $a/\lambda = 0,82$; des minima apparaissent aussi entre le plateau central et les maxima des extrémités, mais ne donnent pas lieu à des différences d'amplitude très importantes par rapport au plateau central.

Le tableau I donne un résumé des quelques propriétés d'ondes progressives produites par des systèmes de spires coaxiales circulaires alimentées en courants polyphasés, en fonction du paramètre a/λ et étudiées par cette méthode [1]. Le rapport de l'amplitude maximum à l'amplitude dans la région centrale du système de spires donne une idée de l'importance des bosses dues aux effets de bords. Dans la section suivante, on considère l'influence des bosses de cette onde électromagnétique glissante sur un anneau métallique, puis sur des gaz ionisés. Quant à la variation de phase de

TABLEAU I

RÉSUMÉ DE QUELQUES PROPRIÉTÉS D'ONDES GLISSANTES
PRODUITES PAR UN SYSTÈME DE m SPIRES COAXIALES ALIMENTÉES EN COURANTS POLYPHASÉS

$$I_m = I_0 \sin \left[\omega t + (m - 1) \frac{\pi}{3} \right]$$

NOMBRE DE SPIRES m	NOMBRE DE LONGUEURS D'ONDES λ	PARAMÈTRE a/λ	RAPPORT AMPLIT. MAX. AMPLIT. CENT. A_m/A_c	VARIATION DE PHASE EN FONCTION DE z AU CENTRE
—	—	—	—	—
13	2	0,822	5	Indéterminée, Accumulation des phases aux deux bouts
19	3	0,63	2,6	Perturbée
13	2	0,63	2,75	Perturbée
13	2	0,50	2,1	A peu près linéaire
13	2	0,42	1,66	Linéaire
13	2	0,31	1,22	Linéaire
7	1	0,21	1,17	Linéaire
7	1	0,16	1,05	Linéaire

l'onde glissante, elle est directement liée à la vitesse de propagation ; les indications « linéaire », « perturbée » ou « indéterminée » montrent que celle-ci est constante, variable avec z (périodes d'accélération et de décélération) ou indéfinissable et ceci dans la partie médiane de l'accélérateur.

Avant de passer à la section suivante, signalons qu'il existe deux autres méthodes pour étudier ce problème : la première consiste à construire un appareillage expérimental comprenant les m spires ou bobines, leur support et l'alimentation polyphasée et à faire les relevés topographiques de l'amplitude et de la phase de la force électromotrice induite aux bornes d'une petite bobine (sonde) en fonction de la distance axiale ; on retrouve les mêmes résultats mais il va sans dire que cette méthode n'est pas très souple quand on veut faire varier le paramètre a/λ . La deuxième consiste à traiter la question par les mathématiques ; malheureusement, les formules, dans le cas le plus général, deviennent vite assez compliquées et conduisent à des calculs numériques fastidieux. Dans certains cas particuliers, cependant, les calculs se simplifient car il est possible de faire quelques approximations qui permettent de ne prendre que les premiers termes du développement en série de Taylor. Ainsi, par exemple, considérons un système de 7 spires identiques (*fig. 2*) parcourues par des courants $I_m = I_0 \sin [\omega t + (m - 1)\pi/3]$ et tel que $\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{6}$.

Calculons le potentiel magnétique scalaire [2] en un point M situé sur l'axe entre les spires 4 et 5. Les potentiels scalaires s'ajoutant, nous devons prendre les contributions de chaque spire et les

ajouter algébriquement. Par exemple, la contribution de la spire 4 s'écrit :

$$V_z^4 = 2\pi I_4 \left[1 - \frac{z_4}{(a^2 + z_4^2)^{1/2}} \right] \text{ UEM CGS.}$$

Comme le point M est situé près de la spire 4, $z_4 < a$ et l'expression précédente peut être développée en série et s'écrire :

$$V_z^4 = 2\pi I_4 \left[1 - \frac{z_4}{a} + \frac{z_4^3}{2a^3} - \dots \right]$$

et de même pour le potentiel scalaire V_z^5 où l'indice 4 a été remplacé par 5.

Quand $z_n > a$ et ceci est vrai pour les potentiels magnétiques scalaires créés par les spires 1, 2, 3, 6 et 7, les développements en série s'écrivent :

$$V_z^n = 2\pi I_n \left[\frac{a^2}{2z_n^2} - \frac{3a^4}{8z_n^4} + \dots \right].$$

De simples considérations géométriques conduisent à :

$$z_n = z - (n - 1) \frac{\lambda}{6}.$$

Le point M ayant été choisi au voisinage du centre de AB (*fig. 2*) on peut dès maintenant avoir une idée de l'ordre de grandeur des termes d'ordre supérieur des séries de V_z^4 et V_z^5 et de tous les termes des séries V_z^n (avec $n = 1, 2, 3, 6$ et 7). Les termes en z_4^3/a^3 et z_5^3/a^3 sont de l'ordre de 6 % et tous les autres termes de V_z^n sont inférieurs à 8 % à l'exception de

$$V_z^3 = 2\pi I_3 \left[\frac{a^2}{2z_3^2} \right] \text{ et } V_z^6 = 2\pi I_6 \left[\frac{a^2}{2z_6^2} \right]$$

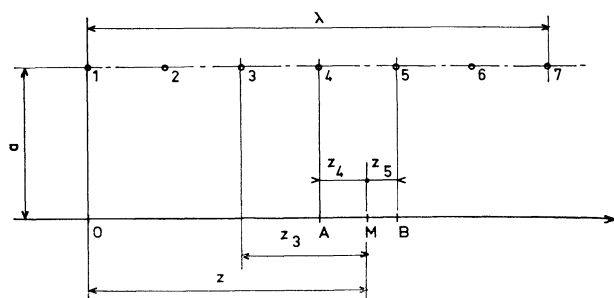


FIG. 2.

qui sont eux du même ordre de grandeur mais de signes opposés et donc s'annulent dans l'addition du potentiel scalaire en M qui s'écrit finalement :

$$\begin{aligned}
 V_M &= -2\pi I_0 \sin \omega t \left[1 - \left(\frac{z}{a} - \frac{3\lambda}{6} \right) \right] \\
 &= -2\pi I_0 \sin \omega t \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{z}{a} - \frac{4\lambda}{6a} \right) \right] \\
 &\quad - 2\pi I_0 \cos \omega t \frac{\sqrt{3}}{2} \left[1 - \left(\frac{z}{a} - \frac{4\lambda}{6a} \right) \right]
 \end{aligned}$$

que l'on peut mettre sous forme :

$$V_M = 2\pi I_0' \sin (\omega t + \varphi).$$

En calculant de cette façon le potentiel magnétique scalaire en différents points de l'axe, on peut montrer que l'on obtient bien une onde glissante (variation de phase de 60° correspondant à un déplacement sur l'axe de $\lambda/6$ au centre du solénoïde) et que son amplitude est constante à 10 % près.

Cette méthode devrait pouvoir se généraliser dans les cas où $a/\lambda > 1/6$.

Application aux accélérateurs à ondes progressives. — Considérons maintenant un canal de longueur d et d'axe oz . (fig. 3). Si, en chaque

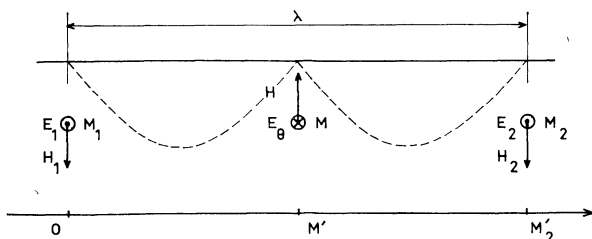


FIG. 3.

point M à l'intérieur du canal, il existe un champ magnétique radial \mathbf{H} et un champ électrique \mathbf{E}_0 perpendiculaire à \mathbf{H} , et si ce champ \mathbf{E}_0 est capable de déplacer des charges électriques et donc de créer un courant se refermant sur lui-même, une force

de Laplace agit sur le courant dans la direction donnée par la règle du bonhomme d'Ampère (fig. 3). Cette disposition géométrique, est, en pratique, impossible à obtenir avec des champs électromagnétiques continus. Par contre, il est possible de réaliser des accélérateurs de ce genre à l'aide des systèmes de bobines à ondes progressives dont on vient de parler. Sur la figure 3, on a représenté la forme générale des lignes de forces du champ magnétique à un instant donné t_0 produit par un système de bobines alimentées en courants polyphasés (1 longueur d'onde pour simplifier). On voit sur cette figure qu'à un instant donné t_0 il y a trois régions au voisinage de M, M_1 et M_2 où l'on verra apparaître des forces de Laplace toutes de même direction, s'il y a création de courants circulaires fermés. À $t_0 + \Delta t$, les lignes de forces se sont déplacées dans le sens de propagation d'une distance $\Delta z = v\Delta t$ et donc les 3 régions à considérer se déplacent de la même quantité. Dans les régions intermédiaires la composante axiale du champ magnétique est plus importante et, si le fluide se trouvant dans le cylindre est un gaz ionisé, les forces de Laplace qui y apparaîtront auront tendance à le confiner autour de l'axe Oz. Si l'on désire accélérer un anneau métallique, il est possible d'utiliser un système représenté sur la figure 3 ; dans les régions au voisinage de M, M_1 et M_2 les forces de Laplace agissent dans le sens de la propagation de l'onde, mais, dans les régions intermédiaires elles risquent de provoquer une torsion de l'anneau si celui-ci ne se trouve pas exactement dans un plan perpendiculaire aux génératrices du cylindre. L'inertie due à sa masse est telle que l'anneau voit passer un nombre important d'ondes glissantes quand il se déplace d'une quantité Δz : bref, il est soumis alternativement à une force d'accélération puis à une force de torsion et ainsi de suite ; si les forces de frottements de l'anneau contre son support isolant sont plus grandes que les forces d'accélération, l'anneau se bloque ; dans le cas contraire, il est accéléré par le champ glissant et sera éjecté de l'accélérateur sauf si les lignes de champ présentent un profil à bosses à la sortie.

On peut montrer [4] en effet, que la valeur moyenne dans le temps de la force, qui s'exerce sur un anneau métallique (résistance R), créé par une onde de flux magnétique d'amplitude $\Phi_0(r, z)$ se propageant avec une vitesse V , est égale à :

$$F = \frac{\omega^2 \Phi_0^2}{Rv [1 + (\omega\tau)^2]} \left[1 - v\tau \frac{\partial \ln \Phi_0}{\partial z} \right]$$

où $\omega = 2\pi f$ et $v = \lambda f$, f étant la fréquence des courants polyphasés circulant dans le système de bobines et λ sa longueur d'onde. Le temps τ , lui, est défini comme étant la constante de temps de l'anneau métallique et est égal à L/R (self et résistance). Ainsi on voit sur cette formule que si le gradient de $\ln \Phi_0$ par rapport à z est positif et que

le produit $v\tau \frac{\partial \ln \Phi_0}{\partial z}$ est supérieur à l'unité, la force d'accélération change de signe. Les effets de bouts tendent à repousser l'anneau métallique vers le centre de l'accélérateur : on a là un effet de miroir magnétique. Cet effet de miroir peut être évité par la suppression des gradients positifs de l'onde glissante de flux magnétique à l'intérieur et à la sortie de l'accélérateur. Il est facile de voir que la bosse terminale dans le cas des canaux de section constante sera très atténuée si l'on fait circuler des courants de moindre intensité dans les enroulements placés près de la sortie du système de spires. En pratique, on utilise des bobines identiques à n tours chacune ; pour supprimer la bosse de sortie, et si l'on veut utiliser les mêmes courants d'alimentation, les bobines terminales devront avoir moins de tours : c'est un problème simple de relevé topographique de configuration de champs magnétiques.

Accélération des plasmas. — Si l'on veut accélérer des gaz ionisés par des champs glissants, deux cas importants se présentent.

a) le gaz est peu ionisé (de l'ordre de 1 %) et la pression thermodynamique du gaz due aux particules neutres et ionisées est telle que les anneaux de courants électroniques qui se forment sont très perturbés par les collisions électron-molécule. Ces derniers subissent en moyenne dans le temps des forces de Laplace F données en première approximation par la formule ci-dessus. Les phénomènes de collision (électron-neutre) sont tels que τ peut être important ($\omega\tau > 1$) et, comme on l'a vu dans le cas de l'accélération des anneaux métalliques, il est important de s'assurer que l'onde glissante de flux magnétique ne présente pas à la sortie de l'accélérateur de gradients positifs de flux. Les ions, eux, parce que leur masse est de beaucoup supérieure à celle des électrons, sous l'action des champs électriques E_0 , engendrent des courants négligeables devant les courants électroniques ; ils sont accélérés par l'intermédiaire des électrons auxquels ils sont liés par interactions coulombiennes, le plasma devant rester électriquement neutre. Les particules neutres sont accélérées par les collisions ions-atomes.

Cette représentation simplifiée des processus d'accélération ne prétend pas expliquer en détails tous les phénomènes compliqués qui se produisent réellement dans un accélérateur à ondes progressives fonctionnant dans ces conditions thermodynamiques. Elle peut, cependant, expliquer d'une façon qualitative des résultats expérimentaux obtenus. Ainsi G. Fonda-Bonardi et al. [3] ont prouvé qu'il était possible d'accélérer un jet de gaz ionisé (mélange d'azote et d'argon) à des vitesses de l'ordre de 2 500 à 3 000 m/s à l'aide d'un accélérateur à ondes progressives ($v = 22\,000$ m/s).

Par comparaison, le même jet de gaz injecté dans le canal sans utiliser l'accélérateur avait une vitesse mesurée de 410 m/s. Les caractéristiques expérimentales de l'accélérateur étaient les suivantes :

Rayon du canal 7,5 cm, longueur du canal 1 m.

Système de 18 bobines, les 15 premières avec 20 tours, les 3 dernières avec 15 tours ; fréquence des courants polyphasés 55 kHz (6 phases, 3 longueurs d'onde), champ magnétique axial de l'ordre de 150 Gauss (valeur efficace), vitesse de propagation du champ électromagnétique 22 000 m/s, débit de gaz 0,2 g/s, degré d'ionisation quelques pour cent (due à la décharge haute fréquence par l'accélérateur même), pression thermodynamique du gaz dans le canal 0,2 à 0,3 mmHg, régime stationnaire.

Dans le même ordre d'idée, Th. Moulin et al. [4] ont trouvé expérimentalement que la vitesse des plasmas accélérés par un accélérateur à ondes progressives (régime transitoire) devenait de beaucoup inférieure à la vitesse de propagation de l'onde glissante quand la pression thermodynamique dans le canal atteignait une valeur critique (0,15 mmHg). Cette valeur critique dépend naturellement du champ magnétique qu'il est possible de maintenir en présence du plasma et qui n'a pas été donné dans la référence citée. Signalons que ces auteurs ont utilisé pour accélérateur un canal annulaire sous forme d'une tuyère divergente avec des bobines intérieures et extérieures pour produire un champ magnétique essentiellement radial dans la région d'accélération. Les principes d'opération restent les mêmes.

b) Le deuxième cas qui se présente est celui où le gaz est fortement ionisé (10 % ou plus) et où les forces exercées par la pression thermodynamique du gaz sont nettement inférieures aux forces électromagnétiques engendrées par l'accélérateur à ondes progressives. Dans ce cas, les champs électriques E_0 créent des courants électroniques qui restent piégés dans les lignes de forces du champ magnétique et se trouvent donc entraînés à la vitesse de propagation de l'onde glissante. De façon à garantir la neutralité du plasma dans les régions M , M_1 et M_2 (voir *fig. 2*), une quantité d'ions égale au nombre d'électrons s'y trouvant est aussi piégée et entraînée de la même manière par les champs glissants. L'accélérateur éjecte donc à sa sortie des plasmodes distincts à la fréquence double de celle des courants polyphasés. Ce phénomène a été vérifié expérimentalement dans plusieurs laboratoires avec des accélérateurs à ondes progressives fonctionnant soit en régime transitoire [4], [5], soit en régime stationnaire [6]. Dans toutes les références citées, les champs électromagnétiques étaient assez intenses pour provoquer les décharges haute fréquence dans le gaz injecté et par conséquent l'ionisation nécessaire à l'apparition des courants induits. A titre de comparaison avec le premier exemple donné au paragraphe a) ci dessus, voici

approximativement les caractéristiques de l'accélérateur fonctionnant en régime stationnaire étudié par G. S. Janes :

Canal accélérateur en forme de tuyère divergente, diamètre à l'entrée 5 cm, diamètre à la sortie 10 à 15 cm ; fréquence des courants polyphasés (200 kHz ?) ; longueur du canal de l'ordre de 1 m ; 4 longueurs d'ondes, champs magnétiques glissants de l'ordre de 50 Gauss à l'entrée, plus faibles à la sortie, débit de gaz 0,005 g/s (argon) ; degré d'ionisation supérieur à 10 %, pression thermodynamique du gaz à l'entrée du canal de l'ordre de 0,01 à 0,02 mmHg.

On voit bien que les dimensions géométriques des deux accélérateurs décrits brièvement ci-dessus sont semblables et que leurs caractéristiques électriques ne sont pas très différentes. Ce qui diffère essentiellement, ce sont les débits de gaz injecté qui entraînent des différences et dans les pressions thermodynamiques et dans les degrés d'ionisation obtenus et donc dans les caractéristiques d'accélération. G. S. Janes a montré, en effet, qu'il était possible d'accélérer un tel jet de gaz à la vitesse de propagation de l'onde glissante et que le gaz était éjecté sous la forme de plasmoides distincts. Les mêmes conclusions avaient d'abord été tirées par A. S. Penfold [5] et, plus récemment, par Th. Moulin [4] avec des accélérateurs fonctionnant en régime pulsé.

Théoriquement, dans les cas où les plasmoides se forment et sont entraînés par l'onde glissante de flux magnétique, les effets de bouts sont moins importants et peuvent être tolérés. En pratique, cependant, il semble plus prudent d'éviter d'introduire des bosses dans le profil du flux magnétique en fonction de la distance le long de l'accélérateur. Enfin d'autres critères, que nous ne faisons que signaler au passage, sont à considérer pour la construction d'un accélérateur à ondes progressives : écoulement du fluide dans le canal et expansion dans une chambre à vide, pompage, confinement du jet de gaz ionisé pour l'écartier des parois de l'accélérateur, pertes d'énergie dans les circuits d'alimentation et dans le canal, rendement, régime d'opération (pulsé ou stationnaire), etc...

Alimentation électrique des circuits polyphasés.

— Dans tout ce qui précède, on a supposé implicitement que le problème de l'alimentation électrique des circuits polyphasés constitués par le système de bobines et de ses accessoires (capacités et transformateurs de couplage) était résolu. Nous allons maintenant décrire très brièvement quelques propriétés que ces circuits doivent posséder pour leur bon fonctionnement en régime stationnaire en présence de gaz ionisés. Signalons tout d'abord que pour créer des champs magnétiques glissants capables d'accélérer des jets de gaz ionisés il faut disposer d'amplificateurs de puissance capable à la

sortie de délivrer de 10 à 100 kW suivant que le débit massique du gaz est faible (quelques milligrammes par seconde) ou élevé (quelques grammes par seconde). Le nombre de ces amplificateurs est déterminé par le nombre de phases nécessaires à la production de l'onde glissante. En général, l'alimentation électrique se compose donc des éléments suivants : un générateur haute fréquence polyphasé (à fréquence variable), puis un nombre donné n d'amplificateurs de puissance et enfin les circuits antirésonants polyphasés constitués par l'accélérateur et ses accessoires. Le problème d'adapter les impédances du circuit polyphasé aux étages de sortie des amplificateurs de puissance ne pose pas de sérieuses difficultés mais limite quelque peu les valeurs des selfs des différents assemblages de bobines, des capacités et de la fréquence de résonance du circuit polyphasé.

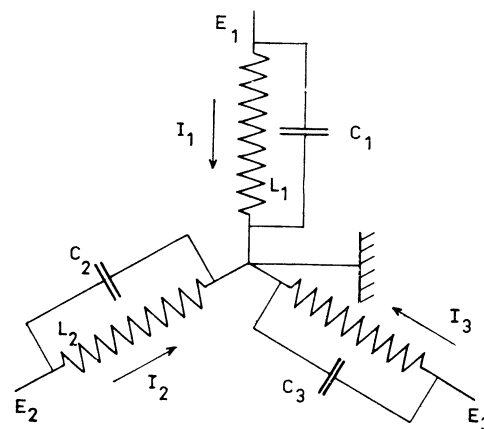


FIG. 4.

Jusqu'ici on a évité de parler des effets de couplage électromagnétique entre les m bobines de l'accélérateur. Or cet effet existe et il est même très important puisque ces bobines sont placées assez près les unes des autres et que, quel que soit le mode de connexion entre bobines où circule un courant de même phase (série, parallèle ou série-parallèle), les courants circulant dans chaque élément self correspondant à une phase donnée produisent par induction mutuelle dans les autres éléments selfs des courants dont les effets tendent à s'opposer à ceux qui leur ont donné naissance. Ainsi, dans l'exemple des circuits à 6 phases, l'ensemble des bobines peut être ramené à trois éléments self si l'on dispose de trois amplificateurs de puissance ou à 6 éléments self montés en « push-pull » si on en a six. Considérons pour l'instant le cas de trois éléments self dans lesquels les courants doivent être :

$$I_m = I_0 \sin \left[\omega t + (m - 1) \frac{2\pi}{3} \right].$$

La façon la plus logique d'adapter les impédances aux étages de sortie des amplificateurs est de les monter en circuits anti-résonants comme indiqué sur la figure 4. On peut écrire simplement la relation entre différences de potentiel et courants sous forme de matrices :

$$\mathbf{E} = \mathbf{Z}\mathbf{I}$$

où l'on a :

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}$$

et

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix}$$

et la matrice des impédances :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{R} + j\omega\mathbf{L} = \begin{bmatrix} R_1 & 0 & 0 \\ 0 & R_2 & 0 \\ 0 & 0 & R_3 \end{bmatrix} + j\omega \begin{bmatrix} L_1 & L_{12} & L_{13} \\ L_{21} & L_2 & L_{23} \\ L_{31} & L_{32} & L_3 \end{bmatrix}$$

Les éléments de la diagonale principale de la matrice \mathbf{L} sont les selfs des éléments L_1 , L_2 et L_3 et les autres termes sont dus aux coefficients d'induction mutuelle entre ces éléments. La matrice \mathbf{R} n'a que les éléments de la diagonale principale qui correspondent aux pertes Joule dans les bobines. On voit assez facilement que si les matrices d'impédance sont complètement symétriques ($R_1 = R_2 = R_3$, $L_1 = L_2 = L_3$, $L_{12} = L_{23} = L_{13}$) (et si elles ne le sont pas, il est facile de les rendre telles par l'addition de transformateurs de couplage) il suffit d'avoir un générateur triphasé débitant aux trois sommets des circuits antirésonants représentés sur la figure 4. La représentation vectorielle des 3 vecteurs courant \mathbf{I}_1 , \mathbf{I}_2 et \mathbf{I}_3 dans le plan complexe est montrée sur la figure 5. Vu la propriété de complète symétrie des matrices d'impédance et avec des différences de potentiel égales ($E_1 = E_2 = E_3$), les amplitudes de I_1 , I_2 et I_3 sont égales et leurs phases sont correctes puisque chaque vecteur courant est l'addition du vecteur courant dont la phase est déterminée par celle du générateur (E_1) et de la résultante des courants induits ($\mathbf{O}i'_1 = \mathbf{O}i_2 + \mathbf{O}i_3$) dus aux deux autres éléments du circuit triphasé. Ces raisonnements sont facilement généralisés pour des nombres de phases plus grands.

Les caractéristiques des accélérateurs à ondes progressives à circuit ouvert (sans plasma) sont aisées à obtenir : mise à la résonance des circuits polyphasés fortement couplés, puis détermination des amplitude et phase de l'onde glissante. En régime de charge, c'est-à-dire en présence du plasma, les éléments des matrices \mathbf{L} et \mathbf{R} se modifient de la manière suivante :

1) les éléments selfs diminuent, les coefficients de mutuelle induction eux ont tendance à augmenter légèrement ;

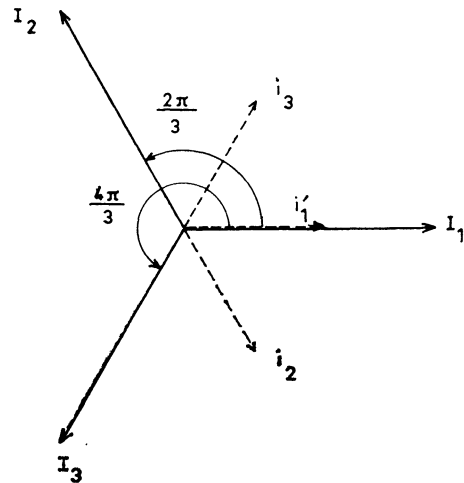


FIG. 5.

2) les éléments de la diagonale principale de \mathbf{R} augmentent (travail effectué sur le plasma) et enfin ;

3) de nouveaux termes apparaissent dans la matrice \mathbf{R} dus au fait que les courants dans le plasma se répartissent dans l'espace le long de l'accélérateur au lieu d'être localisés. Ces termes restent faibles devant ceux de la diagonale principale.

Pour obtenir une onde glissante idéale, il faut que les courants I_1 , I_2 et I_3 restent d'amplitude égale et que leurs phases soient correctes *a fortiori* en régime de charge. Pour obtenir le meilleur rendement de transfert d'énergie dans le gaz ionisé, il faut d'autre part que le circuit polyphasé reste accordé à la résonance. Puisque les selfs diminuent en régime stationnaire de charge, il faut donc pouvoir soit changer la fréquence du générateur polyphasé, soit augmenter les capacités des circuits bouchons pour retrouver les conditions de résonance. C'est cette dernière méthode qui est en pratique la plus utilisée. Il suffit en effet d'adjoindre aux capacités fixes ($C_1 \simeq C_2 \simeq C_3$) des capacités variables que l'on fait varier simultanément pour retrouver approximativement les conditions de résonance en régime de charge. Les effets du plasma sont en effet tels que les selfs diminuent toutes à peu près de la même quantité et que les coefficients de mutuelle induction même s'ils augmentent légèrement, restent à peu près égaux. Les variations de selfs entraînent une diminution notable de l'amplitude des courants I mais de petites assymétries dans les nouveaux coefficients de mutuelle induction ne provoquent que de petites perturbations de leur phase.

Il existe d'autres façons d'accorder les circuits polyphasés, en particulier suivant des schémas en étoile. Celle qui a été décrite a le mérite d'être simple et d'avoir fait ses preuves. Une variante de cette méthode consiste à annuler les coefficients

de mutuelle induction entre les différents éléments self par l'addition de transformateurs de couplage et donc de ne garder que les termes de la diagonal principale de la matrice L . Dans ce cas cependant, les courants dans l'accélérateur proprement dit seront moindres si le générateur est à tension limitée ; de plus, l'apparition des coefficients de mutuelle induction dans la matrice L en régime de charge amplifie les effets du plasma et entraîne par conséquent des instabilités qu'il vaut mieux éviter.

Conclusion. — On peut conclure en disant que l'on a essayé de poser le problème de la production des champs électro-magnétiques glissants par des systèmes de bobines alimentées en courants poly-

phasés (régime stationnaire). Pour éviter les longueurs de calculs numériques qui seraient néanmoins intéressants, on a utilisé une méthode analogique pour pouvoir donner une idée d'ensemble de leurs propriétés. L'application de ces ondes glissantes à l'accélération de plasma a été traitée dans le cadre des études précédentes. En particulier, un phénomène de blocage électromagnétique contre les bosses dues aux effets de bouts de l'accélérateur a été décrit dans des cas particuliers. Enfin les problèmes d'adaptation d'impédances et de mise en résonance des circuits polyphasés ont été revus en considérant les interactions entre plasma et champs électromagnétiques glissants.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ROCARD (J. M.) et al., Development of alternating current plasma accelerator for application as an ultra-high-velocity wind tunnel.
 ROCARD (J. M.) et al., Technical report No AFFDL-TR-64-157, novembre 1964, prepared under contract No AF 33-616-8458.
- [2] DURAND (E.), Électrostatique et magnétostatique, Masson et Cie, 1953.
- [3] FONDA-BONARDI (G.) et al., Litton systems Beverly Hills, Calif. Description of a facility employed in Re-entry simulation, 1^{er} Congrès International des Techniques du Vide en Recherche Spatiale, Paris, juillet 1964.
- [4] MOULIN (Th.) et al., O. N. E. R. A., Châtillon-sous-Bagneux, Seine. Mesure des performances d'un accélérateur à ondes progressives. 6th Symposium on Engineering Aspects of MHD ; Pittsburgh, avril 1965.
- [5] PENFOLD (A. S.), Traveling wave accelerators. ARS Space Flight Report to the Nation, New York, octobre 1961, ARS preprint 2129-61.
- [6] JANES (G. S.) et al., Aveo Enerett, Enerett, Massachusetts, U. S. A. Plasma acceleration in the electromagnetic region. *Bull. Am. Phys. Soc.*, june 1961, ser. 2, vol. 6, n° 4, 379.