Structure accélératrice de symétrie plane à auge rectangulaires

M. Boussoukaya, Nguyen Tuong Viet, A. Septier

► To cite this version:

M. Boussoukaya, Nguyen Tuong Viet, A. Septier. Structure accélératrice de symétrie plane à auge rectangulaires. Journal de Physique Lettres, 1976, 37 (11), pp.317-320. 10.1051/jphyslet:019760037011031700 . jpa-00231301

HAL Id: jpa-00231301

<https://hal.science/jpa-00231301>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 0.671

STRUCTURE ACCÉLÉRATRICE DE SYMÉTRIE PLANE A AUGES RECTANGULAIRES

M. BOUSSOUKAYA, NGUYEN TUONG VIET

Institut d'Electronique Fondamentale (*)
 Université Paris XI, Bâtiment 220, 91405 Orsay Cedex, France

et A. SEPTIER

C.N.A.M., 292, rue Saint-Martin, 75141 Paris Cedex 03, France

(Reçu le 19 mai 1976, accepté le 28 juillet 1976)

Résumé. — Les valeurs des fréquences de résonances, du coefficient de surtension Q_0 pour différentes configurations du mode accélérateur — et du mode déflecteur — ont été mesurées sur un prototype de cavité à 6 auges rectangulaires à symétrie plane fonctionnant en bande S. Les meilleures performances sont atteintes lorsque la structure est ouverte sur les côtés latéraux, et résonne sur le mode $\pi/2$.

Abstract. — Using a six cell periodic plane symmetric structure, values of resonant frequencies and the quality factor Q_0 were measured for different field configurations of the accelerating and deflecting modes in the S-band. Best results were obtained for a structure which is open along its sides, resonating in the $\pi/2$ mode.

1. Introduction. — Les guides circulaires à iris utilisés comme structures à ondes lents dans des accélérateurs linéaires supraconducteurs sont réalisés par assemblage et soudure par bombardement électronique, d'un grand nombre de cellules élémentaires en Niobium. Cette technique est délicate et coûteuse. De plus, il est très difficile de contrôler l'état de surface des parois internes après polissage ou oxydation contrôlée.

C'est pourquoi la structure accélératrice à symétrie plane proposée récemment et utilisée à l'Université Cornell [1, 2, 3] présente, au point de vue technologique, de multiples avantages : il est possible d'usiner de grandes longueurs de guide dans des plaques épaisses de niobium, et d'effectuer aisément les traitements et contrôles d'état de surface.

Nous ne disposons encore actuellement que de peu de données sur les propriétés de cette structure. C'est pourquoi nous avons entrepris une étude sur un prototype relativement court, réalisé en laiton et fonctionnant à la température ambiante, afin d'en déterminer les caractéristiques électromagnétiques essentielles, en vue d'une comparaison avec celles du guide à iris classique.

2. Description. — La cavité est formée de deux séries identiques d'auges parallélépipédiques ($76,2 \times 47,5 \times 25$ mm³) accolées, obtenues par fraisage dans deux plaques identiques de laiton épaisses de 30 mm, de longueur 400 mm et de largeur 160 mm. Les auges sont séparées par des parois de 5 mm d'épaisseur, jouant un rôle identique à celui des iris du guide circulaire. La figure 1 en donne deux vues schématiques. L'axe de la cavité Oz est dirigé suivant la longueur des plaques rectangulaires.

Les plaques sont placées face à face, à une distance $e = 25$ mm. L'écartement est assuré, dans la première configuration étudiée, par un cadre rectangulaire de laiton à section carrée (25×25 mm²) dont la face interne est située à la distance d du bord externe des auges. Les deux grandeurs e et d peuvent varier par usinage du cadre.

Après les premières expériences sur cette structure entièrement fermée, on a successivement supprimé les parties latérales du cadre, puis les parties situées sur le trajet de l'axe Oz , obtenant ainsi une structure partiellement — ou totalement — ouverte. L'écartement entre les deux parties est suffisamment faible pour que les champs électromagnétiques excités dans la région des auges deviennent évanescents entre les plans métalliques entourant ces auges.

La cavité est associée à un générateur UHF et à

(*) Laboratoire associé au C.N.R.S.

FIG. 1. — Vue schématique de la structure à six auges : a) coupe xOz ; b) coupe yOz .

une diode détectrice grâce à deux sondes de petites dimensions très faiblement couplées, excitant ou détectant le champ électrique longitudinal E_z dans le plan de symétrie xOz .

3. Propriétés du mode accélérateur. — Le mode accélérateur correspond à la configuration E_{110} des cavités rectangulaires élémentaires obtenues en faisant $e = 0$. Transformée en cavité résonnante, une telle structure périodique à 6 cellules élémentaires résonne sur plusieurs fréquences situées dans la bande passante du mode accélérateur. Chacune correspond à un déphasage différent de l'onde à la traversée d'une cellule, égal à $n \frac{\pi}{6}$ (n entier) tel que $0 < n < 6$, et la configuration de champ obtenue pour chacune de ces fréquences est appelée improprement *mode* $n \frac{\pi}{6}$.

Il n'existe actuellement aucune méthode permettant un calcul précis des fréquences de résonance d'une telle cavité. Nous nous sommes inspirés des modèles présentés schématiquement dans les références [1] et [2]. Un calcul approché de la fréquence de résonance du système résonnant sur le *mode* π peut être effectué pour l'une des cavités élémentaires formées par deux auges placées face à face, et séparées par la distance e , excitées sur le mode E_{110} . On obtient un parallélépipède de dimensions 76,2 mm (suivant Ox), 75 mm (suivant Oy). La fréquence de résonance ne dépend pas de la cote suivant Oz . On obtient $f_0 = 2\,806$ MHz, alors que l'expérience (voir plus loin) donne 2 810 MHz pour l'ensemble de la structure.

Une méthode classique de perturbation de la fréquence de résonance par un obstacle de très petit

volume permet d'obtenir la répartition du champ électrique de l'onde stationnaire [4], soit sur l'axe Oz , soit dans une direction transversale. La perturbation de fréquence de résonance $\Delta f_0/f_0$ par une fine aiguille diélectrique ($0,5 \times 8 \text{ mm}^2$) est en effet proportionnelle au carré de l'amplitude de la composante du champ électrique parallèle à l'aiguille. Lorsque le champ magnétique HF est nul — et c'est le cas pour le mode accélérateur lorsqu'on déplace l'obstacle suivant l'axe Oz — on peut utiliser une petite sphère métallique ; la variation de fréquence $\Delta f_0/f_0$ est encore proportionnelle à E^2 , et peut être calculée avec précision :

$$\Delta f_0/f_0 = \frac{3}{2} v \epsilon_0 E^2 / W$$

(v = volume de la sphère, W = énergie totale emmagasinée dans la cavité). Un signal électrique proportionnel à $\Delta f_0/f_0$ est envoyé en ordonnées sur une table traçante, les abscisses étant proportionnelles au déplacement de l'obstacle. On a relevé ainsi les courbes de variation de E_z^2 suivant Oz pour les différentes fréquences de résonance, ce qui a permis l'identification des *modes* et la détermination de la longueur d'onde λ_g des ondes se propageant dans la structure. Les figures 2 (a, b, c) montrent la variation de champ E_z^2 pour le *mode* $\pi/2$ dans la cavité, lorsque celle-ci est fermée, ouverte latéralement, ou totalement ouverte. Les figures 3 (a, b) correspondent à la répartition du *mode* π .

FIG. 2. — Distribution de E_z^2 pour le mode $\pi/2$ dans la structure : a) fermée ; b) ouverte latéralement ; c) totalement ouverte.

La décroissance de E_z dans les auges extrêmes s'explique par le couplage avec la zone de champ évanescant. En retouchant les dimensions des cellules extrêmes, il doit être possible d'obtenir E_z constant d'un bout à l'autre du guide.

Dans notre cavité, le *mode* $n = 0$ ne peut être observé, car il exige la présence de plans réfléchissants pour E_z , situés au milieu des auges extrêmes ou au milieu des iris.

La courbe de dispersion s'étend de 2 702 MHz (*mode* $\pi/6$) à 2 810 MHz (*mode* π) pour $e = 25$ mm et $d = 7$ mm.

FIG. 3. — Répartition de E_z^2 pour le mode π : a) cavité fermée ; b) cavité ouverte latéralement.

Nous avons en outre pour chaque *mode* mesuré la valeur du coefficient de surtension Q , pratiquement égal au coefficient de surtension à vide Q_0 , par suite de la valeur très faible des couplages avec les circuits extérieurs.

Le tableau I donne le coefficient de surtension Q_0 , et la fréquence de résonance, pour les *modes* $n \frac{\pi}{6}$ dans les trois configurations successivement étudiées : cavité entièrement fermée ($e = 25$ mm, $d = 7$ mm), cavité ouverte sur les côtés latéraux ($e = 25$ mm, $d = 7$ mm aux extrémités), puis cavité totalement ouverte ($e = 25$ mm).

On voit que pour la cavité fermée, Q_0 est maximum pour le *mode* $\pi/2$. Les pertes diminuent très nettement lorsqu'on enlève les parois latérales ($Q_0 \simeq 8\,000$), mais sont considérablement accrues lorsque la cavité

est ouverte sur ses quatre côtés. Dans ce dernier cas, Q_0 est le plus élevé pour les *modes* extrêmes $= \pi/6$ et π .

Le tableau II montre l'évolution des fréquences de résonance f_0 et de Q_0 pour la structure ouverte latéralement résonnant sur le *mode* $\pi/2$, lorsqu'on fait varier la distance d séparant le bord des auge extrêmes des plans réfléchissants mobiles placés normalement à Ox , pour $e = 25$ mm.

La distance d'optimum se situe vers $d = 12$ mm.

Enfin le tableau III donne les valeurs de f_0 et Q_0 obtenues pour $d = 7$ mm, lorsqu'on fait varier l'écartement e des deux plaques, la cavité étant ouverte latéralement, et résonnant sur le *mode* $\pi/2$.

L'écartement optimum est de l'ordre de 20 mm.

Pour le *mode* π , la vitesse de phase v_ϕ de l'onde est proche de c , et la vitesse de groupe nulle. Le *mode* $\pi/2$ dans cette cavité particulière est tel que $v_\phi \simeq 2c$ et $v_g \simeq 0,85c$.

A partir des valeurs de f_0 , Q_0 , de la perturbation de fréquence $\Delta f_0/f_0$ provoquée par une bille métallique de volume v , il est possible de calculer, dans une cavité de longueur L , une valeur approchée de l'impédance shunt du mode accélérateur, par la relation valable pour le guide à onde progressive :

$$Z_s = \frac{L}{3\pi} \cdot \frac{\Delta f_0}{f_0} \cdot \frac{Q_0}{\epsilon_0 f_0} \text{ (}\Omega \text{ m}^{-1}\text{)}.$$

On obtient respectivement pour le *mode* π , $Z_{s(\pi)} \simeq 20 \text{ M}\Omega \text{ m}^{-1}$ et pour le *mode* $\pi/2$, $Z_{s(\pi/2)} \simeq 22,5 \text{ M}\Omega \text{ m}^{-1}$,

dans la cavité en laiton ouverte latéralement. Pour une structure réalisée en cuivre OFHC, dont la

TABLEAU I
Fréquences de résonance et coefficient de surtension de la cavité pour $e = 25$ mm, $d = 7$ mm.

Mode accélérateur	Cavité fermée		Cavité ouverte latéralement		Cavité ouverte totalement	
	Q_0	f_0 (MHz)	Q_0	f_0 (MHz)	Q_0	f_0 (MHz)
$\pi/6$	5 560	2 702	6 685	2 698	2 290	2 669
$\pi/3$	4 850	2 714	6 610	2 709	560	2 688
$\pi/2$	6 530	2 738	8 000	2 736	485	2 716
$2\pi/3$	5 325	2 763	5 520	2 762	480	2 749
$5\pi/6$	4 180	2 790	4 215	2 788	780	2 771
π	6 050	2 810	6 100	2 809	2 285	2 798

TABLEAU II
Variation de f_0 et Q_0 dans la cavité ouverte latéralement, résonnant sur le *mode* $\pi/2$. d est la distance entre les plans de court-circuit et les bords des auge d'extrémité.
 $e = 25$ mm

d (mm)	2	7	12	17	22
Q_0	7 350	8 000	8 055	5 590	5 400
f_0 (MHz)	2 739	2 736	2 734	2 733	2 730

TABLEAU III
Variation de f_0 et Q_0 dans la cavité ouverte latéralement résonnant sur le *mode* $\pi/2$ en fonction de e , pour $d = 7$ mm

e (mm)	10	15	20	25	30
Q_0	8 285	8 330	8 370	8 000	7 665
f_0 (MHz)	2 785	2 757	2 744	2 736	2 720

résistance superficielle est au moins 2 fois plus faible que celle de notre laiton, ces valeurs seraient de l'ordre de 45 à 50 M Ω /m, c'est-à-dire légèrement inférieures, mais comparables à celles d'un guide accélérateur à iris circulaires (50 à 60 M Ω /m à la température ambiante).

4. **Mode déflecteur.** — On nomme ainsi des modes ayant, dans le plan de symétrie xOz , la composante de champ électrique dirigée suivant Oy . Grâce à l'emploi d'une aiguille diélectrique déplacée dans les auge suivant des parallèles à Oy , puis à Oz , il est possible d'identifier un tel mode. Nous avons déterminé la bande passante, et les répartitions de E_y suivant

Oz pour les différents modes $m \frac{\pi}{6}$ du mode déflecteur

fondamental. Les fréquences de résonance sont comprises entre 2 839 et 2 903 MHz. La caractéristique de dispersion est directe (vitesse de groupe positive) alors que, dans le guide à iris classique, elle est le plus souvent inverse. Le tableau IV en donne les principales caractéristiques, pour $e = 20$ mm et $d = 7$ mm.

Nous constatons d'une part que le mode $\pi/2$ donne un coefficient de surtension supérieur à celui du mode π ,

TABLEAU IV

Mode déflecteur. Cavité ouverte latéralement.
 $e = 25$ mm, $d = 7$ mm

Mode	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2 \pi/3$	$5 \pi/6$	π
Q_0	6 090	6 030	6 390	6 185	5 050	5 060
f_0 (MHz)	2 839	2 848	2 861	2 877	2 892	2 903

d'autre part que les fréquences de résonance du mode déflecteur sont proches de celles du mode accélérateur (ce qui n'est pas le cas dans un guide à iris où f (mode déflecteur) $\simeq 1,5$ (mode accélérateur)).

5. **Conclusion.** — Le guide à auge rectangulaires placées face à face à une distance de 20 mm, ouvert sur les côtés latéraux, possède des propriétés comparables à celles du guide à iris circulaire. Les résultats préliminaires obtenus au cours de cette étude vont permettre de construire un second prototype fonctionnant sur le mode $\pi/2$ à 3 000 MHz, et tel que la vitesse de phase de l'onde accélératrice soit égale à c pour ce mode, puis une cavité accélératrice en niobium.

Bibliographie

- [1] SUNDELIN, R., VON BORSTEL, E., KIRCHGESSNER, J., RICE, D., TIGNER, M., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **20** (1973) 98.
- [2] SUNDELIN, R., KIRCHGESSNER, J., PADAMSEE, H., PHILLIPS, H. L., RICE, D., TIGNER, M., VON BORSTEL, E., *Proc. 9th Conf. High Energy Accelerator*, SLAC (mai 1974) 128.
- [3] KIRCHGESSNER, J., PADAMSEE, H., PHILLIPS, H. L., RICE, D., SUNDELIN, R., TIGNER, M., VON BORSTEL, E., *Proc. Int. Acc. Conf., Washington, IEEE Trans. Nucl. Sci.* **22** (1975) 141.
- [4] MAIER, L. C., SLATER, J. C., *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 68.