



TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR

Réf. : **E1621 V2**

Date de publication :
10 mai 2017

Tubes électroniques hyperfréquences - Tubes de très forte puissance

Cet article est issu de : **Électronique - Photonique | Électronique**

par **Thierry LEMOINE**

Mots-clés

klystrons | magnétrons | gyrotrons

Résumé Cet article traite des tubes électroniques hyperfréquences de très forte puissance: les klystrons de fréquence comprise entre 300 MHz et 10 GHz, et qui peuvent atteindre des puissances crête de la classe 100 MW. Les tubes à champs croisés (CFA et magnétrons) font l'objet d'une introduction, ainsi que les gyrotrons qui sont des oscillateurs de la classe 1 MW dans les fréquences 50-200 GHz sont très utiles pour la maîtrise de la fusion thermonucléaire.

Keywords

klystrons | magnetrons | gyrotrons

Abstract This article presents very high power microwave tubes: klystrons working between 300 MHz and 10 GHz, capable of peak power in the range of 100 MW. Cross-field tubes (amplitrons and magnetrons) are introduced, along with gyrotrons, which are oscillators of 1 MW class, working between 50 and 200 GHz, very useful in the design of thermonuclear fusion reactors.

Pour toute question :

Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com
Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **25/12/2019**

Pour le compte : **7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ousou // bu06 SNDL // 193.194.82.178**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Tubes électroniques hyperfréquences

Tubes de très forte puissance

par **Thierry LEMOINE**

Directeur Technique
THALES Microwave & Imaging Subsystems, Vélizy, France

Cet article est la réédition actualisée de l'article [E 1 620] intitulé « Tubes électroniques hyperfréquences – Technologies, tubes à grille et klystrons » paru en 2008, rédigé par Thierry LEMOINE.

1. Klystrons	E 1 621v2 – 2
1.1 Guides d'Onde	— 2
1.2 Cavités hyperfréquences	— 5
1.3 Excitation d'une cavité dans le cas d'un klystron	— 7
1.4 <i>Bunching</i> du faisceau (théorie balistique)	— 7
1.5 Coefficient d'interaction	— 9
1.6 <i>Bunching</i> du faisceau (prise en compte de la charge d'espace)	— 9
1.7 Klystrons multi-cavités	— 10
1.8 Efficacité de l'interaction	— 11
1.9 Klystrons à interaction étendue (EIK)	— 11
1.10 Relation entre efficacité d'interaction, pénétrance et rendement	— 12
1.11 Gammes d'utilisation et limitations en puissance	— 13
1.11.1 Puissance maximale du faisceau	— 13
1.11.2 Impact du rendement d'interaction et des pertes ohmiques	— 14
1.11.3 Limites thermiques liées au collecteur	— 14
1.11.4 Limites thermiques liées au champ RF dans la cavité de sortie	— 15
1.12 Klystrons multifaisceaux (MBK) et klystrons à faisceau plat (SBK)	— 15
1.13 Fonctionnement sur charge désadaptée	— 15
1.14 Bande passante d'un klystron	— 16
1.15 Durée de vie d'un klystron	— 16
1.16 Utilisation des klystrons	— 16
2. Magnétrons	— 17
2.1 Principe de fonctionnement	— 17
2.2 Gammes d'utilisation et limitations des magnétrons	— 19
2.3 Durée de vie d'un magnétron	— 19
2.4 Utilisation des magnétrons	— 19
3. Gyrotrons	— 20
3.1 Principe de fonctionnement du gyrotron	— 20
3.2 Fonctionnement sur un mode élevé	— 21
3.3 Rendement électrique et puissance maximale d'un gyrotron	— 22
3.4 Gyrotrons fonctionnant sur harmonique supérieur	— 22
3.5 Gammes d'utilisation et limitations	— 22
4. Autres familles de tubes électroniques	— 22
5. Conclusion	— 23
6. Glossaire	— 23
7. Notations et symboles	— 23
Pour en savoir plus	Doc. E 1 621v2

Les tubes à grille présentés dans l'article [E 1 620] souffrent de la même limitation que les dispositifs état-solide : le temps mis par un électron pour parcourir les structures d'interaction (la distance cathode – grille dans ce cas) doit être petit par rapport à $1/f$, où f est la fréquence du signal. Cependant, à la différence d'un transistor où ces structures peuvent atteindre des tailles sub-microniques, dans un tube à grille il est impossible de descendre sous des distances de l'ordre de la centaine de microns.

Les klystrons souffrent d'un problème analogue (les premiers klystrons disposaient de grilles en entrée/sortie des tunnels de glissement), mais leur principe de fonctionnement très différent (modulation de vitesse plutôt que modulation de densité) engendre des performances en fréquence supérieures.

Toutefois, la plupart des tubes hyperfréquences exploitent une idée totalement différente, basée sur le synchronisme entre un faisceau d'électrons et une onde électromagnétique suivant le même chemin. L'idée est la suivante : si un électron est placé dans un champ électromagnétique RF de telle façon qu'il subisse pendant une durée « relativement longue » ce qui signifie sur une durée supérieure à $1/f$, l'influence d'un champ accélérateur ($E > 0$), alors il rayonnera son énergie. Mais, comment un électron accéléré dans le vide peut-il aller à une vitesse proche de la vitesse de la lumière dans le vide ? C'est l'objet de cet article et de l'article [E 1 622] portant sur les TWT. Si l'électron est animé d'un mouvement parfaitement rectiligne à la vitesse v_e , cette condition de synchronisme implique que v_e est égal à v_ϕ la vitesse de phase de l'onde, sachant que v_ϕ est égal à ω/β où β le vecteur d'onde et ω la pulsation. Si au mouvement rectiligne de l'électron se superpose un mouvement oscillant transversal (à la pulsation Ω), la conservation de la quantité de mouvement impose de remplacer v_e par $v_e + \Omega/\beta$ dans la condition de synchronisme. La première condition s'applique aux magnétrons, TWT ou EIK ; la seconde aux gyrotrons, mais aussi aux lasers à électrons libres (FEL).

La condition de synchronisme comporte une petite subtilité : pour que l'électron cède un maximum d'énergie à l'onde, elle doit être légèrement violée (l'électron doit être à peine plus rapide que l'onde) : c'est un principe très général en physique, connu en optique sous le nom d'effet Tcherenkov.

Dans tous les tubes hyperfréquences, un faisceau d'électrons est émis par une cathode et pénètre une structure d'interaction constituée de conducteurs métalliques (cavités pour un klystron, hélice pour un TWT, guide d'onde pour un gyrotron ou un magnétron). Un électron étant une particule chargée, des lignes de champ partent de la particule pour rejoindre les conducteurs placés à un autre potentiel. Lorsqu'il entre dans la zone d'interaction, la forme des conducteurs se modifie, et il en va de même des lignes de champ. Ces modifications ne peuvent pas être instantanées : elles se propagent à la vitesse de la lumière ; en d'autres termes, la particule rayonne de l'énergie (§ 1.3). Chaque électron du faisceau émet un rayonnement incohérent, de sorte que le faisceau émet spontanément du bruit, qui est blanc en l'absence de contrainte sur la fréquence du rayonnement émis, et qui peut accrocher sur les fréquences de résonance de la structure d'interaction. Intimement lié au caractère corpusculaire du faisceau électronique, ce phénomène explique comment des oscillations prennent naissance : oscillations parasites dans un amplificateur comme un klystron (on parle d'oscillation monotron) ou à la base du fonctionnement du tube dans un magnétron ou un gyrotron.

Cet article se focalise sur les tubes de très forte puissance et à bande étroite, utilisés notamment pour alimenter des accélérateurs de particules et des réacteurs de fusion nucléaire. Il est suivi de l'article [E 1 623] sur les tubes à onde progressive, large bande, destinés à l'amplification de signaux à forme d'onde complexe pour les radars et les systèmes de télécommunication.

Le lecteur trouvera en fin d'article un glossaire des termes importants de l'article, ainsi qu'un tableau des notations et symboles utilisés.

1. Klystrons

1.1 Guides d'Onde

Les klystrons sont des amplificateurs hyperfréquences dont le fonctionnement est intimement lié à celui des cavités hyperfréquences, et une bonne compréhension de celles-ci facilitera la

lecture de cet article, consulter [E 1 401] [E 1 402] pour une présentation approfondie. Il y a plusieurs façons d'aborder ces cavités, une des plus simples part de la notion de guide d'onde métallique. Pour simplifier, nous considérons des guides de section rectangulaire, qui sont aussi les plus classiques : dans la suite de ce paragraphe, a et b représentent les dimensions de la section du guide selon les axes x et y . La lettre z désigne l'axe de propagation des ondes guidées. Nous notons f la fréquence de l'onde (supposée monochromatique) et ω sa pulsation ($\omega = 2\pi.f$). L'onde guidée est

caractérisée par un champ électrique $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ et un champ magnétique $\mathbf{H}(x, y, z, t)$ (les lettres grasses désignent des vecteurs) qui s'écrivent sous la forme :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0(x, y) \cdot \exp(j\beta z) \cdot \exp(j\omega t)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}_0(x, y) \cdot \exp(j\beta z) \cdot \exp(j\omega t)$$

avec \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 vecteurs perpendiculaires ayant des composantes selon les trois axes de l'espace,
 j courant électrique,
 β vecteur d'onde de l'onde guidée (donc parallèle à l'axe z), dont le module est relié à la longueur d'onde de l'onde guidée λ_g par la formule classique :

$$\beta = 2\pi/\lambda_g$$

La relation fondamentale qui relie β (ou λ_g) à ω (ou f) est connue comme l'équation de dispersion du milieu où l'onde se propage (ici le guide d'onde). Si elle ne se réduit à une simple relation de proportionnalité, on dit que le milieu est dispersif. Pour la calculer, les manuels modernes procèdent souvent de manière mathématique en injectant les expressions ci-dessus dans les équations de Maxwell. Pour un guide d'onde rectangulaire, le calcul est aisé. Nous préférons ici une méthode plus intuitive qui permettra de mieux « sentir » la physique.

Tout d'abord, rappelons qu'une onde électromagnétique se propageant dans le vide à l'intérieur du guide est par essence une onde plane (dont les champs seront notés \mathcal{E} et \mathcal{H}) qui se propage à la vitesse c de la lumière dans le vide (300 000 km/s) et se réfléchit sur les murs métalliques, et le mode guidé (champs \mathbf{E} et \mathbf{H}) qui se propage selon z est une figure d'interférence résultat de ces réflexions multiples. Nous noterons \mathbf{k} le vecteur d'onde de cette onde plane (que nous supposons pour simplifier dans le plan xOz , faisant un angle θ avec l'axe Oz (figure 1) et λ sa longueur d'onde. Comme pour toute onde plane, les relations suivantes sont vérifiées :

$$k = 2\pi/\lambda \quad \text{et} \quad f = c/\lambda, \quad \text{donc} \quad k = \omega/c$$

Établir une relation entre β et ω revient à trouver une relation entre β et k .

Les équations de Maxwell imposent des conditions aux limites sur les champs au contact des parois. Supposer que la conductivité électrique σ du matériau est excellente, en théorie infinie (ce que nous ferons dans un premier temps), revient à dire que la composante tangentielle du **champ électrique total (incident + réfléchi)** est nulle au contact de la paroi (sinon le courant électrique $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$ serait lui-même infini). Donc l'onde plane réfléchi a un champ électrique tangentiel $\mathcal{E}_{z \text{ réfl.}}$ en opposition de phase avec celui de l'onde incidence $\mathcal{E}_{z \text{ inc.}}$ à l'endroit de la réflexion. Par déduction, le champ électrique longitudinal total (celui de l'onde guidée) $E_z = \mathcal{E}_{z \text{ inc.}} + \mathcal{E}_{z \text{ réfl.}}$ est nul sur la paroi et, par conséquent, le champ longitudinal total présente des ventres et des nœuds dans l'axe Ox

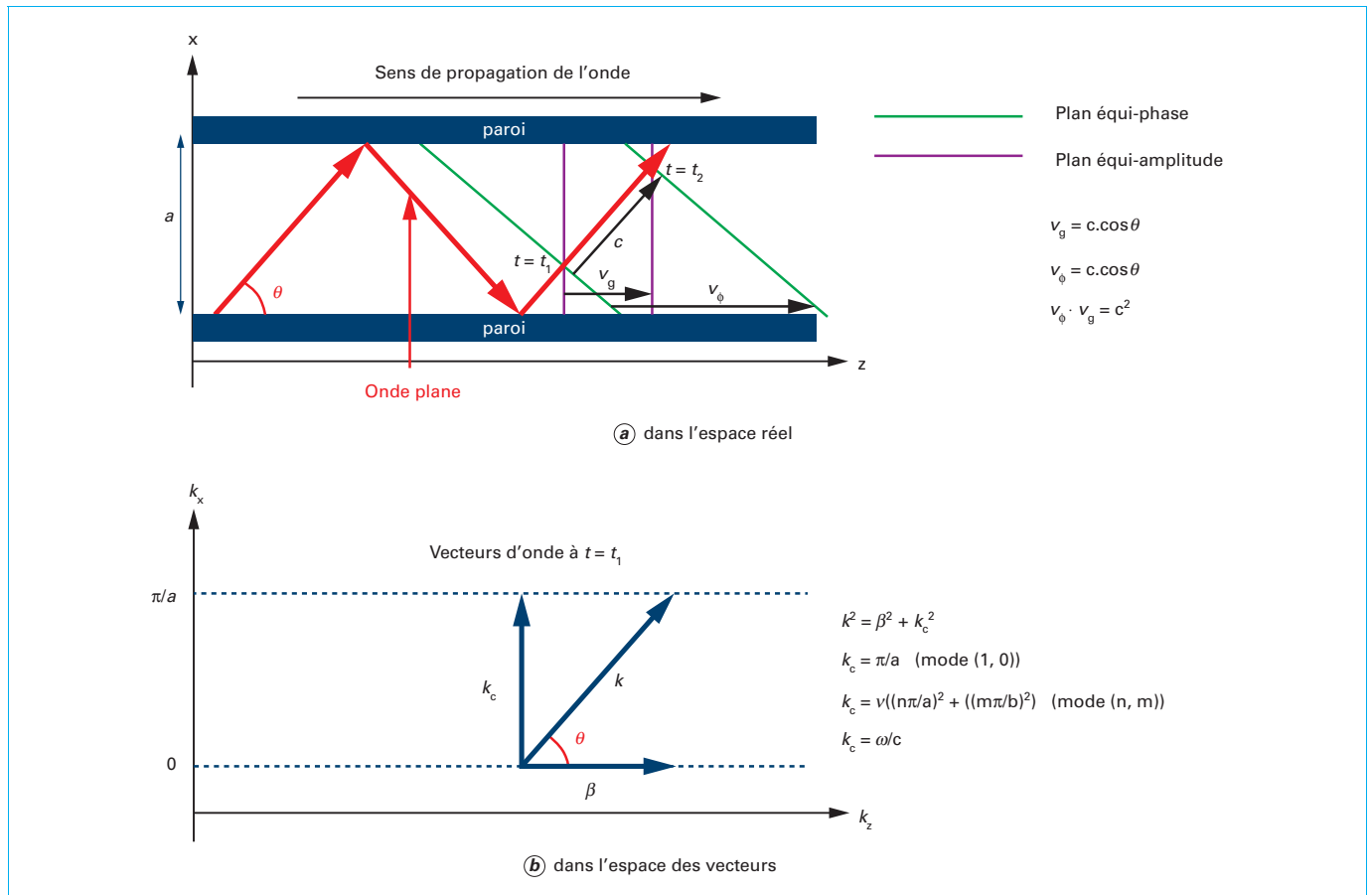


Figure 1 – Réflexions dans un guide d'onde

perpendiculaire à la paroi $E_z(x)$ (figure 2). La seconde paroi en vis-à-vis de la première doit être placée sur un autre nœud pour que l'onde puisse se propager (le champ longitudinal total doit aussi être nul sur cette paroi). Un raisonnement identique doit être tenu pour les deux autres parois.

En termes mathématiques, les contraintes aux limites sur les parois imposent une condition de quantification sur la propagation transversale (perpendiculaire à Oz) de l'onde. Pour l'écrire, exprimons \mathbf{k} sous la forme vectorielle suivante (figure 1) :

$$\mathbf{k} = \beta + \mathbf{k}_c$$

β est le vecteur d'onde longitudinal (parallèle à l'axe z), \mathbf{k}_c le vecteur d'onde transversal (perpendiculaire à l'axe z : $k_c = 2\pi/\lambda_c$), et \mathbf{k} le vecteur d'onde de l'onde plane (qui fait un angle θ par rapport à l'axe z : $k = \omega/c$). β et \mathbf{k}_c étant orthogonaux, on peut donc écrire :

$$k^2 = \beta^2 + k_c^2 \quad \text{ou} \quad 2\pi/\lambda^2 = 2\pi/\lambda_g^2 + 2\pi/\lambda_c^2$$

La condition de quantification ci-dessus se reporte sur k_c qui ne peut prendre que des valeurs quantifiées : $k_c = n\pi/a$, où n est un nombre entier (figure 2). Rappelons que a désigne la hauteur du guide selon l'axe x, et qu'on a fait l'hypothèse que l'onde plane se propage dans le plan xOz. Plus généralement, le vecteur \mathbf{k}_c s'écrit comme la somme de deux vecteurs perpendiculaires k_{cx} et k_{cy} , chacun étant quantifié, de sorte que :

$$k_c^2 = (n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2, \quad n \text{ et } m \text{ étant deux entiers naturels,}$$

avec k relié à ω , la relation $k^2 = \beta^2 + k_c^2$ est bien la relation de dispersion $\omega(\beta)$ recherchée.

■ **Résumons-nous** : dans un guide de section rectangulaire, une onde guidée ne peut se propager que selon certains modes caractérisés par deux entiers n et m . Pour un couple (n, m) , il existe une valeur de k_c qui permet de définir une pulsation de coupure ω_c . En effet, la relation de dispersion peut s'écrire $(\omega/c)^2 = \beta^2 + k_c^2$, fonction croissante de β . Pour $\beta = 0$, $\omega = c.k_c = \omega_c$. Une onde de pulsation inférieure à $c.k_c$ ne peut donc pas se propager sur le mode ayant cette valeur de k_c . Le mode fondamental est celui qui présente la

fréquence de coupure la plus basse (si on fait l'hypothèse que $a > b$, c'est le mode $n = 1, m = 0$ (onde dans le plan xOz), $k_c = \pi/a$) : aucune onde ne peut se propager dans le guide à une pulsation inférieure à $c\pi/a$.

Conséquence de ce qui vient d'être dit, la composante longitudinale des champs guidés satisfait l'équation d'onde suivante (dite de Helmholtz) :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0$$

Les composantes transverses s'en déduisent par simple dérivation (gradient) du champ longitudinal (équations de Maxwell).

On distingue deux cas : celui où l'onde plane se propage avec un vecteur \mathcal{E} orthogonal à Oz (pas de composante longitudinale \mathcal{E}_z), et celui où c'est \mathcal{H} qui est orthogonal à Oz (dans une onde plane, comme \mathcal{E} et \mathcal{H} sont orthogonaux entre eux et orthogonaux à l'axe de propagation, l'hypothèse sur l'un suffit pour définir la direction de l'autre). Tous les autres cas s'en déduisent comme combinaisons linéaires de ces deux cas. Dans le premier cas, le champ guidé \mathbf{E} a une composante nulle selon Oz : il est entièrement transverse, d'où le nom de mode TE donné à ces modes. L'autre cas donne naturellement naissance aux modes TM (\mathbf{H} a une composante nulle selon Oz). On parle de modes TE_{nm} et TM_{nm} .

Si E_T et H_T sont les composantes transversales des champs guidés, quel que soit le mode ils sont orthogonaux entre eux et leur rapport est constant. Le rapport E_T/H_T est l'impédance de l'onde Z . Ce paramètre permet de définir les conditions d'adaptation en extrémité d'un guide (calcul du taux d'ondes stationnaires). La valeur de l'impédance dépend du type de mode TE ou TM . Sa valeur asymptotique ($\omega \gg \omega_c$) est égale à 377Ω soit l'impédance de l'onde dans le vide.

$$Z_{TM} = 377 \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2} \quad \text{et} \quad Z_{TE} = 377 / \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2} \quad (\text{en } \Omega)$$

■ **Toutes les valeurs possibles de n et de m sont-elles possibles ?**

A priori oui, à une exception : le couple $(0, 0)$ est interdit. Imaginons un mode TE_{00} (qui par nature serait identique au mode TM_{00} ,

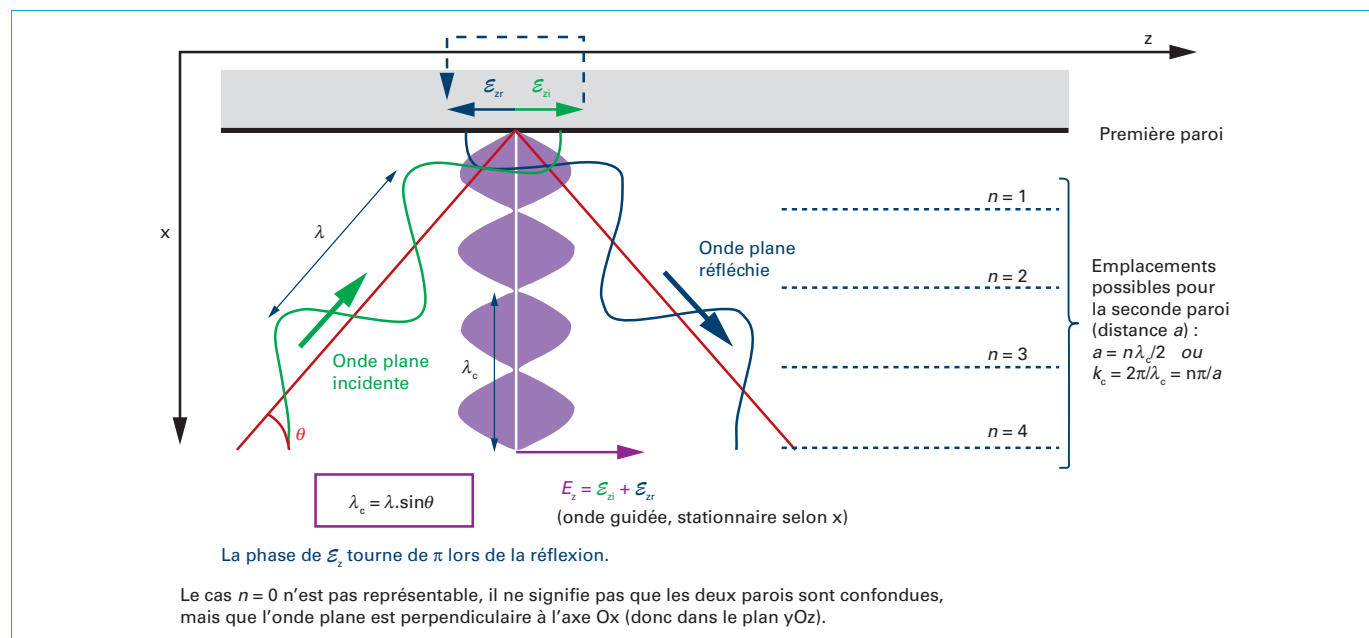


Figure 2 – Réflexion d'une onde plane sur une paroi métallique et condition de propagation entre deux plans métalliques

et que l'on appelle mode *TEM*). Pour ce mode, $k_c = 0$, donc k (qui décrit l'onde plane) est parallèle à l'axe z : l'onde guidée se propage comme l'onde plane qui lui a donné naissance, le mode n'est pas dispersif et les champs électrique et magnétique n'ont pas de composante longitudinale (selon z). Par conséquent, et considérant qu'au voisinage de la paroi le champ magnétique est partout parallèle à la paroi (condition de continuité sur une paroi métallique), les lignes de champ magnétique forment des boucles fermées dans le plan xOy .

Selon la première équation de Maxwell ($\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$) (avec ε_0 la permittivité du vide et μ_0 la perméabilité magnétique du vide), ces boucles de champ doivent être traversées par un courant perpendiculaire, parallèle à l'axe Oz . L'intérieur du guide étant vide, $\mathbf{j} = 0$, et il en va de même du courant de déplacement $\partial \mathbf{E} / \partial t$ car le champ électrique n'a pas de composante longitudinale. On arrive donc à une contradiction. On peut faire un raisonnement similaire sur le champ électrique. Il ne peut pas y avoir de mode *TEM* qui se propage dans un guide d'onde, il faut pour qu'un tel mode existe au moins deux conducteurs isolés l'un de l'autre comme dans une ligne bifilaire, coaxiale, stripline (triplaque) ou microstrip.

■ Il reste à dire un mot des vitesses de propagation qui caractérisent les modes guidés. Nous écrivons vitesses au pluriel, car on peut en définir deux (vitesse de phase et vitesse de groupe), représentées visuellement sur la figure 1. Si on mesure la vitesse à laquelle se propage le plan équiphase de l'onde plane sur l'axe z , il s'agit de la vitesse de phase v_ϕ . Si, par contre, on imagine un « photon » attaché à l'onde plane et on mesure la vitesse à laquelle celui-ci se propage, projetée sur l'axe z (plan équiamplitude), on définit la vitesse de groupe v_g . Notons que phase et amplitude se déplacent l'une et l'autre à la même vitesse c , si on fait cette mesure sur l'axe de propagation de l'onde plane plutôt que sur l'axe Oz . On dit souvent que la vitesse de groupe est la vitesse de propagation de l'énergie électromagnétique (hf , où h est la constante de Planck) et que, pour cette raison, elle ne saurait être supérieure à c , en accord avec le principe de la relativité restreinte. Les relations suivantes (et très générales) se déduisent aisément :

$$v_\phi = \omega / \beta \quad \text{et} \quad v_g = \partial \omega / \partial \beta$$

Remarquons la relation suivante (qui n'est pas universelle) :

$$v_\phi \cdot v_g = c^2$$

Au voisinage de la fréquence de coupure, β est voisin de 0 et k est presque perpendiculaire à l'axe Oz . On peut donc représenter cette situation en imaginant l'onde plane faisant des réflexions successives sans progresser selon l'axe Oz . La vitesse de groupe est pratiquement nulle, mais comme le plan équiphase est presque parallèle à l'axe Oz , la vitesse de phase est presque infinie, ce qui se déduit immédiatement des deux formules ci-dessus.

■ Quelques mots pour conclure sur le rapport b/a dans un guide de section rectangulaire. En général, les guides sont utilisés sur le mode fondamental, souvent le mode TE_{10} pour que l'atténuation soit minimale. La condition de résonance concerne l'axe x ($k_c = \pi/a$), la fréquence de coupure fixe a , mais rien n'est dit de la dimension du guide selon l'axe y (valeur de b). Comme les fréquences d'utilisation sont significativement au-delà de la fréquence de coupure pour que le guide ne soit pas trop dispersif, il faut qu'à ces fréquences les modes supérieurs (dont le mode TE_{01}) ne soient pas excités, ce qui impose $b \ll a$. Cependant, le rapport a/b ne peut pas être trop élevé, car les pertes linéiques du mode fondamental tendent vers l'infini lorsque la fréquence s'approche de la fréquence de coupure ou lorsqu'elle tend vers l'infini, avec entre les deux une plage de fréquence où les pertes sont minimales. La valeur des pertes à ce minimum est d'autant plus élevée que a/b est élevé. Par conséquent, a/b est de l'ordre de 2 (les dimensions des guides commerciaux sont normalisées).

1.2 Cavités hyperfréquences

Les cavités hyperfréquences sont des cavités résonantes sur une ou plusieurs fréquences discrètes. Leur fonctionnement s'explique aisément en considérant un guide d'onde (selon l'axe z) fermé (court-circuité) à ses deux extrémités par un plan métallique. Une onde plane se propageant à l'intérieur (par réflexions sur les parois du guide d'onde) sera réfléchi sur une extrémité, et l'onde résultante (la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchi) constituera une onde stationnaire selon l'axe z avec un premier nœud sur le champ électrique transverse (parallèle au plan de court-circuit) à l'emplacement de cette extrémité. L'autre extrémité constituant également un court-circuit, l'onde stationnaire ne pourra exister que si la deuxième extrémité se situe sur un autre nœud, ce qui s'exprime par une condition de quantification sur le vecteur d'onde β (ou sur la longueur d'onde λ_g). L'onde est donc stationnaire selon les trois axes, et décrite dans une cavité hyperfréquence parallélépipédique par trois entiers n , m et p , qui, comme précédemment, peuvent éventuellement être nuls (mais pas les trois à la fois).

Dorénavant, nous réserverons l'axe z pour l'axe du faisceau dans un klystron. Les modes peuvent être désignés de façon analogue à un guide d'onde, TE_{nmp} et TM_{nmp} , n et m décrivant la quantification selon les axes perpendiculaires au faisceau, et p la quantification selon z . Si la cavité est cylindrique, ce que nous supposons dorénavant (c'est en général le cas dans un klystron ou une cavité accélératrice), on conservera la même notation : n pour la coordonnée radiale, m pour la coordonnée angulaire, p pour la coordonnée longitudinale (z , l'axe du faisceau). Si le mode a une symétrie de révolution, ce que nous supposons également, l'indice m est nul et nous l'omettons, de sorte que nous parlerons de modes TE_{np} et TM_{np} .

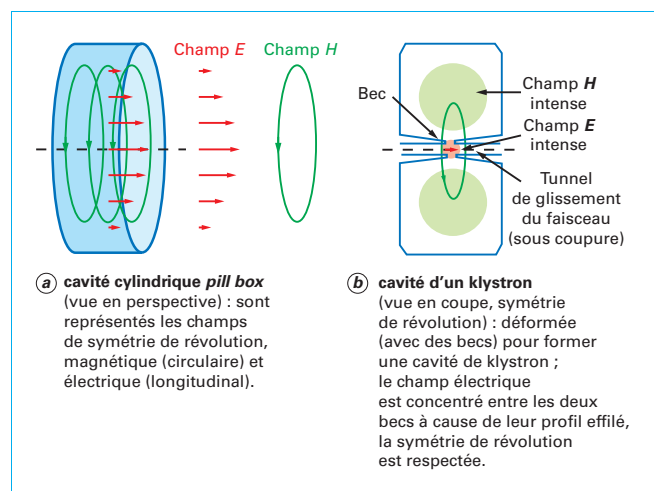
Dans un accélérateur comme dans un klystron, il faut freiner ou accélérer un faisceau de particules chargées parallèle à l'axe z . Il faut donc que le champ électrique soit non nul selon cet axe, ce qui impose des modes de type TM_{np} . Le plus simple, et aussi le plus utilisé, est le mode TM_{10} (figure 3) : l'onde stationnaire est alors radiale. En pratique, les cavités ont une forme plus complexe qu'une simple section de cylindre, mais la symétrie de révolution est respectée. La notation TM_{10} devient malgré tout un abus de langage. Dans une cavité cylindrique TM_{10} , le champ \mathbf{H} est transverse par définition, et sa composante radiale est nulle. Quant au champ \mathbf{E} , il n'a qu'une composante longitudinale. Dans une cavité de klystron, les bords renforcent localement l'intensité du champ électrique par effet de pointe. Sur le mode fondamental, les propriétés du champ \mathbf{H} sont inchangées, mais le champ \mathbf{E} acquiert (sauf sur l'axe) une composante transverse « parasite ».

Une cavité parfaite n'est pas très utile : comment exciter le champ à l'intérieur d'une boîte fermée, et en supposant que ce champ existe, en quoi serait-il utile ? Il faut donc pratiquer dans les parois des ouvertures suffisamment petites pour ne pas (trop) perturber les modes tout en permettant d'injecter ou de soustraire de l'énergie électromagnétique. Dans une cavité de klystron, ces ouvertures sont soit un iris ou une petite antenne qui relie la cavité à un guide externe (couplage inductif là où le champ \mathbf{H} est maximum), soit deux trous alignés selon l'axe z à l'emplacement des bords permettant à un faisceau d'électrons de traverser la cavité en son centre (figure 3) (couplage capacitif là où le champ \mathbf{E} est maximum).

À tout instant, une cavité stocke une quantité d'énergie électromagnétique W donnée par la formule classique :

$$W = \iiint (\mu_0 \mathbf{H}^2 / 2 + \varepsilon_0 \mathbf{E}^2 / 2) \cdot d\mathbf{v} \quad (\text{intégrale sur le volume de la cavité})$$

Dans une cavité cylindrique TM_{10} , énergies électrique et magnétique sont réparties dans toute la cavité. Par contre, dans une cavité de klystron, du fait de sa forme, l'énergie électrique est concentrée entre les deux bords et l'énergie magnétique est principalement dans le reste de la cavité.

Figure 3 – Représentation d'une cavité TM_{10}

Le facteur de qualité d'une cavité de klystron est sa capacité à interagir avec le faisceau. Ce paramètre est quantifié au travers de l'impédance shunt de la cavité R (en Ω), définie de la façon suivante :

$$R = V_{RF}^2 / 2P_{diss}$$

avec V_{RF} tension crête entre les becs (le champ électrique multiplié par la distance entre becs), qui agit sur le faisceau,

P_{diss} puissance RF dissipée dans la cavité (dans cette définition, on ne retient que les pertes ohmiques dans les parois).

R traduit la capacité du champ RF à moduler le faisceau. Cette définition de l'impédance shunt est souvent retenue par les concepteurs de cavités accélératrices. Les concepteurs de klystrons en préfèrent une autre où la résistance shunt est normalisée, c'est-à-dire divisée par le facteur de surtension de la cavité à vide (sans autres pertes que les pertes ohmiques), qui s'écrit $Q = \omega W / P_{diss}$ (cf. ci-dessous). Dans ces conditions, l'impédance shunt (en Ω) devient :

$$R/Q = V_{RF}^2 / 2\omega W$$

Avec une telle définition, qui n'a de sens qu'à la fréquence de résonance de la cavité, l'impédance shunt R/Q ne dépend que de la géométrie de la cavité, elle est indifférente aux pertes. Plus R/Q sera élevée, plus efficace sera l'interaction entre le faisceau et la cavité. Il y a donc intérêt à l'augmenter, ce que permet de faire les becs. En pratique, le R/Q est compris entre 60Ω (absence de becs) et 180Ω (becs très effilés), la valeur typique se situant vers $100-120\Omega$. Au-delà de 180Ω , le champ électrique en surface des becs est si intense qu'il peut induire des claquages. Dans un accélérateur de particules, on parle vers 1 GHz d'impédance shunt R de l'ordre de $10^{12}\Omega$ pour une cavité supraconductrice, $10^6\Omega$ pour une cavité en cuivre, soit un R/Q de l'ordre de 100Ω dans les deux cas.

On peut faire à ce stade un rapprochement utile entre une cavité et un circuit résonant obtenu en mettant en parallèle une inductance L et une capacité C . On sait qu'alors :

$$\omega_c = 1/\sqrt{LC}$$

Définissons une inductance L et une capacité C propres à la cavité, en écrivant l'énergie stockée sous la forme :

$$W = LI_{RF}^2/2 + CV_{RF}^2/2$$

avec I_{RF} courant RF se propageant en surface de la cavité,
 V_{RF} tension RF entre les becs.

Les valeurs de L et de C dépendront de la répartition des champs et donc du mode considéré. Dans une cavité cylindrique et sur le mode TM_{10} , les énergies électrique et magnétique sont superposées, mais dans une cavité de klystron, toujours sur le mode fondamental, l'énergie électrique est concentrée entre les becs (la capacité dépend de la distance entre les deux becs et des surfaces en regard) et l'énergie magnétique est répartie dans la cavité (l'inductance dépend des distances parcourues par les courants en surface de la cavité, donc de la taille de celle-ci). On peut alors jouer assez facilement sur les valeurs de C et de L . La résistance shunt s'en déduit par une formule très simple :

$$R/Q = \sqrt{L/C}$$

Les valeurs exactes de L et C ne sont pas directement accessibles à la mesure ni au calcul, mais il en va autrement de R/Q et de ω_c , et L et C s'en déduisent.

Avant de conclure sur les cavités hyperfréquences et le cas particulier des cavités de klystron, il reste à dire un mot sur le **problème des « pertes »** (nous englobons dans ce terme tout ce qui contribue à une baisse de l'énergie stockée W au travers d'une puissance dissipée P_{diss}). À la résonance, ces pertes sont résumées dans un facteur unique appelé **facteur de surtension**, universellement noté par la lettre Q , et défini par la formule suivante :

$$Q = \omega W / P_{diss}$$

Q peut avoir plusieurs origines, chacune apportant sa contribution Q_i . Le Q_T (Q total, aussi noté Q_L pour Q « chargé ») s'écrit alors sous la forme suivante :

$$1/Q_T = \sum 1/Q_i$$

En pratique, **trois facteurs produisent une dissipation de l'énergie stockée** : les pertes intrinsèques à la cavité (par effet Joule sur les parois), les pertes par couplage à un guide extérieur, et les pertes par couplage au faisceau. Les pertes par effet Joule supposent une conductivité finie des parois, généralement en cuivre dans un klystron (jusqu'à présent, nous avions supposé cette conductivité infinie). La contribution à Q des pertes par effet Joule est souvent notée Q_0 (surtension de la cavité à vide). Si on retient l'analogie des constantes localisée, elle peut s'écrire sous la forme :

$$Q_0 = L\omega/r$$

r désigne ici l'équivalent d'une résistance (à ne surtout pas confondre avec l'impédance shunt R), qui du fait de l'effet de peau augmente avec la racine carrée de la fréquence.

Lorsqu'on monte en fréquence, la taille de la cavité (donc L) diminue d'autant, et le produit $L\omega$ est à peu près constant. Donc Q_0 décroît en ω^{-1} et vaut environ 5000 à 1 GHz pour une cavité de klystron en cuivre. Les deux autres contributions à Q_T : Q_X (décrivant les pertes par couplage vers l'extérieur) et Q_{BL} (décrivant l'énergie injectée dans le faisceau, ou *beam loading*) seront traitées ultérieurement. Donc :

$$1/Q_T = 1/Q_0 + 1/Q_X + 1/Q_{BL}$$

Concluons sur une relation essentielle entre facteur de surtension et bande passante de la cavité (f_c étant la fréquence de résonance de la cavité) :

$$Q_T = f_c / \Delta f$$

Une cavité sans pertes possède un Q_T infini et une bande passante nulle, ce qui n'a pas de sens physique. Dans certains accélérateurs de particules, une cavité supraconductrice non chargée (en

l'absence de faisceau) est la réalisation qui s'approche le plus de ce concept ($Q_T \approx 10^9$). Mais, même une cavité en cuivre possède à vide une bande passante extrêmement faible : en bande S (3GHz), Q_0 vaut de l'ordre de 3000, donc en l'absence de charge ($Q_T = Q_0$), la bande passante est de 0,03%. C'est la charge (faisceau et/ou externe) qui définit la bande passante d'un klystron (ou d'un accélérateur), car en pratique $Q_T \ll Q_0$.

1.3 Excitation d'une cavité dans le cas d'un klystron

Les klystrons sont des tubes hyperfréquences fonctionnant sur un principe autre qu'une triode. Ils ont été imaginés vers 1937 par Russell H. Varian épaulé par William Hansen, chercheur de grand talent de l'université de Stanford, dans l'espoir de réaliser des dispositifs amplificateurs à très haute fréquence. D'abord utilisés pour générer des oscillateurs locaux (*klystrons reflex*), les klystrons sont devenus après la seconde guerre mondiale les amplificateurs de référence pour les radars et les émetteurs de TV en VHF et UHF. Leur champ d'utilisation s'est ensuite largement diversifié.

Moins intuitif que celui d'une triode, leur fonctionnement s'appuie sur deux phénomènes : la **mise en paquets d'un faisceau continu d'électrons** (*bunching* en anglais) et le **rayonnement de ces paquets d'électrons dans une cavité hyperfréquence**. Commençons par le second aspect, qui induit le premier.

C'est un phénomène connu : une particule chargée traversant en son centre une cavité hyperfréquence accordée à une fréquence f (sur un mode TM_{10}) rayonne dans cette cavité une partie de son énergie cinétique (figure 4).

Une fois que la particule a quitté la cavité, il subsiste dans celle-ci une onde stationnaire oscillant à la fréquence f , dont l'énergie W va s'atténuant sous l'effet des pertes P_{diss} (on sait que le rapport entre W et P_{diss} est lié à la surtension Q). Quant à la particule, ayant perdu de son énergie, elle est moins rapide qu'elle n'était quelques instants plus tôt. Pour se faire une idée intuitive du phénomène, il suffit de se mettre à la place de la particule chargée. Tout d'abord, la particule remonte un tuyau métallique qui mène à la cavité : on appelle ce tuyau « **tunnel de glissement** », et on s'arrange pour qu'il soit sous la coupure par rapport au champ RF de la cavité, c'est-à-dire trop étroit pour que le mode fondamental de la cavité puisse s'y propager. La particule émet un champ électrostatique dont les lignes rejoignent les parois du tunnel perpendiculairement à celles-ci (elles y créent une charge miroir). Mais, dès qu'elle pénètre dans la cavité, les lignes de champ se déforment pour continuer

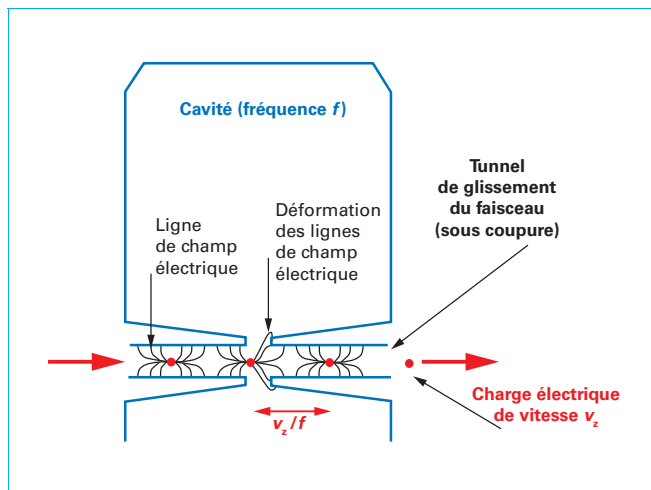


Figure 4 – Particules chargées franchissant une cavité de klystron à une fréquence f égale à la fréquence de résonance de la cavité (mode TM_{10} correspondant à une onde stationnaire radiale)

à épouser les parois. C'est cette « déformation » qui, se propageant radialement à la vitesse de la lumière, constitue après réflexion sur les parois de la cavité (distances de $\lambda/2$), l'onde RF stationnaire excitée par la particule. Le passage fugitif de la particule génère ainsi entre les bords un champ électrique oscillant à la fréquence de résonance de la cavité. Comme un petit impact au centre du tambour déclenche une onde sonore, le mouvement de l'électron à travers la cavité induit l'émission d'une onde électromagnétique à la fréquence $f = \omega/2\pi$.

Imaginons à présent qu'une seconde particule se présente à l'entrée de la cavité où oscille en s'atténuant le champ rayonné par la première particule. Si les deux particules sont distantes de $t = 1/f$, la seconde particule traversera la cavité alors que le champ électrique E_z créé par la première sera maximum. Non seulement cette deuxième particule rayonnera un champ par le même mécanisme que la première, mais surtout elle sera freinée par le champ pré-existant. Au total, le champ rayonné par la deuxième particule sera plus intense que celui rayonné par la première, et les deux champs s'additionneront en phase. Si, enfin, c'est un train de particules identiques qui traversent périodiquement la cavité, et si cette période correspond à la fréquence de la cavité, on entretient dans la cavité une onde stationnaire d'énergie W une fois l'équilibre atteint entre puissance rayonnée et puissance dissipée, qui s'écrit :

$$P_{\text{diss}} = \omega W / Q_T$$

où Q_T représente le facteur de surtension décrivant les différents modes de dissipation possibles et W l'énergie (stationnaire) stockée dans la cavité.

Autre façon de présenter le phénomène : assimilons le faisceau à un courant modulé en fréquence. Les équations de Maxwell nous disent qu'un courant électrique I de fréquence f selon l'axe z génère un champ magnétique H à la même fréquence dont les lignes d'iso-champ font des cercles centrés sur le faisceau. Si I oscille à la fréquence de la cavité, il excitera le champ magnétique stationnaire correspondant au mode fondamental, qui lui-même se couplera au champ électrique également RF, et la boucle sera bouclée.

En régime stabilisée, la puissance rayonnée par le faisceau égale la puissance dissipée, et la puissance stockée W est donnée par la formule ci-dessus, connaissant le facteur de surtension total Q_T . Cependant, cet état n'est pas atteint instantanément. Un bon ordre de grandeur du temps τ pour qu'une cavité excitée par un faisceau modulé atteigne une énergie stationnaire s'écrit :

$$\tau \approx Q_T / f$$

Exemple :

Si on considère un signal à 3GHz et une surtension totale de l'ordre de 300 (cas typique d'une cavité intermédiaire de klystron), τ est de l'ordre de 0,1 μ s.

1.4 Bunching du faisceau (théorie balistique)

Comment obtenir ce courant modulé à la bonne fréquence ? La première solution serait d'utiliser un canon à électrons commandé par une grille de modulation. C'est effectivement possible (§ 6) et cela présente des avantages, mais cette solution est limitée en fréquence et en puissance. L'autre solution est de **mettre en paquets (*bunches*) un faisceau continu**.

Cette mise en paquets exige de placer entre une source continue d'électrons (le canon) et la cavité (que nous appellerons cavité de sortie) une première cavité électromagnétique, dite « cavité d'entrée », calées à la même fréquence f . Les deux fonctionnent sur le même mode TM_{10} et ont l'aspect représenté sur la figure 2.

À l'entrée de cette première cavité, le flux d'électrons (caractérisé par un courant cathode I_k et une tension d'accélération V_k) est continu et ne génère aucun champ RF. Mais, si on excite la cavité d'entrée avec un champ RF externe (E_{in} , H_{in}) de faible

puissance, également calé sur f , ce champ interagira avec le faisceau en induisant sur chaque électron une force $F = -eE_{in}$ entre les becs. Comme E_{in} est alternatif ($E_{in} = E_{in0} \cdot \sin \omega t$, où $\omega = 2\pi f$), selon l'instant précis où un électron traversera la cavité, il sera accéléré ou freiné. Une fois dans le tunnel de glissement qui relie les deux cavités, les électrons les plus rapides rattraperont ceux qui n'auront été ni accélérés, ni freinés (ils seront passés à l'instant où le champ était nul), et les plus lents seront rattrapés par tous les autres, ce qui se traduira par une mise en paquets momentanée des électrons ; c'est à l'endroit de cette mise en paquets que la cavité de sortie doit être placée. En accord avec ce qui a été exposé, elle sera le siège d'un champ RF image de celui appliqué dans la cavité d'entrée, mais beaucoup plus intense car l'énergie cédée par le faisceau dans la seconde cavité dépend au premier ordre de l'énergie cinétique portée par chaque paquet, donc du courant cathode I_k et de la tension d'accélération V_k . Tel est le principe du klystron, exposé « avec les mains ».

Le faisceau est donc « bunched ». Mais la balistique a ses limites et les paquets d'électrons ne sont jamais parfaitement regroupés ; tous les électrons ne traverseront pas la deuxième cavité à l'instant précis où le champ RF est maximum. Certains seront moins freinés que d'autres, et certains subiront un champ RF opposé : ceux-ci seront accélérés au lieu d'être freinés. Aussi, en sortie de la seconde cavité, le faisceau bunched se réapproprie-t-il une partie de l'énergie W stockée dans la cavité, et il convient de rajouter un terme $1/Q_{BL}$ à l'expression donnant la surtension totale pour prendre en compte ce phénomène (*beam loading*).

De l'explication donnée ci-dessus, où chaque électron une fois accéléré par le champ RF a ensuite une trajectoire balistique, on peut déduire une expression analytique du courant électrique (faisceau cylindrique) en tout point du tunnel de glissement :

$$I(z,t) = I_k \cdot [1 + 2 \sum J_n(nX) \cdot \cos(\omega t - \beta_e z)]$$

- avec
- J_n

Σ

v_z

$V_{RF} = \delta \cdot E_{in0}$

fonction de Bessel d'ordre n ,

sommation sur tous les indices n supérieurs ou égaux à 1,

vitesse des électrons en sortie du canon,
 $\omega_e = \omega/v_z$,

tension RF crête appliquée au faisceau dans la cavité d'entrée (δ est la distance entre les « becs » de cette cavité), et :

$$X = z \cdot V_{RF} \cdot \beta_e / 2V_k.$$

La figure 5 montre l'allure du courant le long du faisceau, calculé à différents instants en appliquant la formule ci-dessus. Pour des raisons exposées plus loin, cette expression conduit à des conclusions erronées (on « démontre » ainsi que la puissance RF en sortie du tube est égale à $0,58 \cdot V_k I_k$, quelle que soit la puissance RF injectée dans la cavité d'entrée, ce qui est faux – bien qu'en pratique le rendement des klystrons soit bien dans la gamme 40-65 %). Elle est néanmoins intéressante, car elle souligne une propriété importante : le courant se décompose en une série d'harmoniques. Compte tenu de la mise en paquets, ce n'est pas surprenant. Mais le rôle joué par ces harmoniques est moins intuitif.

Supposons que seul le premier harmonique existe :

$$I(z,t) = I_k \cdot [1 + 2J_1(X) \cdot \cos(\omega t - \beta_e z)]$$

$2J_1(X)$ représente l'enveloppe de cet harmonique le long de l'axe z , elle a son maximum en $X_1 = 1,84$, et ce maximum correspond à $J_1(1,84) = 0,58$. Si on situe la cavité de sortie (calée sur la fréquence $f = \omega/2\pi$) en X_1 , le courant y sera maximum ($I_{max} = I_k[1 + 2 \times 0,58]$) lorsque le champ E sera positif, et minimum ($I_{min} = I_k[1 - 2 \times 0,58]$) lorsque le champ E sera négatif (le fait que I_{min} soit négatif est un artefact de calcul lié au fait qu'on a négligé les harmoniques d'ordre supérieur). Le nombre d'électrons freinés

en franchissant la cavité de sortie (correspondant à E positif) sera très supérieur au nombre d'électrons accélérés, ce qui est la situation recherchée.

Introduisons à présent le second harmonique. Le courant correspondant dans la cavité de sortie aura deux périodes lorsque le champ RF n'en présentera qu'une (sauf à réaliser une cavité calée sur $2f$). Il y aura donc autant d'électrons accélérés que d'électrons freinés, et le bilan sera nul. Il en va de même des harmoniques supérieurs. C'est pourquoi la cavité de sortie doit être là où le premier harmonique a son maximum (dans une théorie plus exacte, les valeurs numériques sont différentes, mais le principe demeure). Cependant, à cause de l'existence des autres harmoniques, et aussi parce que le premier harmonique ne présente pas un courant exactement nul lorsque le champ est négatif, la mise en paquets ne peut être totale. C'est une des raisons (une seconde est exposée plus loin) pour lesquelles le principe d'un klystron à deux cavités, tel

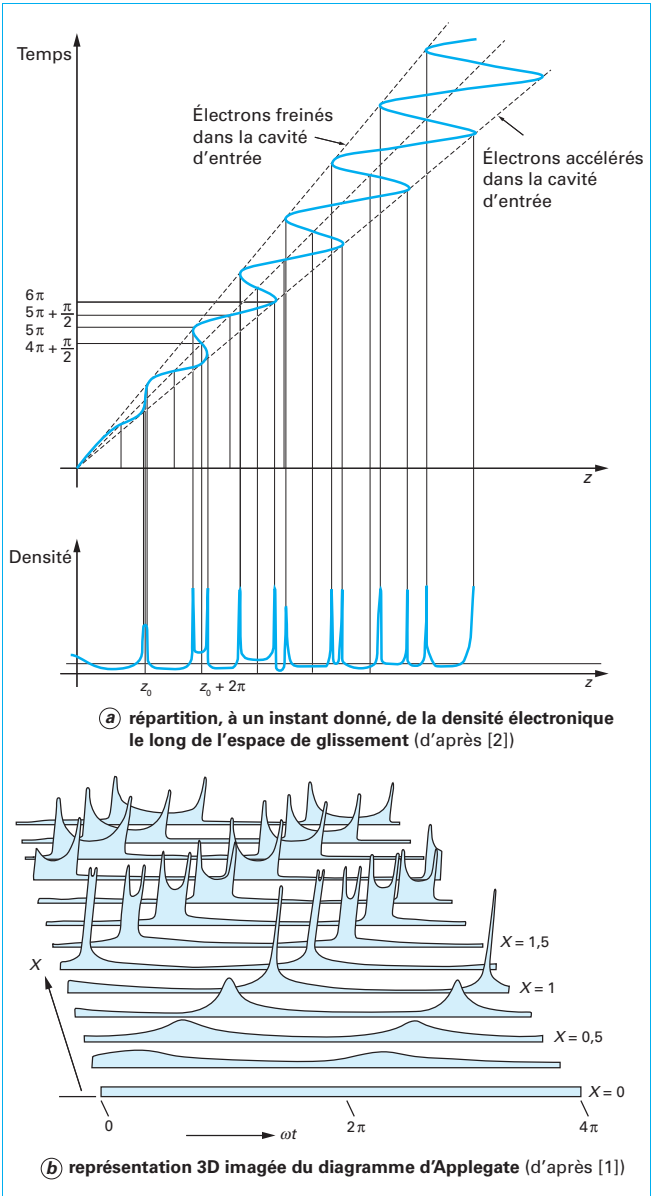


Figure 5 – Représentation d'une mise en paquets

qu'imaginé par les frères Varian en 1937, est difficilement exploitable en l'état.

Notons que si on se place en $X = 1$, on bénéficiera d'un *bunching* en apparence meilleur (figure 5b), mais ce n'est pas là que l'harmonique fondamental aura son maximum ; ce qui compte, c'est à la fois que le courant soit maximal lorsque E est maximal, mais aussi que I soit minimal lorsque E est négatif. Enfin, si $X = 1,50$ (maximum de J_2) avait été choisi (avec une cavité de sortie à fréquence double), une théorie plus précise montre que la puissance que l'on aurait extraite sur le second harmonique serait 10 dB en deçà de ce qui est accessible sur l'harmonique principal. Les klystrons peuvent être utilisés comme multiplicateurs de fréquence (c'est rarement le cas...).

1.5 Coefficient d'interaction

Au cœur du fonctionnement d'un klystron, il y a ce petit espace δ entre les becs des cavités, où les électrons interagissent avec le champ RF , E est stationnaire et parallèle à z ($V_{RF} = \delta E$).

Nous avons fait l'hypothèse ci-dessus que chaque électron subit une force $F = -eE_0 \sin \omega t$, où $E = E_0 \sin \omega t$ est le champ électrique RF longitudinal entre les deux becs. En réalité, il est plus exact d'écrire :

$$F = -eME_0 \sin \omega t$$

M est le « coefficient d'interaction », véritable coefficient de qualité d'un klystron, il décrit le fait qu'un électron ne voit pas un champ uniforme pendant qu'il traverse la cavité, et que deux électrons situés dans le même plan, mais plus ou moins distants de l'axe géométrique, voient aussi un champ légèrement différent. Le premier point est le plus important : on conçoit que les deux becs de la cavité ne doivent pas être infiniment proches, car plus longtemps le champ interagira avec le faisceau, meilleure sera l'interaction (plus élevée sera V_{RF}). Mais, le temps d'aller d'un bec à l'autre, un électron verra aussi le champ électrique évoluer, et si la distance δ à parcourir est trop importante, il risque d'être successivement accéléré, puis freiné, ou l'inverse (effet « monotron »). Pour cette raison, on limite l'espace entre becs à typiquement :

$$\beta_e \delta = \pi/3, \text{ où } \beta_e = \omega/v_z$$

Entre les deux becs, un électron verra le champ tourner de 60° . M définit donc une sorte de champ moyen (le phénomène est analogue entre une cathode et une grille dans une triode). Connaître la valeur de M permet d'estimer l'efficacité du processus d'accélération des électrons, et donc de formation des paquets. Si on note V_δ la tension crête effective vue par le faisceau entre les becs, celle-ci vaudra :

$$V_\delta = M V_{RF}$$

De la même façon (théorème de Ramo, déjà cité à propos des tubes à grille), si on note δI la modulation de courant faisceau entre les becs et I_{RF} le courant RF généré par influence sur les parois de la cavité, on montre que :

$$\delta I = I_{RF} / M$$

Dans la pratique, M vaut entre 0,5 et 0,9, selon le diamètre du faisceau et celui du tunnel de glissement (plutôt 0,5 si $\gamma_e a \approx 1,0$, plutôt 0,9 si $\gamma_e a \approx 0,6$ (§ 1.11.1 pour la définition de $\gamma_e a$)).

1.6 Bunching du faisceau (prise en compte de la charge d'espace)

Le principe décrit ci-dessus est exagérément simplifié, car il néglige la charge d'espace, une force répulsive coulombienne que subit chaque électron lorsqu'il s'approche de ses voisins,

omniprésente dans un klystron. Cette force existe dans le faisceau non *bunché*, on la compense en appliquant un champ magnétique longitudinal qui maintient le confinement en comprimant le faisceau, et elle est beaucoup plus intense dans un faisceau *bunché*. Appliquons localement un champ électrique alternatif pendant le court instant où le faisceau de densité électronique ρ passe entre les deux becs de la cavité : il repoussera les électrons dans un sens ou dans un autre selon sa direction, provoquant plus loin un déficit suivi d'un excès d'électrons. Dès que le faisceau entre dans le tunnel de glissement, le champ électrique appliqué cesse d'agir : là où le faisceau est comprimé, la force répulsive de charge d'espace tend vers une décompression au détriment de l'endroit où le faisceau est déprimé. En l'absence de facteur d'amortissement, le faisceau devient le siège d'une onde de densité longitudinale de pulsation ω_p (pour pulsation plasma). Cette pulsation ne dépend que de la densité électronique (e et m désignent la charge et la masse de l'électron) :

$$\omega_p = \sqrt{ep/m\epsilon_0}$$

Cette onde a un double visage selon que l'on regarde la densité du faisceau ou sa vitesse, mais dans tous les cas elle est stationnaire dans le référentiel du klystron (à la différence d'un TWT) : le nœud de l'onde de densité est figée à l'endroit des becs, par définition (l'effet du champ électrique ne se fait sentir qu'après), et c'est au même endroit que se situe le ventre de l'onde de vitesse. Notons que l'équation ci-dessus fait l'hypothèse d'un plasma d'électrons de dimensions infinies dans les trois directions, ce qui n'est évidemment pas le cas. Il faut donc introduire un facteur F de réduction de la fréquence plasma ($F < 1$), dont la valeur exacte dépend de la densité du plasma, du diamètre du faisceau et du diamètre du tunnel de glissement au travers des paramètres $\beta_e a$ et b/a (rapport entre rayon du faisceau b et rayon du tunnel de glissement a). Typiquement, b/a vaut 0,6 et F est de l'ordre de 0,25 pour un klystron. La pulsation plasma corrigée s'écrit :

$$\omega_q = F \omega_p$$

Tout compris, ω_q est environ dix fois plus faible que la pulsation ω du champ RF . Que vaut alors la densité de courant $J(z)$ dans le faisceau en présence de cette onde de charge d'espace ? Si on note $\delta \rho$ et δv_z l'impact de la modulation au point z , alors :

$$J = (\rho + \delta \rho(z)) \cdot (v_z + \delta v_z(z)) = J_K + \rho \cdot \delta v_z(z) + v_z \cdot \delta \rho(z) + \delta \rho(z) \cdot \delta v_z(z)$$

$J_K = \rho \cdot v_z$ est la densité de courant non modulé (courant cathode I_K divisé par la section du faisceau). On fait alors l'hypothèse que la modulation est de faible amplitude, ce qui conduit à négliger le terme quadratique $\delta \rho(z) \cdot \delta v_z(z)$. Ce qui suit ne s'applique donc pas au voisinage de la saturation, on ne verra pas apparaître d'harmoniques. On démontre aussi qu'en l'absence d'interaction avec l'onde électromagnétique (donc dans le tunnel de glissement), l'amplitude du terme $\rho \cdot \delta v_z(z)$ est inférieure à l'amplitude du terme $v_z \cdot \delta \rho(z)$, dans un rapport ω_q/ω . Dans ces conditions, c'est la modulation de densité du faisceau qui dicte la modulation du courant électrique, qui s'écrit (il s'agit du courant I et non de la densité de courant J) :

$$I(z, t) = I_K + \frac{1}{2} (I_K / V_K) \cdot M \cdot \omega / \omega_q \cdot V_{RF} \cdot \cos(\omega t - \beta_e z) \cdot \sin(\beta_q z) \\ (\beta_q = \omega_q / v_z = 2\pi / \lambda_q)$$

avec V_{RF} tension crête aux bornes des becs de la cavité.

Cette formule montre que c'est en plaçant la deuxième cavité à une distance $\lambda_q/4$ par rapport à la première que l'amplitude de modulation (à la pulsation ω) sera maximale, résultat auquel on était en droit de s'attendre. La modulation de vitesse est en quadrature de phase par rapport à la modulation de densité et elle est nulle en $\lambda_q/4$: contrairement à ce qu'affirme la théorie balistique,

les électrons ne se « doublent » pas ! Notons que λ_q augmente avec la tension d'accélération V_k (en kV) :

$$v_z = c \cdot \sqrt{1 - (511/(V_k + 511))^2}$$

$$(\frac{1}{2} m v_z^2 = e V_k \text{ si } V_k \ll 511 \text{ kV}, m = 511 \text{ keV})$$

Plus V_k sera élevée, plus la distance entre premières cavités sera importante, et donc plus la longueur du klystron sera importante (un klystron mesure habituellement entre 1 et 2 m de long).

1.7 Klystrons multi-cavités

Récapitulons : un faisceau continu traversant une cavité hyperfréquence où préexiste un champ RF à la fréquence f sera modulé en vitesse ; cette modulation de vitesse se transformera en modulation en densité à la sortie du tunnel de glissement. Et un faisceau d'électrons modulé en densité traversant une cavité hyperfréquence TM_{10} dont le mode fondamental est calé sur la même fréquence dans les conditions décrites sur la figure 4 génère dans cette cavité un champ électromagnétique ; le faisceau interagit alors avec le champ qu'il a lui-même créé, renforçant la modulation.

Nous avons aussi développé deux théories : une théorie non linéaire (dite balistique) qui décrit un fort *bunching* du faisceau, mais néglige la charge d'espace, et une autre théorie qui la prend en compte, mais qui ne s'applique que pour une modulation faible. Il n'existe pas de théorie simple qui décrive de façon précise le fonctionnement au voisinage de la saturation en prenant en

compte la charge d'espace. La seule méthode valable consiste à faire tourner des codes de calcul.

On s'aperçoit qu'en présence de charge d'espace, le gain RF entre deux cavités est d'environ 10dB. La seule solution pour obtenir un klystron à fort gain consiste donc à enchaîner les cavités et les tunnels de glissement : on parle de klystrons multi-cavités. Partant d'un faisceau continu, il faut 5 à 6 cavités pour obtenir une modulation optimale (figure 6). En pratique, on dépasse rarement 50 dB et jamais 65 dB de gain saturé (et 60 dB de gain linéaire, la compression de gain à saturation étant de l'ordre de 5 à 7 dB), même avec 6 cavités ; au-delà, sans autre précaution, l'oscillation est systématique.

Chaque cavité est caractérisée par un **facteur de surtension** Q_T calculé par la formule suivante :

$$1/Q_T = 1/Q_0 + 1/Q_X + 1/Q_{BL}$$

Q_T définit la **bande passante de la cavité** et intervient aussi dans le calcul de l'impédance du champ RF (rapport entre tension V_{RF} et courant I_{RF} sur les parois de la cavité).

Q_0 est la **surtension à vide**. Elle vaut de l'ordre de 3 000 à 3GHz et varie en $1/\sqrt{f}$. La dispersion autour de cette valeur peut être importante, et dépend en particulier de la géométrie exacte de la cavité et de la qualité de fabrication (qualité de surface du cuivre, qualité des soudures, etc.) Compte tenu de sa valeur élevée, la surtension à vide est presque toujours négligeable face aux deux autres facteurs.

Q_{BL} est la **surtension définie par le beam loading**, c'est-à-dire la puissance réinjectée dans le faisceau au franchissement de la cavité.

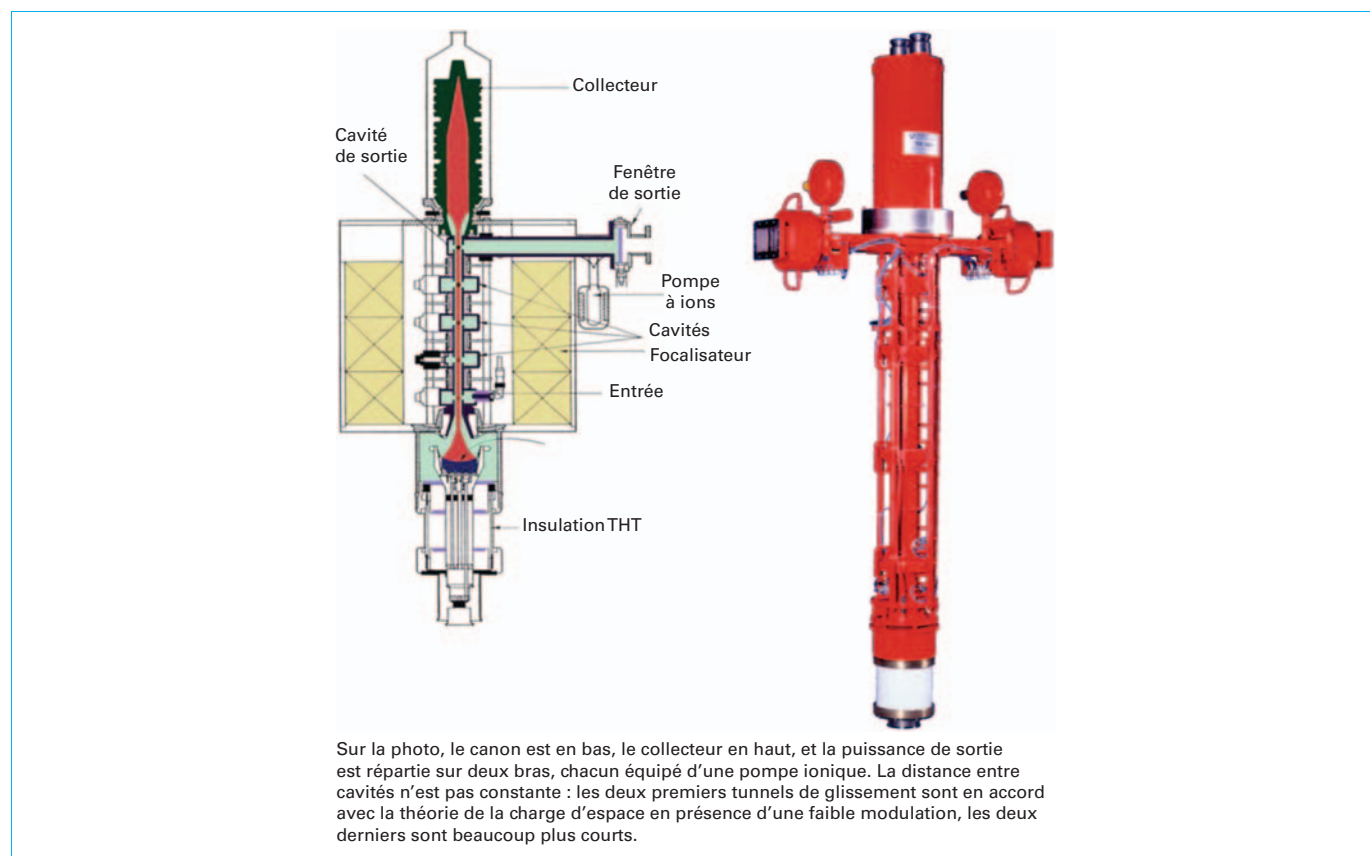


Figure 6 – Schéma et photo d'un klystron à cinq cavités (source THALES Microwave & Imaging Subsystems)

Elle vaut entre 50 et 200 en petit signal, et elle est d'autant plus faible que les effets de charge d'espace sont importants (cas d'une pervéance k élevée ; la **pervéance du faisceau** dans un klystron varie entre 0,5 et $2 \cdot 10^{-6}$ selon le design du canon). Le *beam loading* est le facteur dominant dans les cavités intermédiaires et, dans une moindre mesure, dans la cavité d'entrée, mais elle s'efface dans la cavité de sortie devant Q_X , d'autant plus que dans cette cavité, la puissance réinjectée dans le faisceau est par nature minimale.

Q_X est la **surtension associée à la perturbation apportée par une ligne hyperfréquence** connectée à la cavité. Elle intervient dans les cavités d'entrée et de sortie. En entrée, elle vaut entre 100 et 200 selon la conception de cette connexion. En sortie, elle vaut entre 10 et 30, et elle est largement dominante (la cavité de sortie a donc en général une bande passante bien plus importante que les cavités intermédiaires).

1.8 Efficacité de l'interaction

On peut donner ici quelques ordres de grandeurs de la puissance RF dans les cavités. Elle est le produit de la tension V_{RF} entre les becs (c'est-à-dire aux bornes de la capacité C) par le courant I_{RF} induit sur les parois de la cavité (donc dans l'inductance L) (charges miroir) par la modulation de courant du faisceau δI entre les becs. En appliquant les relations données au § 1.5 quantifiant l'impact du coefficient d'interaction M sur les valeurs de V_δ (tension effective vue par le faisceau entre les becs) et de δI , on obtient, si deux cavités $(N-1)$ et (N) successives sont distantes de $\lambda_q/4$:

$$I_{RF}^{(N)} = \frac{1}{2} \cdot (I_k / V_k) \cdot M^2 \cdot \omega / \omega_q \cdot V_{RF}^{(N-1)}$$

Cette formule suppose que la modulation est faible, pour que la théorie de la charge d'espace soit applicable. Par contre, la suivante est plus générale. Elle donne la relation entre V_{RF} et I_{RF} dans une même cavité (N) . Le rapport entre ces deux grandeurs est l'impédance Z de la cavité. À la fréquence de résonance, Z ne dépend que des caractéristiques physiques de la cavité et des coefficients de surtension :

$$Z^{(N)} = V_{RF}^{(N)} / I_{RF}^{(N)} = (R/Q)^{(N)} \cdot Q_T^{(N)}$$

Il est possible d'estimer le gain entre deux cavités successives avec ces formules. En pratique, il est de l'ordre de 10dB, mais un calcul simple montre qu'il est proportionnel au produit $(\omega/\omega_q) \cdot (I_k/V_k)^2$ si la modulation est faible. Comme ω_q est proportionnel à $I_k/\sqrt{V_k}$, plus la pervéance du faisceau est importante, plus le gain est élevé entre deux cavités successives.

Dans la cavité de sortie, la tension effective entre becs $M \cdot V_{RF}$ doit être proche de V_k pour que les électrons, encore majoritairement à la vitesse du faisceau, soient le plus possible freinés, et la profondeur de modulation du courant $\delta I = I_{RF}/M$ doit approcher I_k (en pratique, elle est de l'ordre de $0,8 \cdot I_k$) pour que les électrons soient bien groupés là où le champ est maximal. On en déduit que l'impédance de l'onde (V_{RF}/I_{RF}) doit être proche de l'impédance du faisceau (V_k/I_k) au facteur $1/M^2$ près, pour que le transfert d'énergie du faisceau vers la cavité (donc le rendement électrique) soit maximum. Sachant que dans cette cavité $Q_T \approx Q_X$, la relation suivante dans la cavité de sortie est en général vérifiée (en tout cas, c'est un objectif que le concepteur se fixe) :

$$M^2 \cdot (R/Q) \cdot Q_X \approx V_k / I_k$$

Rappelons que R/Q est borné et ne peut excéder 180Ω environ dans le meilleur des cas. V_k et I_k sont très encadrés par la puissance RF visée en sortie du tube. V_k/I_k est appelée impédance du faisceau : sa valeur typique est de l'ordre de 1 à $2k\Omega$ pour un klystron à pervéance élevée, 5 à $7k\Omega$ pour un tube à pervéance faible (donc optimum en rendement (§ 1.9)). La valeur de Q_X étant potentiellement bornée par la bande passante du tube, satisfaire l'égalité

ci-dessus peut se révéler impossible. C'est une des raisons pour lesquelles les klystrons à interaction étendue ont été développés.

Comme V_{RF} est proche de V_k dans la cavité de sortie, de nombreux électrons entreront dans le collecteur à une vitesse presque nulle : pour cette raison, les klystrons sont rarement équipés de collecteurs déprimés, les risques d'électrons réfléchis (et donc d'oscillation) pouvant être importants. Même en l'absence d'un collecteur déprimé, de tels risques peuvent exister si la charge d'espace est trop importante ; c'est le cas si la pervéance est élevée, car alors se forme un creux de potentiel au cœur du faisceau, qui peut induire un potentiel légèrement négatif en entrée du collecteur.

1.9 Klystrons à interaction étendue (EIK)

Revenons au principe d'un guide d'onde (axe z), dont la courbe de dispersion est rappelée sur la figure 7a : fréquence f ($\omega = 2\pi f$), longueur d'onde guidée λ_g , vecteur d'onde $\beta = 2\pi/\lambda_g$. Imaginons que tout au long du guide nous disposions à intervalles réguliers (pas p) des « obstacles » qui génèrent un taux de réflexion de l'onde guidée τ : par exemple des iris caractérisés par une inductance L . On démontre assez simplement que sur la courbe de dispersion apparaissent des bandes interdites dont la largeur dépend de τ . On peut également tracer la courbe de dispersion de l'onde inverse (rien n'empêche l'onde d'aller de droite à gauche ou de gauche à droite), et aussi des modes caractérisés par des harmoniques d'espace élevés, du fait de la périodicité des obstacles.

Au bilan, la courbe de dispersion aura l'aspect représenté sur la figure 7b. Il y a sur cette courbe un point remarquable, correspondant à une valeur de β égale à π/p ; c'est le point où deux modes coexistent et interfèrent : l'onde progressive (fondamental) et l'onde régressive (1^{re} harmonique d'espace). Pour cette valeur, la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial\beta$ est nulle : l'onde est stationnaire. C'est ce qu'on appelle le mode π . Or il existe une condition d'excitation de tout mode guidé par un faisceau électronique de vitesse v_z (sous réserve que le faisceau soit parallèle à l'onde guidée stationnaire dans le cas présent, mais cette condition est très générale). Il faut que la condition de synchronisme suivante soit respectée :

$$v_z = v_\phi = \omega/\beta, \text{ vitesse de phase de l'onde guidée.}$$

Nous retrouverons cette relation pour les tubes à ondes progressives. Dans le cas qui nous intéresse, pour exciter l'onde stationnaire, il suffit de choisir pour le faisceau d'électrons une vitesse v_z qui corresponde à la vitesse de phase au mode π ($v_z = p \cdot \omega/\pi = 2 \cdot f_\pi \cdot p$). Les paquets d'électrons se propagent alors à une vitesse telle que le temps qui leur est nécessaire pour parcourir la distance p entre deux ventres de champ électrique est celui mis par l'onde stationnaire pour que sa phase tourne de 180° (ce qui se traduit par l'égalité $v_z = v_\phi$). Comme, à chaque instant, deux cellules consécutives (espacées de p) sont en opposition de phase, les électrons en passant d'une cellule à la suivante verront exactement le même champ.

Puisque l'onde est stationnaire, il est en théorie possible de placer un court-circuit à l'emplacement de deux nœuds qui deviennent ainsi les deux extrémités du guide (ce ne sera pas sans influence sur la courbe de dispersion, mais ce qui vient d'être dit demeure vrai). L'étape suivante du raisonnement consiste à assimiler chaque cellule de largeur p à une cavité de klystron avec ses becs effilés distants de δ ; il faut simplement que ces cellules soient couplées au travers d'un iris ou par un tunnel de glissement s'il est très court. Nous avons ainsi construit un klystron à interaction étendue (en anglais *Extended Interaction Klystron*) tel qu'imaginé vers la fin des années 1950 par T. Wessel-Berg de l'université de Stanford. Souvenons-nous toutefois que dans un EIK l'onde stationnaire est parallèle à l'axe z , alors que dans un klystron, elle est radiale.

Quel est l'intérêt d'un tel concept ? Il permet de contourner une des limites fondamentales du klystron, à savoir que l'onde ne peut interagir avec le faisceau que sur une très courte distance δ telle que $\beta_\phi \delta = \pi/3$. Or, même avec des becs très effilés, l'impédance shunt R/Q qui quantifie la capacité de l'onde à interagir avec le

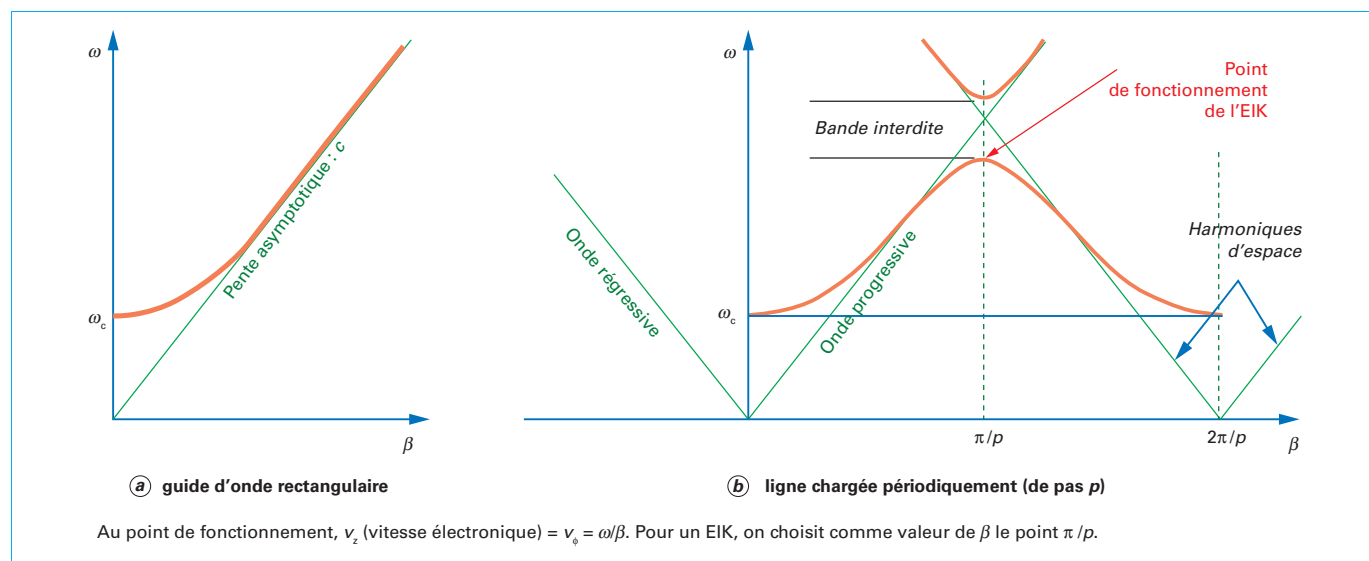


Figure 7 – Diagramme de dispersion typique d'un guide d'onde dans un EIK

faisceau est limitée autour de 150-180Ω. Dans un klystron à interaction étendue, l'onde interagit n fois avec le faisceau dans une même cavité « étendue » constituée de n cellules. La propriété fondamentale d'un EIK est reflétée par son **impédance shunt** :

$$(R/Q)_{\text{EIK}} = n.(R/Q)_{\text{Cel}}$$

Il est alors possible d'obtenir un rendement d'interaction (proportionnel à $(R/Q)_{\text{EIK}}.Q_T$ (§ 1.8)) avec une valeur de Q_T faible (octroyant une bande passante importante). Cette propriété peut aussi s'appliquer aux cavités intermédiaires. Elle explique pourquoi un EIK offre un meilleur compromis « rendement x bande passante » qu'un klystron traditionnel.

Le deuxième intérêt des EIK est de réduire le champ électrique entre becs sans sacrifier la puissance de sortie. En effet, qui dit puissance crête très élevée dit tension d'accélération V_k très élevée, et cette tension doit se retrouver entre les becs de la cavité de sortie, eux-mêmes contraints par la distance δ : or le champ électrique ne peut dépasser une valeur limite sous peine de claquage (§ 1.11.1). Les EIK permettent de repousser cette limite en répartissant cette tension sur plusieurs ensembles de becs, le cas le plus fameux étant le klystron EIK « XP-3 » 70MW_c en bande X développé au SLAC (centre de l'accélérateur linéaire de Stanford) dans les années 1990.

1.10 Relation entre efficacité d'interaction, pervéance et rendement

Cette relation s'explique de la façon suivante : une pervéance k élevée est le signe que le champ répulsif qui s'exerce au sein des paquets d'électrons est important (forte charge d'espace). Une dépression de potentiel se creuse au centre du faisceau, qui vaut approximativement $1,6.k.10^6$ (en % par rapport à la tension d'accélération). Elle réduit la qualité du *bunching* et surtout elle interdit d'appliquer une tension égale à V_k entre les becs de la cavité de sortie, car sinon les électrons freinés à une vitesse presque nulle ne pourraient pas pénétrer dans le collecteur : **plus la pervéance est élevée, plus faible est le rendement d'un klystron**. La loi suivante, sans fondement théorique solide, mais constatée expérimentalement sur les klystrons à 5 ou 6 cavités, relie pervéance k

et rendement η_i d'un klystron pour des pervéances s'échelonnant entre 0,5 et $2,2.10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$:

$$\eta_i (\text{en } \%) \approx 75.(1 - 10^6.k/5)$$

En pratique, le rendement d'un klystron dépasse rarement 65 à 70%, et la pervéance d'un klystron est rarement inférieure à 0,5 (contrairement à un TWT) pour en limiter la longueur (en millimétrique, cette contrainte n'existe pas et on réalise des canons d'EIK avec des pervéances pouvant descendre jusqu'à 0,1 ; rappelons pour mémoire que pervéance faible implique tension cathode élevée, donc λ_c élevé).

Il faut citer ici les recherches menées au CERN (organisation européenne pour la recherche nucléaire) depuis 2012 par Igor Syratheev en coopération avec l'équipe russe d'A. Baikov et d'Igor Guzilov (VDBT, Moscou). Leur objectif est de dépasser 80 % de rendement à saturation, un cap essentiel pour les grands accélérateurs dont la consommation électrique se chiffre en centaines de mégawatts. Comme expliqué précédemment, on améliore le rendement dans les klystrons actuels **en réduisant la pervéance du faisceau**, c'est-à-dire la charge d'espace dans les bunches, mais cette technique plafonne aux environs de 70-74 %.

L'approche suivie par MM. Syratheev, Baikov et Guzilov, dite « *Core Oscillation Method* » (COM), est différente. Pour l'apprécier, il faut revenir sur ce qui limite le rendement des klystrons ; en multipliant les cavités, les concepteurs assurent le groupement des électrons dans des bunches de plus en plus compacts. En phase avec l'onde hyperfréquence, ils sont générés avec une distance (on parle de phase) de 2π entre deux bunches consécutifs, et pour que le bunching soit optimal, il faudrait que **tous les électrons**, dont la phase est uniformément répartie sur 2π à l'entrée de la première cavité, soient rassemblés dans la dernière cavité dans une fenêtre de phase $\delta\phi$ la plus étroite possible ($< \pi/2$, dans l'idéal un pic de Dirac évidemment impossible à obtenir). Dès l'entrée de la seconde cavité, un grand nombre d'électrons est rassemblé dans une fenêtre $\delta\phi$, mais il en reste beaucoup dont la phase reste disséminée entre $\delta\phi$ et $\delta\phi + 2\pi$. La seconde cavité comprime d'autres électrons dans la fenêtre $\delta\phi$, mais par la même occasion, elle accentue la compression des électrons qui étaient déjà dans cette fenêtre, augmentant la pression de charge d'espace dans le cœur du bunch. Les cavités suivantes font exactement la même chose, tant et si bien que dans la dernière cavité (il y en a en général entre 5 et 7) la pression de charge d'espace au centre du bunch est si élevée

que celui-ci est à la limite de l'éclatement. Ce phénomène interdit d'ajouter une cavité supplémentaire, malgré que certains électrons (dits électrons périphériques) ne soient toujours pas dans la fenêtre $\delta\phi$ (leur énergie cinétique ne sera donc pas transformée en énergie RF, et certains seront même accélérés), d'où cette limite autour de 70 % de rendement.

Pour contourner le problème, la technique COM consiste, après un premier bunching imparfait, à ramener les électrons périphériques dans ce bunch sans comprimer celui-ci davantage. Pour parvenir à ce résultat, **on ne positionne pas** les cavités intermédiaires là où la modulation du courant du faisceau $I(z, t)$ présente un maximum (§ 1.4) : on laisse les électrons déjà présents au cœur du bunch « vivre leur vie », pour ne s'intéresser qu'aux électrons périphériques, ce qui demande un positionnement différent des cavités. Une fois que **tous les électrons** sont rassemblés dans ce bunch assez large ($\sim\pi$), une dernière cavité permet de le comprimer sur une fenêtre de phase $\delta\phi$ très étroite ($< \pi/2$). On obtient ainsi un excellent rendement, mais au prix d'une multiplication des cavités et d'un allongement du tube. Cependant, la méthode (BAC pour *Bunch / Align velocities / Collect outsiders*) permet de rendre ce processus plus efficace et de raccourcir le tube, en intégrant à des endroits judicieux des cavités calées sur des harmoniques du

fondamental. On peut aussi réaliser un klystron multifaisceaux, ce qui va dans le sens d'un klystron plus court puisque la tension V_k est réduite (§ 1.12). Ces nouvelles techniques offrent des perspectives très intéressantes dans le domaine essentiel de la performance énergétique.

1.11 Gammes d'utilisation et limitations en puissance

À ce stade, nous disposons des éléments nécessaires pour estimer les limites en puissance des différents types de klystrons (figure 8). La démarche sera la même que pour un tube à grille.

1.11.1 Puissance maximale du faisceau

■ V_k : limites liées au champ de claquage

La puissance du faisceau $P_f = V_k \cdot I_k$ peut s'écrire, en utilisant la loi de Child-Langmuir : $P_f = k \cdot V_k^{5/2}$. La pervéance du faisceau est en pratique comprise entre 0,5 et $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$. Les klystrons de très forte puissance crête ont donc une pervéance élevée, au détriment du rendement. C'est la charge d'espace qui limite la micro-pervéance aux alentours de 2,2. Au-delà, le *bunching* dans la cavité

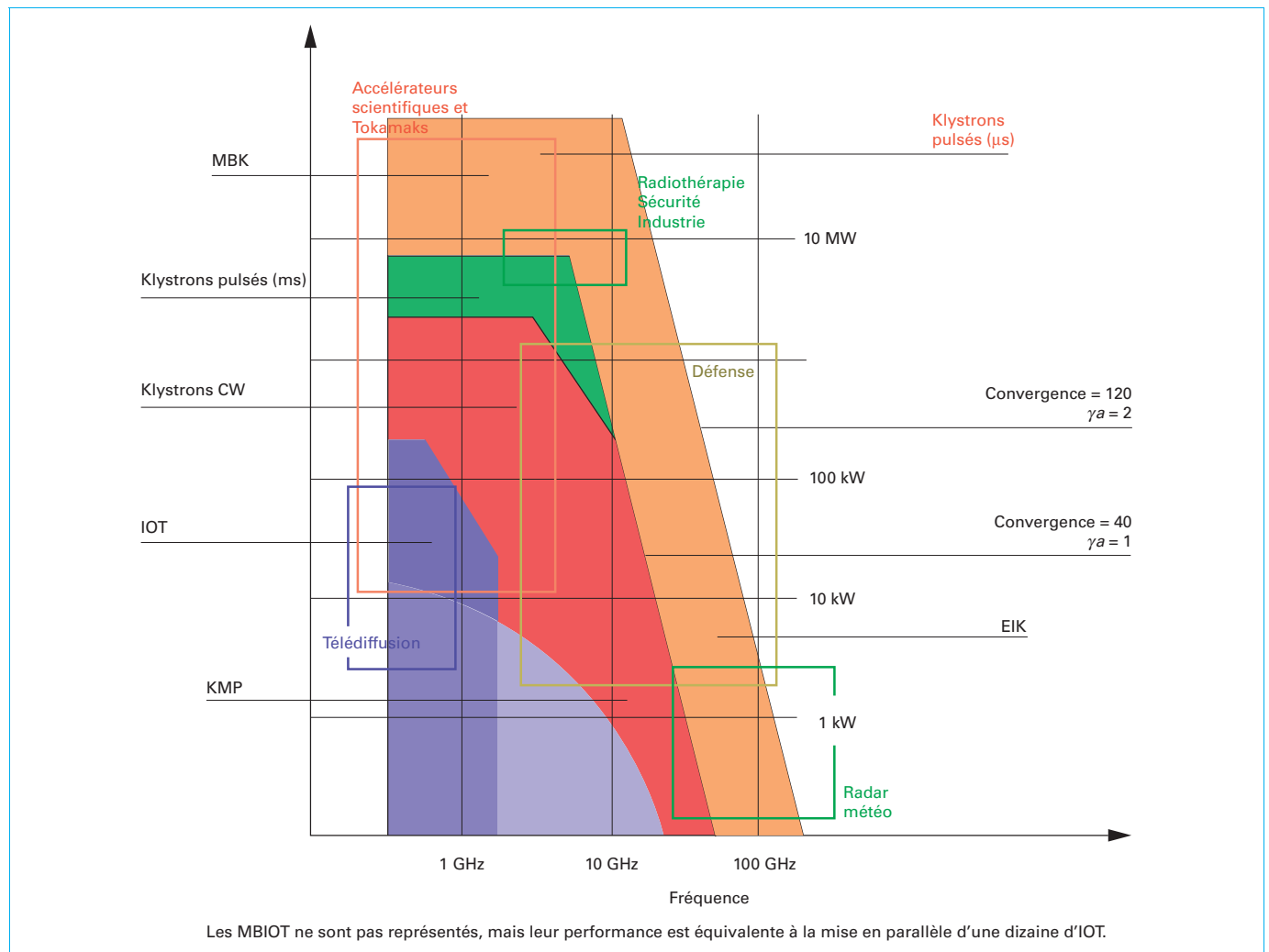


Figure 8 – Limite en puissance crête – Fréquence des klystrons et IOT

de sortie devient problématique, les *bunches* ayant tendance à exploser sous l'effet de la pression électrostatique.

Trois phénomènes imposent un seuil à la tension d'accélération du faisceau :

- la tension V_k est d'abord limitée par les risques de claquage dans le canon (effet de Cranberg). Pour un klystron CW, elle n'excède pas 100 kV. Pour un klystron à impulsions longues (de l'ordre de la milliseconde), on peut atteindre 140 kV. Pour un klystron à impulsions courtes (quelques microsecondes), 350 kV sont accessibles, et certains klystrons expérimentaux ont dépassé 600 kV, ce qui établit des bornes supérieures à P_f (pour $k = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$) respectivement aux alentours de 6 MW, 15 MW et 140 MW (voire 560 MW), et ceci indépendamment de la fréquence. Bien sûr, ces valeurs seront à multiplier par le rendement d'interaction pour obtenir la puissance RF de sortie (45 % pour une micro-pervéance de 2). Si un fort rendement (65 %) est exigé (micro-pervéance de l'ordre de 0,5), ces valeurs ne sont pas accessibles ;

- la deuxième limitation vient de la tension RF crête entre les becs de la cavité de sortie, tension à peu près égale à V_k . La distance entre becs est telle que $\beta_e \delta = \pi/3$, et comme $\beta_e = \omega/v_z \sim f/\sqrt{V_k}$, le champ électrique RF croît proportionnellement à la fréquence, pour V_k donnée. La valeur du champ RF est renforcée au voisinage des becs par l'effet de pointe créé par les becs de la cavité. Elle ne saurait excéder E_{\max} (en kV/mm) $\approx 26\sqrt{f}$, où f est en GHz (effet Kilpatrick). Donc la tension V_k est limitée en $1/f$, et la puissance maximale en $1/f^{5/2}$. Cette limite peut être repoussée en supprimant les becs de la cavité (au détriment du R/Q , et sous réserve que la condition $\beta_e \delta = \pi/3$ soit respectée), puis contournée en introduisant une cavité de sortie à interaction étendue. C'est ce qui a motivé l'inventeur des EIK qui permettent de repousser significativement les limites en puissance – fréquence des klystrons traditionnels ;

- une troisième limitation vient du champ de claquage sur la fenêtre de sortie (de taille $\lambda/2$). Elle impose une limite en $1/f$ à la puissance crête de sortie, compte tenu de la loi de Kilpatrick. Une fenêtre en alumine peut tenir jusqu'à environ 75 MW_c à 3 GHz, une fenêtre en BeO est plus fragile. Il faut aussi tenir compte de l'impact de la technologie de mise en œuvre, les phénomènes de claquage pouvant être considérablement renforcés par des effets de pointe parasites (soudure, micro-craquelure...).

Une parade permet de repousser les limites liées aux fenêtres de sortie (claquage et aussi thermique – voir ci-après) d'un facteur 2 à 4, en divisant la puissance de sortie sur 2 à 4 bras (plus rarement) pour la recombinaison une fois les fenêtres franchies. Au-delà, il est nécessaire d'utiliser des cavités de sortie surdimensionnées transversalement (calculées sur un mode élevé, elles sont donc plus grandes que $\lambda/2$).

■ I_k : limites liées au diamètre du faisceau

La puissance du faisceau peut aussi s'écrire : $P_f = k^{-2/3} I_k^{5/3}$. Or, le courant I_k est limité par d'autres mécanismes que V_k . La densité de courant que la cathode peut fournir est plafonnée pour les technologies actuelles à 10 A/cm² pour une durée de vie de 10 000 h ; ce courant est ensuite concentré par le canon, et la convergence maximale (rapport surface cathode/section faisceau) est de l'ordre de 40 dans un klystron, voire 50, très exceptionnellement (dans certains EIK à très haute fréquence, des canons avec des convergences allant jusqu'à 140 ont été conçus). On peut donc retenir dans un premier temps la valeur limite de 400 A/cm² dans le faisceau.

Ainsi, **plus le courant est intense, plus le faisceau est gros**, ce qui a deux impacts :

- le tunnel de glissement doit s'élargir à son tour, au risque de permettre la propagation d'ondes RF ($b/a = 0,6$ dans un klystron, où b est le rayon du faisceau, et a celui du tunnel) ;
- de plus en plus gros à l'échelle de la cavité, le faisceau voit un champ électrique RF de moins en moins homogène, et des modes supérieurs risquent d'être excités. À l'inverse, plus le faisceau est fin, plus la charge d'espace est importante, ce qui génère une

dépression de potentiel au centre du faisceau et des problèmes de focalisation. Ces contraintes se traduisent par la condition :

$$0,5 < \gamma_e \cdot a < 1 \quad (\text{en rd})$$

En dessous de 0,5, la forte charge d'espace radiale limite le *bunching* et l'interaction augmente sur l'harmonique 2 ; au-dessus de 1, le champ RF sur l'axe moyenné sur la section du faisceau, donc l'efficacité d'interaction diminue et on risque d'exciter des modes supérieurs – lorsque l'on monte en fréquence, cette limite est repoussée jusqu'à 2 en raison des contraintes de focalisation. Si β_e représente le vecteur d'onde du faisceau électronique (de vitesse v_z) :

$$\beta_e = \omega/v_z \quad (\text{en rd/m})$$

Le paramètre γ_e s'en déduit directement par la formule :

$$\gamma_e = \beta_e \sqrt{(1 - v_z^2/c^2)} \quad (\text{en rd/m})$$

avec $v_z/c \approx 0,5$ et $0,75$ pour un faisceau de 100 kV et 300 kV respectivement.

$\gamma_e \cdot a$ est en quelque sorte le rayon « normalisé » du tunnel de glissement.

Dictée par des contraintes d'oscillations parasites, la relation $\gamma_e \cdot a < 1$ rend nécessaire que le diamètre du faisceau soit inférieur à $\lambda/10$ si $V_k \approx 100$ kV, $\lambda/5$ si $V_k \approx 300$ kV. On a donc ici une contrainte qui croît avec la fréquence. Même en deçà de cette limite, un faisceau large augmente les risques d'oscillations parasites : un klystron de forte puissance crête est conçu en tenant compte de ces risques.

On conçoit que le courant I_k sera limité au mieux en $1/f^2$, mais en réalité, la chute est plus brutale : au fur et à mesure que le courant décroît, il en va de même pour la tension (du fait de la pervéance), donc γ_e augmente (indépendamment de f), et a doit décroître. Tout additionné, la puissance de sortie maximale que peuvent fournir les klystrons décroît en $1/f^4$, pour une limite donnée à $\gamma_e \cdot a$.

Le champ magnétique qui confine le faisceau dépend du courant et du rayon du faisceau : $B_z \sim (k \cdot I_k)^{1/6} / b$ (condition de Brillouin). Il augmente donc avec la fréquence, en $f^{1/3}$. L'application stricte de cette formule donne des champs de l'ordre de 0,07 T vers 1 GHz, 0,16 T vers 10 GHz, 0,4 T vers 100 GHz (1 Tesla = 10 000 Gauss). En pratique, on se situe plutôt au double, voire un peu plus, de ces valeurs.

1.11.2 Impact du rendement d'interaction et des pertes ohmiques

La puissance de sortie RF s'écrit $P_{RF} = \eta V_k I_k$. À basse fréquence, on peut négliger les pertes RF , et comme un collecteur de klystron est rarement déprimé, $\eta \approx \eta_i$ (rendement d'interaction), soit entre 40 et 50 % pour un klystron à forte pervéance. Ce n'est plus vrai à très haute fréquence, car les pertes RF croissent avec $f^{2,5}$. Pour fixer un ordre de grandeur, les pertes RF atteignent de l'ordre de 1 % de la puissance de sortie pour un klystron fonctionnant aux alentours de 4 GHz.

1.11.3 Limites thermiques liées au collecteur

Le collecteur doit être en mesure d'absorber la totalité de l'énergie du faisceau lorsque le klystron fonctionne « en diode » (aucun signal RF à l'entrée : c'est le cas lors de la mise en marche du dispositif). Or, sa capacité à dissiper de la puissance est limitée. En pratique, il lui est difficile de dissiper plus que 500 W/cm². Mises en série, ces contraintes de dissipation thermique définissent une puissance RF moyenne maximale pour un klystron (ou une puissance maximale pour un klystron fonctionnant en continu), qui dépend peu de la fréquence et qui s'établit avec les technologies actuelles aux alentours de 2 à 3 MW lorsque $V_k \approx 100$ kV. Cette limite ne s'applique pas à la puissance crête, et elle s'efface à haute fréquence devant d'autres considérations.

1.11.4 Limites thermiques liées au champ RF dans la cavité de sortie

La densité de puissance hyperfréquence dans la cavité de sortie (TM_{10} dans le cas d'un klystron) s'écrit sous la forme $\frac{1}{2}(\epsilon_0 E_{RF}^2 + \mu_0 H_{RF}^2)$, E_{RF} et H_{RF} étant les champs électrique et magnétique RF. Cette relation a deux effets :

- sur les parois de la cavité, la puissance RF génère un courant électrique I_{RF} proportionnel à H_{RF} (théorème d'Ampère), et des pertes RF proportionnelles à I_{RF}^2 ;
- le champ électrique RF provoque des pertes diélectriques et un échauffement de la fenêtre de sortie et il favorise des effets de claquage dans le matériau et à sa surface.

Tous ces phénomènes sont d'autant plus marqués que la fréquence est élevée, et les dimensions des cavités de l'ordre de $\lambda/2$: à puissance RF totale donnée, la densité de puissance croît avec f^2 .

Les pertes métalliques (sur les parois) croissent en $f^{2,5}$, à cause de l'effet de peau dont l'effet s'additionne à ce qui vient d'être dit. Cependant, les cavités sont plus faciles à refroidir que les fenêtres de sortie en alumine. Celles-ci, en s'échauffant, se dilatent au risque de se briser (« casse thermique »). Au fur et à mesure que l'on monte en fréquence, on remplace l'alumine par des matériaux à très faible angle de pertes et qui conduisent mieux la chaleur : BeO, diamant. Mais, pour un matériau donné, la puissance de sortie RF d'un klystron ne dépassera pas une puissance maximale proportionnelle à $1/f^2$ (en supposant l'angle de perte du matériau indépendant de f). Une fenêtre en alumine sera limitée aux alentours de 100kW vers 5 GHz, alors qu'une fenêtre en BeO permettra d'atteindre 1MW, et une fenêtre en diamant plus du double de cette valeur (mais son coût est souvent dissuasif).

1.12 Klystrons multifaisceaux (MBK) et klystrons à faisceau plat (SBK)

Les klystrons continus (CW) sont limités par des effets thermiques, quelle qu'en soit la fréquence. Il en va autrement des klystrons fonctionnant en impulsion, limités par la puissance du faisceau : V_k étant borné, il en va de même de la puissance. Pour contourner cette difficulté, la solution la plus simple consiste à disposer plusieurs faisceaux en parallèle. Vieille idée expérimentée depuis les années 1970 en URSS, le MBK (*Multi-Beam Klystron*) intègre plusieurs klystrons dans un seul : N faisceaux identiques, parallèles et très proches, traversent les mêmes cavités (figure 9) ; les rayonnements issus des N faisceaux étant parfaitement en phase, la puissance de sortie est N fois celle rayonnée par un seul faisceau.

De nouvelles difficultés apparaissent, qui portent sur les cavités elles-mêmes et sur la maîtrise du champ magnétique radial. Plusieurs approches sont possibles, et l'expérience n'a pas encore tranché sur la solution optimale. L'une d'elles consiste à faire traverser des cavités TM_{10} (d'une conception proche de celles d'un klystron traditionnel) par les N faisceaux concentrés en leur centre. Une autre utilise des cavités surdimensionnées, donc plus grandes. Une troisième approche fait appel à des cavités coaxiales (le champ électrique est nul au centre et il est maximal dans une zone annulaire), traversées par des faisceaux disposés en cercle.

Si les MBK ont fait l'objet de plusieurs réalisations, l'idée d'un faisceau plat (SBK : *Sheet Beam Klystron*) est récente. D'un point de vue topologique, elle s'inspire de celle du MBK avec cavités coaxiales et N faisceaux infiniment proches, au point de former une nappe à deux dimensions. Les promoteurs de ce concept espèrent des performances voisines des meilleurs MBK, une conception technologique simplifiée, un champ magnétique plus faible, des pertes dans la cavité de sortie et, dans le collecteur, réparties sur de plus grandes surfaces, donc plus faciles à gérer, et un rendement supérieur à 70 %. En revanche, la réalisation de l'optique électronique soulève de grandes difficultés, et il en va de même de la réalisation du champ magnétique de focalisation. Des dispositifs ont été

réalisés notamment en bande X, mais il ne semble pas qu'ils fassent l'objet d'une production industrielle en 2017.

1.13 Fonctionnement sur charge désadaptée

Certains klystrons alimentent une charge dont l'impédance, instable, génère un taux d'ondes stationnaires (TOS) important variable dans le temps (le TOS est lié au coefficient de réflexion τ par la formule $TOS = (1 + \tau)/(1 - \tau)$). C'est le cas des klystrons utilisés pour chauffer des plasmas pour la fusion thermonucléaire. Le TOS a deux effets :

- d'une part une mesure sur TOS amène à une puissance plus faible que sur charge adaptée, du fait de l'énergie réfléchie. Les pertes dues au TOS sont données par la formule

$$P(\text{dB}) = 10 \cdot \log \left[(TOS + 1)^2 / 4TOS \right]$$

Pour un coefficient de réflexion de 10%, le TOS vaut 1,2 (1,74dB) et les pertes 0,04dB. Si le coefficient de réflexion atteint 50%, le TOS monte à 3 (9,54dB) et les pertes atteignent 1,25dB ;

- d'autre part, comme dans une tétrode, l'onde réfléchie génère dans la cavité de sortie un champ RF qui, s'il est en phase avec le champ émis, peut y créer une tension RF supérieure à la tension d'accélération et réfléchir des électrons vers la cathode ; pour l'éviter, un klystron qui doit fonctionner sur TOS est soumis à des contraintes d'utilisation en puissance, fréquence et phase, résumées sur un abaque de Smith rebaptisé **diagramme de Rieke**.

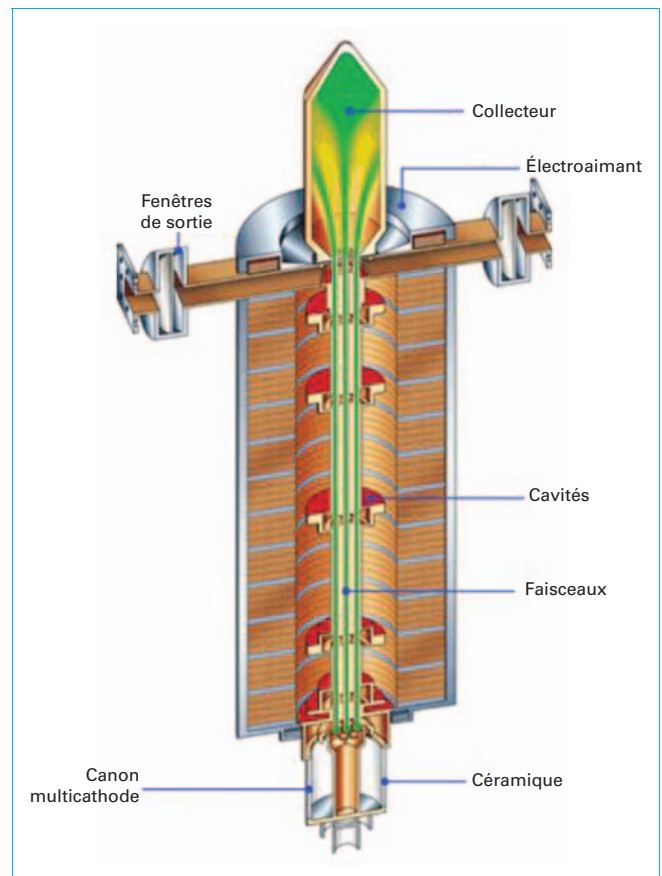


Figure 9 – Schéma d'un MBK (source THALES MIS)

Vue de l'onde réfléchie, la cavité de sortie apparaît comme un court-circuit (il en va de même de la cavité d'entrée pour l'onde incidente). Les risques d'oscillations entre la cavité de sortie et une charge désadaptée doivent être gérés dans le guide de sortie, et il est souvent nécessaire de mettre un circulateur avec une charge adaptée sur l'un des ports. D'autre part, il se peut qu'un harmonique du faisceau excite un mode supérieur de la cavité de sortie. Dans ce cas, il peut être utile d'introduire un filtre d'harmoniques absorbant dans le guide de sortie.

1.14 Bande passante d'un klystron

Les klystrons sont par construction à bande étroite, mais certaines applications (radars, télécommunications), qui exigent pourtant une bande passante passablement élevée, peuvent s'en satisfaire, moyennant quelques précautions.

Au premier ordre, la **bande passante d'un klystron est celle de ses cavités**. Les cavités de sortie ont un Q relativement faible (10 à 30), ce ne sont donc pas elles qui limitent la bande passante. Les cavités intermédiaires, peu chargées, ont un Q total de l'ordre de 50 à 200. Elles fixent la bande passante vers 0,5 à 2% typiquement, et c'est ce qui est mesuré sur un klystron optimisé en rendement. Les bandes les plus larges sont obtenues avec des klystrons où la charge d'espace (donc le *beam loading*) est importante (forte pervéance, au détriment du rendement). Il suffit pour cela d'augmenter le courant de faisceau au détriment de la tension.

Pour augmenter la bande passante au-delà de 1 à 2%, il est nécessaire de **décaler en fréquence les cavités intermédiaires** les unes par rapport aux autres. C'est un exercice complexe basé sur l'expérience, qui permet d'atteindre des bandes passantes de l'ordre de 5 à 7%, voire jusqu'à 12% sur certains prototypes ; le prix à payer est un rendement médiocre (~ 20%), à la fois parce que la pervéance du faisceau doit être élevée et parce que le klystron n'est plus optimisé en rendement ; dans la mesure où, pour une cavité donnée, le faisceau doit être modulé à une fréquence f tout en gardant en mémoire la modulation à une fréquence $f + \delta f$ acquise dans la cavité précédente, les cavités ne sont plus placées exactement là où la modulation serait maximale.

Cette expertise s'est développée dans les années 1950 et 1960, lorsque les radars constituaient le principal marché des klystrons. Les klystrons à interaction étendue participent aussi à cette montée en bande passante, mais au travers de compromis complexes lorsqu'on ne veut pas sacrifier le rendement.

L'avantage des EIK est de pouvoir obtenir simultanément un rendement élevé et une bande passante élargie ; des bureaux d'études russes n'ont pas hésité à combiner deux concepts pour réaliser des MBEIK très compacts destinés aux radars et autodirecteurs de missiles.

1.15 Durée de vie d'un klystron

Les klystrons sont des tubes robustes, leur durée de vie est celle de leur cathode. On mesure des durées de vie allant de 40 000 à 100 000h.

1.16 Utilisation des klystrons

La figure 10 montre comment, au fil du temps, ces dispositifs ont apporté une solution efficace à des besoins extrêmement variés.

Les klystrons ont été utilisés dès les années 1940 comme oscillateurs (klystrons reflex), en particulier comme pilotes dans des radars et dans les stations pour liaisons hertziennes. Ils ont ensuite été indissociables de la mise au point des radars de défense aérienne, surtout aux États-Unis et en URSS. Au début des années 1960, des klystrons de la classe 20MW_c/20kW moyen en bande L ou S ont remplacé les magnétrons dans les radars de surveillance de longue portée (classe 400km). Par rapport aux magnétrons, ils offraient des qualités d'agilité grâce à une bande passante de la classe 4 à 5%. L'introduction de la compression d'impulsion et le passage à des radars cohérents a ramené le besoin en puissance crête pour ces radars vers 1MW_c, et d'autres technologies (amplificateurs à champs croisés, tubes à ondes progressives) ont alors été préférées car offrant un meilleur compromis en bande passante. Les klystrons sont néanmoins restés utilisés pour des radars de contrôle du trafic aérien jusque dans les années 1990. En Union Soviétique puis en Russie, les klystrons ont été également montés dans les radars de pointe avant des avions de chasse, grâce à l'introduction de tubes multifaisceaux (MBK) permettant une plus grande compacité. De nos jours, les klystrons sont peu retenus pour des applications radars, mais il subsiste des exceptions (radars météorologiques, quelques radars millimétriques notamment sur satellite (mis en orbite en 2006 pour analyser la couverture nuageuse de la Terre, CLOUDSAT est équipé d'un klystron à interaction étendue fonctionnant à 94GHz)).

Des années 1950 aux années 1990, les klystrons ont été intégrés dans les émetteurs de télévision de grande puissance (classe 50kW inaccessible aux tétrodes, notamment aux États-Unis). La

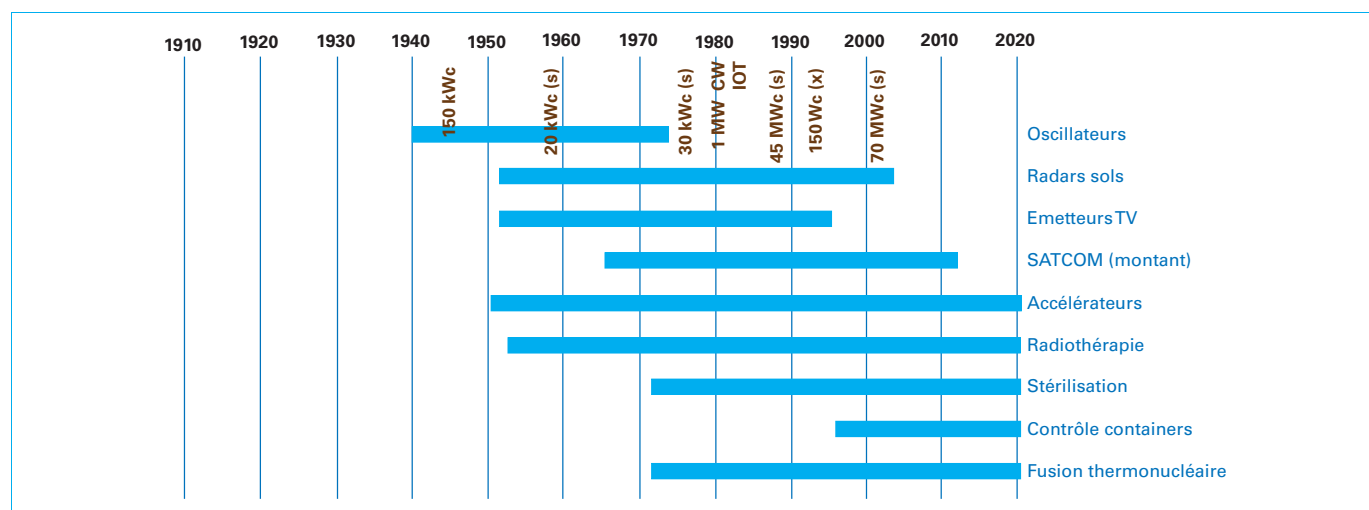


Figure 10 – Utilisation des klystrons

bande UHF (470-860MHz) était alors divisée en trois sous-bandes, couvertes par trois dispositifs différents. Ces tubes disposaient de cavités externes (sous air) accordables mécaniquement en fréquence (chaque klystron étant réglé sur une porteuse (une chaîne de TV analogique) dont la bande passante était de 6 à 8MHz). Ils étaient souvent pourvus de collecteurs déprimés, une exception pour des klystrons. Dans les années 1990, ils ont été remplacés par des IOT puis, après l'apparition de la télévision hertzienne numérique dans les années 2000 (moins exigeante en puissance crête), par des émetteurs état-solide. Enfin, dernière utilisation des klystrons tombée en désuétude sont les klystrons moyenne puissance (classe 2-10kW) utilisés dans les *gateways* satellitaires pour les liaisons montantes, en bande C, X et Ku. La puissance de ces tubes était nécessaire pour compenser les pertes entre l'émetteur et l'antenne. Les tubes à onde progressive, plus compacts (et donc compatibles avec une installation au plus près de l'antenne) ont remplacé les klystrons pour ces applications dans les années 2000.

Aujourd'hui, la principale utilisation des klystrons concerne les **accélérateurs de particules, à usage scientifique, industriel ou médical**. Les premières utilisations de klystrons pour des accélérateurs datent des années 1950 (université de Stanford). Ils ont ainsi équipé le premier grand accélérateur linéaire (LINAC) jamais construit (SLAC (20GeV), Palo Alto en 1967, utilisant un grand nombre de klystrons XK5 de 24MW_c, l'état de l'art à l'époque). Les LINAC conventionnels (à cavités chaudes en cuivre) nécessitent des tubes en bande S de forte puissance crête (montés peu à peu de 20 à 45MW_c entre les années 1970 et 1990, pour des impulsions de quelques microsecondes et une puissance moyenne de la classe 5 à 60kW). On profite du fait qu'une cavité en cuivre en bande S a un temps de remplissage inférieur à 1 µs pour injecter des puissances très élevées (classe 45MW_c), ce qui n'est possible que sur des durées de quelques microsecondes pour des raisons de thermique. Ces accélérateurs devenant de plus en plus puissants (donc longs et chers), la tendance est à présent d'exiger des tubes encore plus puissants (l'accélération linéaire d'un LINAC est à peu près proportionnelle à la puissance injectée), ce qui est devenu possible grâce aux progrès réalisés dans la qualité des cavités accélératrices (réduction des risques de claquage) et dans leur refroidissement. Autre solution pour réduire drastiquement la longueur (et le coût) des LINAC : profiter que l'impédance shunt R des cavités accélératrices en cuivre croît d'un facteur 2 (de 70 à 140MΩ/m environ) lorsque la fréquence croît d'un facteur 4 (donc en passant de la bande S à la bande X) : cela permet d'augmenter la tension d'accélération à puissance dissipée équivalente (par unité de longueur).

La course au gigantisme des accélérateurs pose des **problèmes de consommation électrique**, raison pour laquelle de plus en plus souvent ils font appel à des technologies supraconductrices pour la réalisation des cavités accélératrices. Celles-ci, sans perte par effet Joule, présentent des facteurs de surtension fantastiques (à vide, de la classe 10^9 - 10^{10}). Le temps de remplissage devient par contre très important (de l'ordre de la milliseconde) et il faut des klystrons à impulsions longues. En contrepartie, le besoin en puissance crête est souvent plus faible, notamment pour des accélérateurs à protons (classe 1MW_c).

Enfin, les klystrons sont utilisés dans certains accélérateurs circulaires, qui exigent des puissances continues. Certains de ces accélérateurs, notamment à électrons (sources de lumière comme SOLEIL), fonctionnent à des fréquences de la classe 200-500MHz, pour des besoins en puissance CW de la classe 300-1000MW que seuls des klystrons sont en mesure de satisfaire, même si des solutions état-solide ont fait leur apparition au milieu des années 2000 (SOLEIL, ESRF).

À côté des accélérateurs scientifiques, il existe un marché très actif autour des accélérateurs médicaux ou industriels (près de 10 000 équipements sont aujourd'hui en fonctionnement). La principale application concerne les machines de radiothérapie, dont les besoins en puissance sont satisfaits par un klystron (classe 5-7MW_c) ou, plus rarement, un magnétron. Elles fonctionnent en

bande S et parfois en bande X. Ces mêmes accélérateurs sont utilisés dans des machines d'irradiation à usage industriel (stérilisation alimentaire ou médicale, vulcanisation du caoutchouc), et pour produire des rayons X de forte énergie (classe 1-10MeV) pour des applications de sécurité (contrôle de containers par imagerie par rayons X).

Citons pour conclure une application qui devrait se développer dans l'avenir, celle **des tokamaks pour la fusion thermonucléaire**. Ces réacteurs utilisent plusieurs technologies de chauffage du plasma deutérium-tritium, et l'une d'elles sert en particulier à assurer sa stabilité en fonctionnement pulsé (caractéristique des tokamaks) : c'est le mode LHCD (*Lower Hybrid Current Drive*), implanté sur des machines comme TORESUPRA (Cadarache) ou JET (Royaume-Uni), et qui devrait être installé à moyen terme sur ITER. Le LHCD exige des sources continues de la classe 0,5-1MW en bande C (la fréquence exacte dépend de la valeur du champ magnétique de confinement et des caractéristiques de la chambre et du plasma), besoin que seuls des klystrons sont en mesure de satisfaire.

2. Magnétrons

2.1 Principe de fonctionnement

■ Les magnétrons sont une invention ancienne (en 1922, Albert W. Hull, ingénieur chez General Electric), qui s'est imposée vers la fin des années 1930 avec la mise au point des premiers radars, notamment en Grande-Bretagne. Hull est parti d'une diode annulaire, la cathode se situant au centre. Entre cathode et anode, une tension V_k créée par un champ électrostatique E génère un courant radial d'électrons. Hull a appliqué un champ magnétique B homogène et perpendiculaire au plan de la diode dans la zone qui sépare cathode et anode : en sa présence, les électrons adoptent un mouvement circulaire. Au-delà d'une certaine valeur B_{hull} , ils sont empêchés de rejoindre l'anode et retombent sur la cathode. B_{hull} est donné par le critère de Hull :

$$V_k = 2,2 \cdot 10^{10} \cdot B_{\text{hull}}^2 \cdot b^2 (1 - a^2/b^2)^2$$

avec a rayon de la cathode,
 b rayon de l'anode.

B étant orthogonal à E , on parle de dispositif à champs croisés. L'espace qui sépare cathode et anode s'apparente à un guide d'onde fermé sur lui-même, et des ondes stationnaires peuvent s'y développer sur des fréquences de résonance. Au milieu des années 1930, l'idée est venue de charger ce guide par une succession de cavités creusées dans l'anode, afin d'augmenter l'énergie électromagnétique qui peut être emmagasinée sur l'un ou l'autre mode.

Lorsque $B = B_{\text{hull}}$, la trajectoire des électrons frôle l'anode avant de replonger vers la cathode, et si B augmente encore, le rayon de la trajectoire diminuant, les électrons passent de plus en plus loin de l'anode. Au sommet de leur trajectoire (à une distance h de la cathode), ils ont une vitesse tangentielle égale à E/B , dite vitesse d'entraînement. En retombant sur la cathode, ils produisent d'autres électrons par émission secondaire. Ce phénomène est mis à profit, et les cathodes de magnétrons fonctionnent sous un régime d'émission secondaire qui peut fournir jusqu'à 90% du courant. D'épaisseur h , la zone annulaire où les électrons sont majoritairement présents s'appelle le *hub*.

La condition de synchronisme entre la vitesse d'entraînement des électrons et la vitesse de phase de l'onde stationnaire dans le guide d'onde annulaire (analogue à celle qui existe dans les ELI) s'écrit :

$$v_\phi = \omega/\beta = B \cdot h \cdot e/m \text{ (condition de Hartree),}$$

On en déduit une valeur maximale du champ B_{Hartree} (**champ de Hartree**), proportionnelle à V_k . Le fonctionnement *RF* d'un magnétron s'apparente à celui d'un EIK qui serait refermé sur lui-même. Comme il a été dit, l'espace entre anode et cathode est un guide d'onde toroidal périodiquement chargé par des cavités « creusées » dans l'anode (figure 11) (il y en a entre 12 et 16, sauf pour un magnétron coaxial (voir ci-dessous) où leur nombre est porté entre 28 et 42). Si la condition de Hartree est respectée, le nuage d'électrons se *bunche*, puis rayonne son énergie. Les électrons ainsi ralentis « tombent » alors sur l'anode (figure 12).

Très souvent, les magnétrons fonctionnent sur le mode π défini par la condition de synchronisme $\beta L = \pi$, où L est le pas entre cavités : deux cavités proches voisines renferment des champs en opposition de phase. La cavité N est donc en phase avec la cavité $N + 2$ (figure 11). On relie les cavités avec deux rubans métalliques (*straps*) (un court-circuite toutes les cavités paires, l'autre toutes les cavités impaires) qui ont le double avantage d'éloigner les modes supérieurs (ils sont distants du fondamental de 15% typiquement, contre 3% sans *strap*), et de permettre un calage en fréquence des cavités qu'ils « enjambent » (du fait de la capacité parasite qu'ils créent, ajustable mécaniquement). Ces *straps* étant de plus en plus délicats à réaliser au fur et à mesure que la fréquence augmente, d'autres architectures de magnétrons ont été imaginées pour fonctionner en bande Ku et au-delà (magnétrons *Rising Sun*), mais elles sont peu utilisées.

La façon la plus simple d'extraire la puissance *RF* d'un magnétron est de coupler une de ses cavités à un guide externe. Dans ces conditions, la fréquence d'oscillation varie autour de la fréquence nominale en fonction du taux d'ondes stationnaires présenté par la charge ; ce phénomène est quantifié par le **coefficient d'entraînement**.

■ Au début des années 1960, une autre solution est apparue, baptisée **magnétron coaxial**, où l'anode du magnétron constitue le centre d'une structure guidée coaxiale (figure 13). Une fente est aménagée dans une cavité sur deux, qui est ainsi couplée à la structure coaxiale fonctionnant sur le mode TE_{011} . Cet aménagement revient à coupler les cavités internes du magnétron et la cavité coaxiale externe, beaucoup plus surtendue : un magnétron coaxial offre un signal de sortie plus pur, les lobes secondaires sont environ 13dB sous le lobe principal, contre 6dB pour un magnétron classique. Comme la cavité externe peut être accordée mécaniquement à l'aide d'un piston qui modifie la taille de la cavité et absorbe les modes parasites (**magnétron agile**), les *straps* peuvent être économisés (d'où un intérêt aux fréquences millimétriques), et la structure du magnétron en est simplifiée.

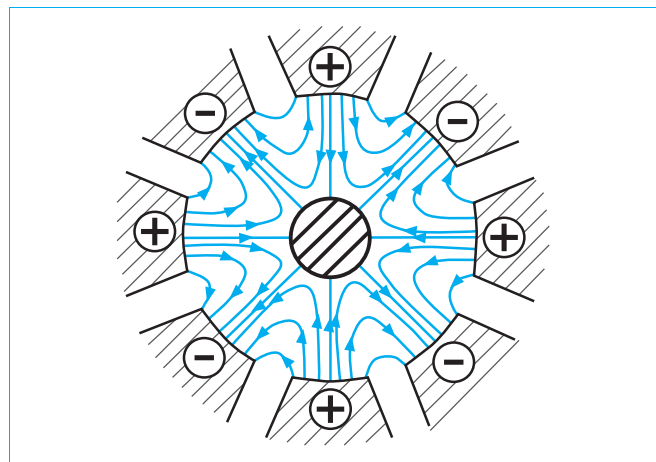


Figure 11 – Champ hyperfréquences dans la cavité d'un magnétron (mode π)

Un magnétron est par essence un oscillateur qui accroche sur du bruit. L'onde *RF* produite est incohérente (sa phase est aléatoire), sauf à verrouiller le magnétron en phase par injection d'un signal externe dans la cavité. L'usage de magnétrons verrouillés en phase (**magnétrons synchronisés**) ne s'est pas généralisé pour deux raisons : leur bande passante est faible (0,3%) et le gain entre signal d'entrée et signal de sortie n'est que de 10dB.

■ Les magnétrons ont acquis après la seconde guerre mondiale une popularité telle que toute une **famille de tubes électroniques a été imaginée sur des concepts voisins** (on les a appelés les tubes M, par opposition aux tubes O linéaires). De ces recherches, trois composants ont émergé dans les années 1950.

Le **TPOM** (un TWT « refermé sur lui-même », type M) est un amplificateur conçu par les laboratoires de la CSF vers 1950. Comme le magnétron, il est capable de fortes puissances crêtes et d'un excellent rendement ; par contre, la cathode et le collecteur sont placés sur l'axe de la ligne toroïdale.

Inventé en 1950 par RAYTHEON, alors leader mondial des magnétrons, le **CFA** (*Cross Field Amplifier*, ou *Amplifron*) est le cousin américain du TPOM. Il possède une cathode centrale comme un magnétron, et il permet d'atteindre des puissances crêtes élevées (classe 100 à 700kW) avec un excellent rendement (80%), une bande passante correcte, au détriment du gain (seulement 10 à 15dB) et d'un facteur de bruit médiocre. Il fut jusque dans les années 1980 l'amplificateur de référence dans les radars de défense aérienne ; on en fabrique toujours, mais on n'en conçoit plus depuis les années 1990.

Enfin, le **carcinotron** est un oscillateur agile imaginé par B. Epsztajn (CSF, en 1951), qui utilise le mode BWO appliqué au TPOM. Le carcinotron conjugue l'agilité de fréquence exceptionnelle des BWO et une

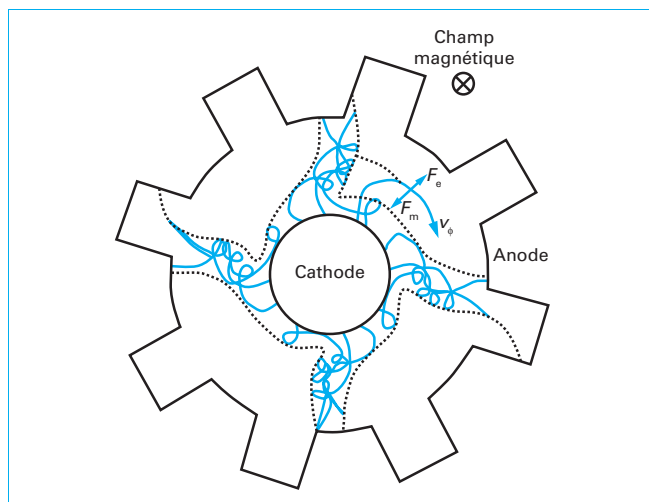


Figure 12 – Trajectoires électroniques dans un magnétron

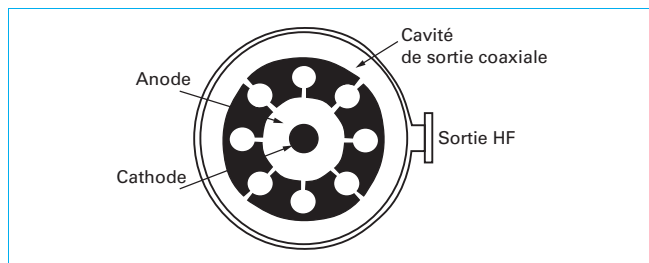


Figure 13 – Magnétron à cavité coaxiale

puissance crête émise pouvant atteindre 100 à 300 W, ce qui en a fait l'émetteur de référence des systèmes de brouillage hyperfréquence, avant d'être détrôné par les TWT à hélice. On les a aussi utilisés comme pilotes dans les premiers radars à agilité de fréquence.

Aujourd'hui, de tous ces tubes M, seuls les **magnétrons** continuent une belle carrière, même si on n'en conçoit plus guère de nouveaux. Il y a plusieurs raisons à cela. D'abord les tubes M sont complexes à modéliser, même avec des outils de calcul modernes. D'autre part, les amplificateurs dérivés des magnétrons sont bruyants, offrent un gain réduit, et montent difficilement en fréquence. Par contre, les magnétrons (à la différence des CFA, TPOM ou autres BWO) peuvent être fabriqués à des coûts très compétitifs, ce qui fait leur charme et explique leur longévité dans beaucoup d'applications (seuls tubes à vide encore fabriqués en très grandes séries pour des produits à grande consommation, ils semblent indétrônables dans les cuisinières micro-ondes).

2.2 Gammes d'utilisation et limitations des magnétrons

La puissance crête d'un magnétron n'est pas limitée par le faisceau, mais par le champ de claquage RF entre les becs des cavités. Les magnétrons les plus puissants produisent de l'ordre de 10 MW en bande L (1,25 GHz), et cette puissance baisse en $1/f$ jusqu'en bande X (la baisse est plus marquée ensuite).

La puissance moyenne est limitée par la capacité de l'anode, qui est aussi un collecteur, à évacuer les calories. Les magnétrons CW les plus puissants à 915 MHz fournissent 70 kW. Cette puissance décroît avec la fréquence sous l'effet de la réduction des dimensions de l'anode (en $1/f^2$). S'ajoute la réduction du rendement du magnétron, qui passe de 80% à 1GHz à 45% en bande Ku, puis à 30% vers 35GHz.

Enfin, il n'existe pas (ou plus) de magnétron en deçà de 915 MHz (fréquence de chauffage industriel), car la taille du circuit magnétique devient prohibitive (le champ magnétique est généré par un aimant permanent plus ou moins isotrope, dont le volume et le poids varient en $1/f^3$). Et les magnétrons les plus élevés en fréquence fonctionnent à 35GHz, même s'il existe des dispositifs expérimentaux à 94GHz.

Le récapitulatif puissance – fréquence des magnétrons et gyrotrons fait l'objet de la figure 14.

2.3 Durée de vie d'un magnétron

Dans un magnétron, la cathode est très sollicitée à cause du fort bombardement électronique qu'elle subit. Les meilleurs magnétrons ont une durée de vie de l'ordre de 20 000 h, mais la plupart s'éteignent après quelque 10 000 h, soit une année en fonctionnement continu.

2.4 Utilisation des magnétrons

Dans le domaine de la défense, les premières utilisations des magnétrons (figure 15) ont été les radars, sol puis aéroportés, et enfin les autodirecteurs de missiles. D'autres usages ont vu le jour, en particulier dans des accélérateurs de particules pour la

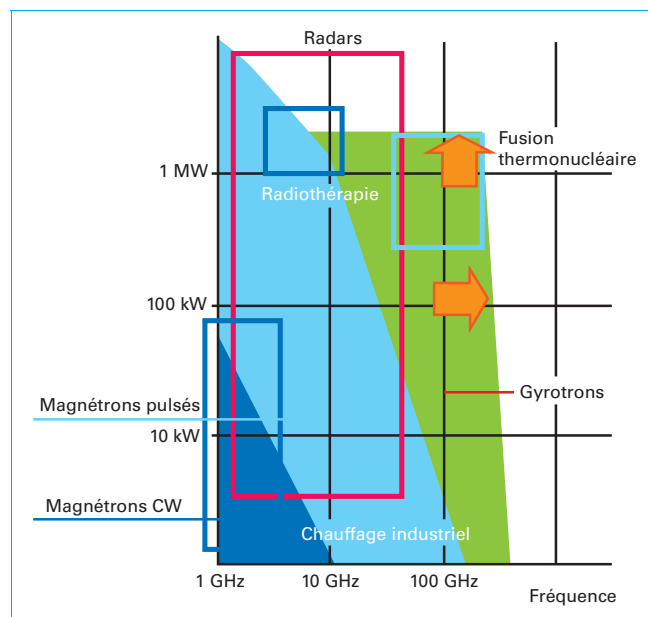


Figure 14 – Limite en puissance crête – Fréquence des magnétrons et gyrotrons

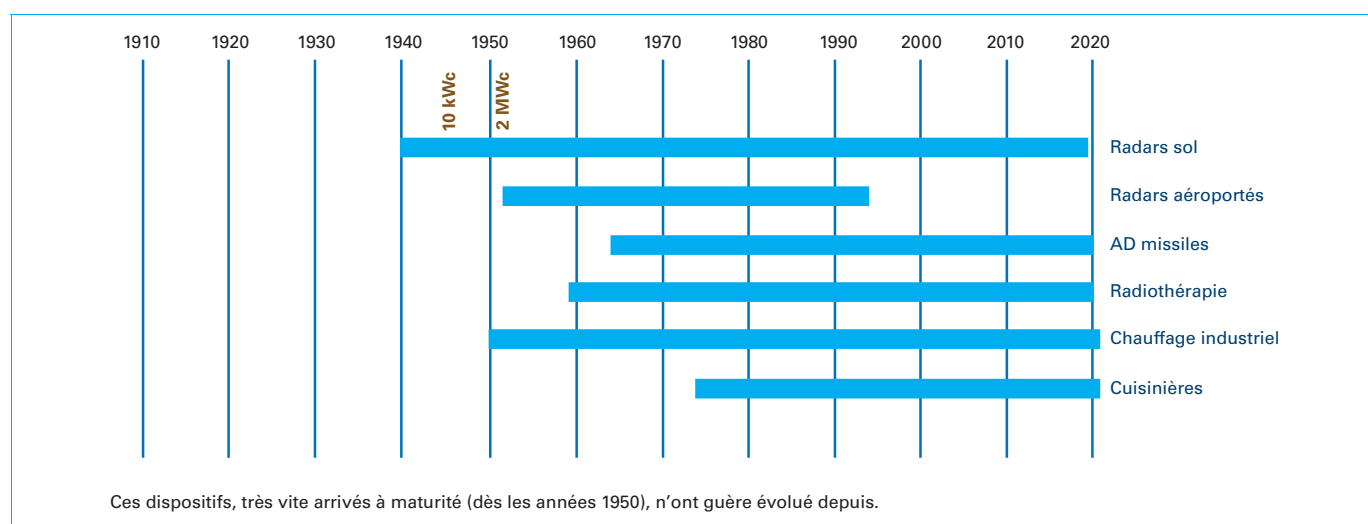


Figure 15 – Utilisation des magnétrons

radiothérapie. Mais, leur principale application actuelle reste le chauffage, industriel (à 915 MHz et à 2,45 GHz) et domestique (les magnétrons demeurent les seuls tubes électroniques fabriqués en très grandes séries, pour les fours micro-ondes (1kW CW à 2,45 GHz)).

3. Gyrotrons

3.1 Principe de fonctionnement du gyrotron

Comme les magnétrons, les gyrotrons sont des oscillateurs (ils accrochent sur du bruit), sauf qu'ils sont utilisés à des fréquences beaucoup plus élevées (entre 50 et 200 GHz, parfois en-deça, de plus en plus souvent au-delà). Ils fournissent des puissances fantastiques (jusqu'à 2 MW CW) et sont réservés à des applications très particulières, dont certaines sont suffisamment importantes pour qu'ils soient présentés ici.

Exemple :

C'est le cas de la **fusion thermonucléaire**, il y aura une vingtaine de gyrotrons pour alimenter le réacteur ITER.

Imaginé vers 1958 aux États-Unis et en URSS, leur fonctionnement est complexe et nous n'en donnerons qu'un aperçu simplifié. Les électrons sont générés par une cathode imprégnée, et accélérés par un canon. Ils traversent un guide d'onde cylindrique orienté selon l'axe z , où a lieu la mise en paquets (à une fréquence $f = \omega/2\pi$) et le rayonnement de l'énergie. Ils sont ensuite récupérés par un collecteur, généralement déprimé (figure 16).

Lorsqu'ils traversent le guide d'onde, les électrons sont plongés dans un champ magnétostatique longitudinal B , qui leur imprime une trajectoire hélicoïdale avec une pulsation gyromagnétique : $\omega_B = eB/m$. Le canon est conçu de telle sorte que leur vitesse transversale v_t soit 30 % supérieure à leur vitesse longitudinale v_z . La mise en paquet s'effectue le long de ces trajectoires hélicoïdales, sous

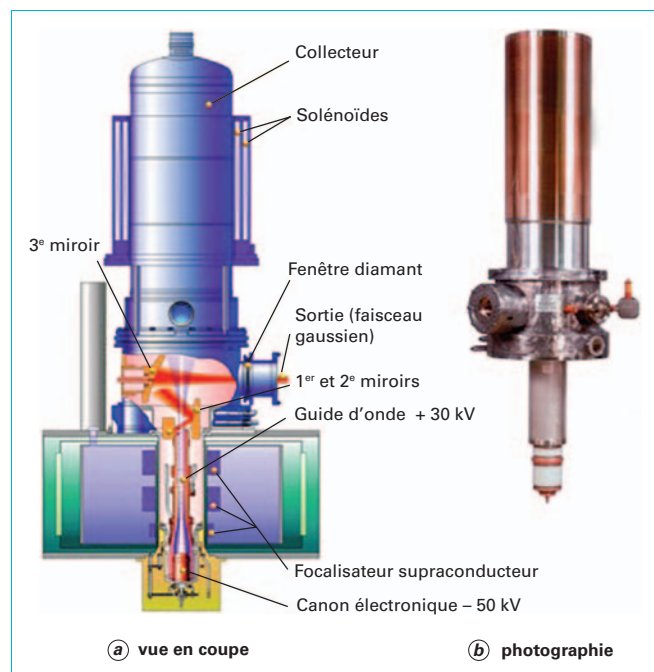


Figure 16 – Gyrotron (application stellarator W7-X) (source THALES)

l'effet du champ RF (pulsation ω) qui se propage dans le guide dans la même direction que les électrons (figure 17). On retrouve ici une relation de synchronisme entre vitesse de phase de l'onde et vitesse électronique, mais cette relation est plus subtile que celles vues précédemment.

À la différence d'un TWT ou d'un klystron, le champ électrique RF est transverse (mode TE) avec une amplitude nulle au centre et maximale environ à la moitié du rayon de la cavité cylindrique ; le champ électrique E n'ayant pas de composante selon l'axe Oz , c'est la vitesse transversale des électrons qui sera modulée par l'onde. Pour optimiser l'interaction, le faisceau doit avoir une forme annulaire, d'où l'utilisation d'un canon MIG (*Magnetron Injection Gun*) : le faisceau est « creux ».

Nota : dans la pratique, le rayon de giration de l'électron autour de son axe (appelé rayon de Larmor) est très petit ($\sim 0,1$ mm) devant le rayon macroscopique du faisceau annulaire (~ 10 mm).

Pour comprendre comment s'effectuent *bunching* et cession d'énergie, il est utile de décomposer le champ $RFTE$ en deux ondes à polarisation circulaire, tournant en sens inverse l'une de l'autre à la pulsation ω , l'une dans le même sens que les électrons ; c'est cette onde circulaire notée E qui sera amplifiée et dont il va être question.

Le mécanisme d'interaction (qui n'est pas trivial) se comprend d'autant mieux que l'on se place dans un référentiel où le champ E est statique (on « tourne » avec lui). Dans la suite de l'exposé, nous distinguerons ce référentiel de celui de l'observateur. Il existe une condition de synchronisme qui, si elle est respectée, « fige » la position angulaire des électrons sur l'hélice dans ce référentiel (les électrons voient le même champ E tout au long de leur parcours). Cette condition s'écrit, dans le référentiel des électrons, $\omega_B = \omega$, et dans le référentiel de l'observateur :

$$\omega_B = \omega - \beta v$$

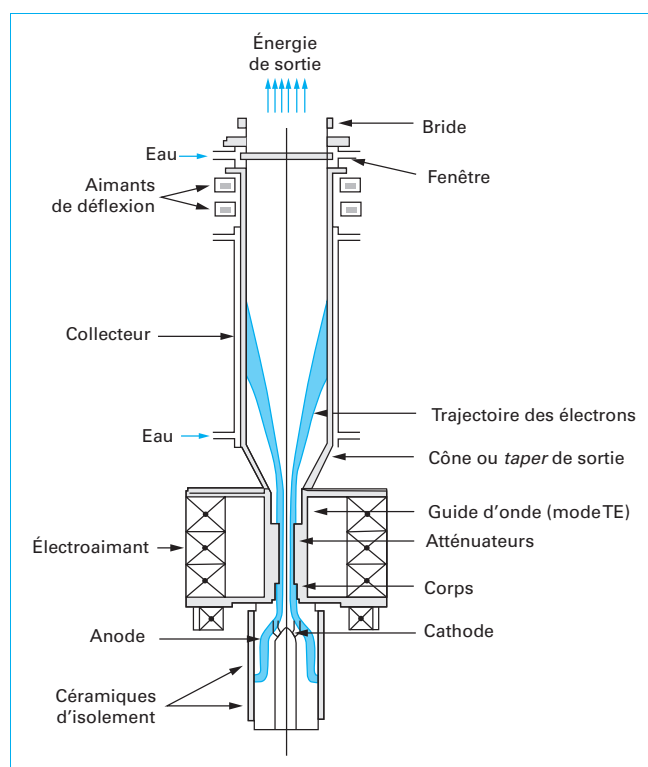


Figure 17 – Trajectoire des électrons dans un gyrotron (cas de la sortie RF dans l'axe du collecteur)

Il faut en effet introduire le terme βv (l'effet Doppler bien connu : v est la vitesse longitudinale des électrons et β le vecteur d'onde longitudinal $\beta = \omega/v_\phi$, v_ϕ étant la vitesse de phase longitudinale), qui ne traduit rien d'autre que la conservation de l'énergie. L'onde se propage dans un guide : v_ϕ est supérieure à c (§ 1.1), donc à v . On parle de tubes « à ondes rapides », par opposition aux tubes « à ondes lentes » que sont les TWT et autres ELK, mais il faut se méfier de cette analogie qui peut être trompeuse. Ce qui compte, c'est que la condition de synchronisme viole la relation familière $v = v_\phi$, car celle-ci suppose une interaction avec la composante longitudinale de l'onde. Deux exigences doivent être satisfaites pour qu'elle soit remplie :

- la présence du champ magnétique ; s'il était nul, la condition de synchronisme s'écrirait $\omega = \beta v$, soit $v = v_\phi$, et nous serions ramenés aux cas des TWT et autres ELK – sauf qu'il n'y aurait pas interaction, car $E_z = 0$;

- l'onde doit se propager dans un guide très proche de la coupure (figure 18) : le vecteur d'onde longitudinal β est très inférieur au vecteur d'onde transversal β_t ($\omega^2/c^2 = \beta^2 + \beta_t^2$) ; β_t dépend du diamètre du guide et de l'indice du mode (cf. *infra*) : le produit βv est petit devant ω_B , et au premier ordre, la pulsation de l'onde électromagnétique ω est fixée par ω_B , donc par la valeur du champ magnétique B (pour fixer un ordre de grandeur : 7T pour 200 GHz).

Comment se fait le *bunching* (longitudinale) sur la vitesse transversale des électrons ? Supposons que la condition de synchronisme soit respectée. Dans le référentiel où E est statique, on pourrait penser que les électrons sont à présent immobiles sur un cercle noir (trait continu) lui-même immobile (figure 19a). Mais, la résultante des forces qu'ils subissent induit un mouvement d'ensemble dans une direction orthogonale à E et B (c'est l'effet Hall, bien connu dans d'autres disciplines) : observé dans le référentiel où E est statique, le cercle noir se translate peu à peu en direction du cercle bleu (figure 19a). Cependant, vu de l'observateur, le cercle bleu (pointillé) tourne à la même vitesse que E autour d'un axe O qui passe au centre du cercle noir. Immobiles sur le cercle bleu pointillé (dans le référentiel où E est statique), les électrons tournent toujours autour de l'axe O (dans le référentiel de l'observateur), et ils adoptent une trajectoire hélicoïdale dont le rayon varie ; pour la moitié d'entre eux, ce rayon augmente (donc leur vitesse transversale v_t croît, car la vitesse angulaire, qui ne dépend que de B , est inchangée) ; pour l'autre moitié, il diminue (et v_t décroît). Le rayon de la trajectoire de chaque électron augmente (ou diminue) plus ou moins selon sa position sur le cercle bleu (figure 19b).

Ici intervient le fait que la vitesse transversale de chaque électron v_t est faiblement relativiste (proche de $c/2$). Une variation de v_t se traduit par une modification de la masse et donc de la vitesse de giration et ω_B s'écrit en fait :

$$\omega_B^* = eB/m^*, \text{ où } m^* = m_0 \sqrt{1 - v_t^2/c^2}$$

Les électrons placés sur les « grands » cercles ralentissent (il s'agit là de leur vitesse angulaire), ceux qui sont sur les « petits »

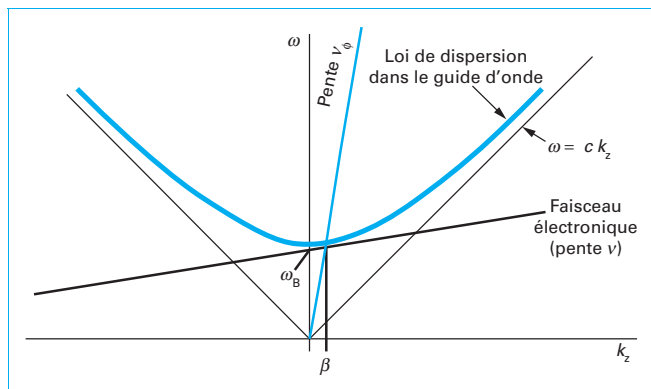


Figure 18 – Loi de dispersion dans un gyrotron (avec $\omega \approx \omega_B$)

cercles accélèrent, jusqu'à ce que tous se regroupent autour des électrons dont la trajectoire n'a pas été modifiée, car ils voient un champ électrique E perpendiculaire à leur vitesse transverse v_t . Toutes influences confondues, les électrons se regroupent (dans le référentiel où ils sont immobiles) au sommet de la courbe bleue en forme de cornue sur la figure 19b. Ainsi, s'opère le *bunching* électronique dans un gyrotron, qui n'a rien d'intuitif !

La cession d'énergie (sur ce mode à polarisation circulaire) s'effectue de façon similaire à un TWT : en induisant volontairement un léger asynchronisme entre ω_B et $\omega - \beta v$, de manière à ce que peu à peu les paquets d'électrons se décalent vers les points de l'hélice où la vitesse transverse v_t pointe dans la même direction que le champ E .

Ce principe physique est parfois appelé instabilité ECM (*Electron Cyclotron Maser*), et les gyrotrons sont des cas particuliers de dispositifs CRM (*Cyclotron Resonance Maser*). Que la pulsation ω_B dépende linéairement de B ne signifie pas qu'un gyrotron soit accordable en fréquence, car la plupart des éléments qui le constituent, dont le guide, l'injecteur et la fenêtre de sortie, sont à bande étroite.

Pour atteindre des fréquences supérieures à 100 GHz, les champs magnétiques doivent être intenses (plusieurs teslas), ce qui impose l'usage de bobinages (focalisateurs, ou *focs*) supraconducteurs.

3.2 Fonctionnement sur un mode élevé

Les gyrotrons génèrent des puissances colossales dans les gammes millimétriques, incompatibles de l'utilisation de guides calés sur le mode fondamental : à cause de l'effet de peau, les densités de puissance dissipée sur les parois les feraient fondre ! On contourne ce problème en utilisant des guides très surdimensionnés (par exemple, le gyrotron 1MW, 140GHz, développé pour le *stellarator* allemand W7-X, utilise le mode $TE_{28,8}$), ce qui permet de limiter la puissance RF dissipée sur les parois à 1kW/cm² en concentrant l'énergie électrique sur une zone annulaire étroite à l'intérieur du guide. Cette limite, pour une puissance et une fréquence donnée, fixe l'indice du mode : plus la puissance et/ou la fréquence sont élevées, plus l'indice est élevé (figure 20).

L'utilisation de guides surdimensionnés soulève deux difficultés :

- la première est d'éviter la compétition de modes (une même structure mécanique peut s'accommoder d'une multitude de modes, parfois très proches en fréquence). Un développement en cours pour le chauffage ECRH du futur réacteur ITER fait état du mode $TE_{34,19}$ pour 170GHz/2MW, qui s'approche du maximum réalisable. Au-delà, les modes deviennent si proches les uns des autres qu'il est illusoire d'espérer les exciter sélectivement. Des solutions à cavité coaxiale devraient permettre de repousser ces limites (on introduit une âme métallique au centre du guide, qui court-circuite les modes gênants), mais elles restent à démontrer industriellement ;

- sur un mode TE élevé et à polarisation circulaire, le champ rayonné est inexploitable en l'état. Un dispositif complexe, appelé

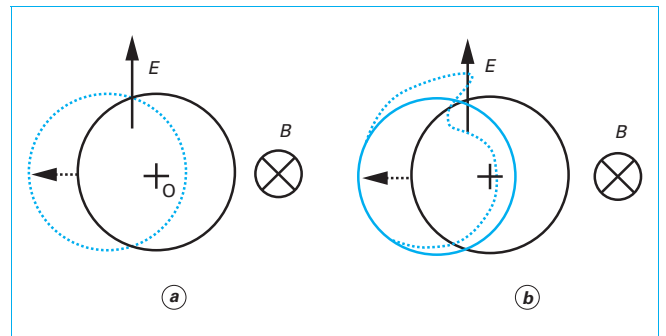


Figure 19 – Mise en paquet des électrons dans un gyrotron (d'après [3])

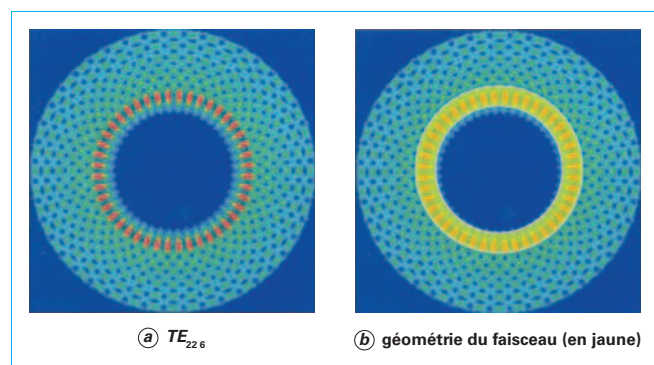


Figure 20 – Schéma d'un champ électromagnétique dans une cavité sur-modée (source THALES)

transformateur de mode ou injecteur, permet de le modifier en un mode gaussien *TEM* à polarisation linéaire (analogue à un faisceau laser). Son rendement de conversion est proche de 100%, sauf à utiliser des modes très élevés. Pour le mode $TE_{34,19}$ cité ci-dessus, il n'est plus que de 90% ; le rendement de conversion est un autre facteur limitant l'indice des modes utilisables.

Le faisceau gaussien doit enfin sortir du tube. Compte tenu de la fréquence et de la puissance, on utilise souvent des fenêtres en diamant. La puissance maximale CW que peut supporter une fenêtre en diamant est de l'ordre de 2 MW, quelle que soit la fréquence.

3.3 Rendement électrique et puissance maximale d'un gyrotron

Comme dans tout tube électronique, la puissance maximale *RF* dépend d'abord de la puissance maximale du faisceau : $V_k I_k$.

L'intérêt des gyrotrons, lorsqu'on les compare aux klystrons, tient à leur structure d'interaction qui se réduit à un guide d'onde très surdimensionné. Il n'y a pas d'autre barrière à la tension d'accélération que celle qu'impose le canon, et elle ne dépend pas de la fréquence. La tension d'accélération V_k est ainsi limitée aux alentours de 100kV pour un fonctionnement CW, et en pratique, les gyrotrons fonctionnent vers 80kV.

Le courant I_k est égal à la densité de courant dans le faisceau J_k multipliée par la section du faisceau :

$$I_k = C J_c$$

avec C convergence du faisceau (de l'ordre de 30),
 J_c densité de courant sur la cathode.

Les cathodes de gyrotrons ne fonctionnent pas en régime de charge d'espace, pour réduire la dispersion en vitesse des électrons, et J_c est de l'ordre de 4 A/cm². Quant à la section du faisceau, elle dépend de la fréquence considérée et du mode. En pratique, I_k peut atteindre 80 A, de façon peu dépendante de la fréquence. Des puissances faisceau de l'ordre de 7 MW sont donc accessibles.

Le rendement d'interaction d'un gyrotron vaut 25%, 30% dans le meilleur des cas, difficile d'aller au-delà à cause de la dispersion en vitesse des électrons émis par la cathode. Souvent, les gyrotrons utilisent des collecteurs déprimés, ce qui permet d'atteindre un rendement global de 45 à 50 %. Le collecteur lui-même peut absorber des puissances faisceau jusqu'à 2MW, ce qui limite à 2MW la puissance CW d'un gyrotron (en pulsé, il est théoriquement possible de produire 4 MW_c en augmentant V_k).

3.4 Gyrotrons fonctionnant sur harmonique supérieur

Monter au-delà de 200 GHz exige des champs magnétiques proportionnellement plus élevés. Il est possible d'appliquer des champs jusqu'à 12 T, et d'atteindre 300 GHz. Pour réaliser des gyrotrons à des fréquences supérieures, ou des gyrotrons à fréquence plus basse, mais moins puissants, la solution consiste à travailler sur des harmoniques élevés, la loi de synchronisme devient :

$$s \omega_B = \omega - \beta v$$

avec s égal à 2, 3 ou 4.

Le champ magnétique est alors réduit en proportion. La principale contrainte portant sur les gyrotrons fonctionnant sur harmonique vient de la forte chute du rendement d'interaction. Le rendement total s'en déduit en tenant compte de l'impact du collecteur déprimé, et celui-ci ne dépasse pas 6% si $s = 2$ (fonctionnement sur le 2^e harmonique), contre seulement 1% si $s = 3$ (3^e harmonique). Un fonctionnement sur harmonique est inenvisageable pour un gyrotron de la classe 1MW !

3.5 Gammes d'utilisation et limitations

Les limitations en fréquence sont présentées sur la figure 14.

Les gyrotrons sont au cœur du fonctionnement des réacteurs de fusion thermonucléaire comme ITER, assurant en particulier le contrôle des modes d'instabilité électronique dans le plasma deutérium-tritium au travers du chauffage ECRH (*Electron Cyclotron Resonance Heating*). Cette application demande des puissances CW extrêmement élevées (classe 1 à 2MW vers 110-170GHz).

D'autres applications sont envisagées (armes non létales), mais les marchés correspondants sont confidentiels dans tous les sens du terme. Plus significatif, des gyrotrons destinés à la spectroscopie NMR/DNP (*Nuclear Magnetic Resonance/Dynamic Nuclear Polarisation*) font, depuis environ 2010, l'objet d'une commercialisation pour la recherche biomédicale (spectroscopie isotopique (NMR) dont la sensibilité est accrue grâce à une polarisation du spin électronique (DNP)). Par rapport aux gyrotrons destinés aux réacteurs nucléaires, ces tubes sont plus hauts en fréquence (263GHz (B=9,4T), voire 395GHz (B=14,1T)) mais nettement moins puissants (classe 25W/50W), avec un rendement compris entre 1 et 2% (Monica Blank, CPI, 2015).

4. Autres familles de tubes électroniques

D'autres tubes font l'objet de recherches pour extraire une très forte puissance crête, et peut-être certains connaîtront-ils des débouchés importants. Il est impossible de les décrire ici ; nous nous contentons d'en citer quelques-uns.

Les plus connus sont les amplificateurs dérivés du principe du gyrotron. Les **gyroklystrons** et les **gyroTWT** sont étudiés pour des applications exigeant des centaines de kW_c entre 20 et 140 GHz, essentiellement des radars de trajectographie. Le **peniotron** est une variante du gyrotron, qui se contente de champs magnétiques plus faibles, d'où son intérêt.

Les chercheurs russes ont imaginé d'autres tubes CRM où le faisceau suit une trajectoire hélicoïdale synchronisée avec une onde à polarisation circulaire. Mais, à la différence des gyrotrons et autres gyroklystrons, les électrons restent monocinétiques : il n'y a pas de *bunching*. L'intérêt est de permettre un rendement très élevé (classe 75%), puisque le processus de freinage n'induit pas de dispersion de vitesse. Ces tubes (**gyrocons** et **magnicons**)

fonctionnent sur des tensions très élevées (classe 400-500kV) et ils ont fait l'objet de peu de réalisations.

Les **BWO**, **klystrons** et **magnétrons « relativistes »**, permettent d'atteindre des puissances crêtes phénoménales (le GW_c) pendant des temps très brefs. Ils conjuguent des faisceaux relativistes et la magie de la loi $P_{RF} \sim V_k^2$ (variante de la loi $P_{RF} \sim V_k^{5/2}$ lorsque les électrons ont une vitesse égale à c). Ces objets sont à vocation militaire (« l'arme hyperfréquence », qui projette à des kilomètres des champs électriques RF susceptibles de détruire des récepteurs électroniques), de même que d'autres objets dérivés du principe du maser, tel l'**ubitron** (proche cousin du laser à électrons libres), le **vincator** (*virtual cathode oscillator*) où le champ électrique flirte avec la limite de Fowler-Nordheim ; le concept est voisin, mais le champ alterné est électrostatique), le MILO...

Citons pour conclure les cousins dédaignés des tubes existants : la **twistron**, hybride entre une triode et un TWT ; le **twistron**, hybride entre un klystron et un TWT ; l'**orotron**, un dérivé du BWO ; l'**oxitron**, un concurrent des diacrodes... La liste est très incomplète.

5. Conclusion

Cet article donne un aperçu des tubes électroniques de forte puissance : performances et limites intrinsèques et pratiques.

Les klystrons permettent des puissances crêtes inégalées (du MW à plusieurs dizaines de MW) jusqu'à une quinzaine de GHz, et on les retrouve principalement dans les accélérateurs de particules circulaires (LHC) et linéaires (LINAC) où ils sont indispensables. Les tubes à champs croisés ne sont plus guère utilisés comme amplificateurs à cause de leur gain très modeste, mais comme oscillateurs ils restent les tubes les plus fabriqués au monde (les magnétrons équipent tous les fours micro-ondes). Enfin, les gyrotrons sont des sources de puissance indispensables au bon fonctionnement des futurs réacteurs de fusion thermonucléaire. D'autres concepts ont été proposés ces dernières décennies pour produire des puissances très élevées dans les gammes millimétriques, mais ils répondent aujourd'hui à des besoins confidentiels.

6. Glossaire

klystron ; klystron

Tube électronique constitué d'un enchaînement de cavités séparées par des tunnels sous coupure. La mise en paquet du faisceau se fait par modulation de vitesse.

magnétron ; magnetron

Tube électronique à champ croisé, fonctionnant en oscillateur, et délivrant des puissances de la classe 1kW-1MW dans les bandes L et S principalement.

CFA

Tube électronique à champ croisé, fonctionnant sur un principe voisin du magnétron, mais fonctionnant en amplificateur.

gyrotron

Oscillateur fonctionnant dans la gamme millimétrique (en général : au-delà de 50GHz) et produisant des puissances de la classe de 1-2MW entre 100 et 200GHz).

7. Symboles et acronymes

Symbole	Description	Unité
b	Rayon faisceau	m
a	Rayon tube de glissement	m
η	Rendement électrique	%
E	Champ électrique	V/m
H / B	Champ / induction magnétique	Gauss
ω	Pulsation ($= 2\pi f$)	rd.s ⁻¹
λ	Longueur d'onde	m
β	Vecteur d'onde (projeté sur l'axe du faisceau)	rd.m ⁻¹
γ	Vecteur d'onde	rd.m ⁻¹
k	Vecteur d'onde (onde plane)	rd.m ⁻¹
k	Pervéance	A.V ^{-3/2}
v_z	Vitesse faisceau dans l'axe z	m.s ⁻¹
I	Courant électrique	A
J	Densité de courant	A.m ⁻²
V	Tension	V
δ	Gap entre becs d'un klystron	m
μ	Coefficient d'amplification d'un tube à grille	–
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	kg.m.A ⁻² .s ⁻²
J_c	Courant de Richardson-Dushman	A.m ⁻²
f	Fréquence	1.s ⁻¹
Q	Sur tension	–
R/Q	Impédance shunt	Ω
M	Coefficient d'interaction d'un klystron	–
F	Facteur de réduction de la pulsion plasma	–
Z	Impédance	Ω
$J_n(z)$	Fonction de Bessel d'ordre n	–
ϵ_0	Permittivité du vide	A ² .s ⁴ .kg ⁻¹ .m ⁻³
c	Vitesse de la lumière dans le vide	m.s ⁻¹

Acronymes

Acronymes	Signification
BeO	<i>Beryllium Oxide</i>
BWO	<i>Backward Wave Oscillator</i>
CFA	<i>Cross Field Amplifier</i>
CRM	<i>Cyclotron Resonance Maser</i>
CW	<i>Continuous Wave</i>
DNP	<i>Dynamic Nuclear Polarization</i>
ECM	<i>Electron Cyclotron Maser</i>
ECRH	<i>Electron Cyclotron Resonance Heating</i>
EIK	<i>Extended Interaction Klystron</i>
FEL	<i>Free Electron Laser</i>
IOT	<i>Inductive Output Tube</i>
KMP	Klystron Moyenne Puissance
LHCD	<i>Lower Hybrid Current Drive</i>
LINAC	<i>Linear Accelerator</i>
MBK	<i>Multi Beam Klystron</i>
MBIOT	<i>Multi Beam IOT</i>
MSDC	<i>Multistage Depressed Collector</i>
MTBF	<i>Mean Time Between Failures</i>
NMR	<i>Nuclear Magnetic Resonance</i>
PPM	<i>Periodic Permanent Magnet</i>
SBK	<i>Sheet Beam Klystron</i>
TE	<i>Transverse Electric</i>
TM	<i>Transverse Magnetic</i>
TOS	Taux d'Ondes Stationnaires
TPOM	Tube à Ondes Progressives type M
TWT	<i>Traveling Wave Tube</i> (Tube à Ondes Progressives)
UHF	<i>Ultra High Frequency</i>

Tubes électroniques hyperfréquences

Tubes de très forte puissance

par **Thierry LEMOINE**

Directeur Technique

THALES Microwave & Imaging Subsystems, Vélizy, France

Sources bibliographiques

- [1] SPANGENBERG (K.R.). – *Vacuum Tubes*. McGraw-Hill (1948).
- [2] WARNECKE (R.) et al. – *Tubes à modulation de vitesse*. Gauthier-Villars (1951).
- [3] TSIMRING (S.E.). – *Electron Beam and Microwave Vacuum Electronics*. Wiley (2006).
- [4] GILMOUR (A.S.Jr.). – *Microwave Tubes*. Artech House (1986).
- [5] GEWARTOWSKI (J.W.) et al. – *Principles of Electron Tubes*. D. van Nostrand (1965).
- [6] BARKER (R.J.) et al. – *Modern Microwave and Millimeter-Wave Power Electronics*. Wiley (2005).
- [7] PIERCE (J.R.). – *Traveling-wave Tubes*. D. van Nostrand (1950).
- [8] GILMOUR (A.S.Jr.). – *Principles of Traveling Wave Tubes*. Artech House (1994).
- [9] BECK (A.H.W.). – *Space Charge Waves and Slow Electromagnetic Waves*. Pergamon Press (1958).
- [10] GITTINS (J.F.). – *Power Traveling Wave Tubes*. American Elsevier (1965).
- [11] PIERCE (J.R.). – *Theory and Design of Electron Beams*. D. van Nostrand (1954).
- [12] GAPONOV-GREKHOV (A.V.) et al. – *Applications of High-Power Microwaves*. Artech House (1994).
- [13] BRETTING (J.). – *Technische Röhren*. Hüthig (1991).
- [14] WARNECKE (R.) et al. – *Tubes à modulation de vitesse*. Gauthier-Villars (1951).

À lire également dans nos bases

COMBES (P.-F.) et CRAMPAGNE (R.). – *Circuits passifs hyperfréquences – Introduction*. [E 1 400], Électronique (2002).

COMBES (P.-F.) et CRAMPAGNE (R.). – *Circuits passifs hyperfréquences – Guides d'onde métalliques*. [E 1401], Électronique (2002).

COMBES (P.-F.) et CRAMPAGNE (R.). – *Circuits passifs hyperfréquences – Filtres et cavités*. [E 1 402], Électronique (2002).

COMBES (P.-F.) et CRAMPAGNE (R.). – *Circuits passifs hyperfréquences – Éléments passifs réciproques*. [E 1403], Électronique (2003).

COMBES (P.-F.) et CRAMPAGNE (R.). – *Circuits passifs hyperfréquences – Éléments*

non réciproques à ferrite. [E 1404], Électronique (2003).

HÉLIER (M.), NEY (M.) et PICHOT (C.). – *Structures de guidage HF – Introduction*. [E 1 169], Électronique (2003).

LEMOINE (T.). – *Tubes électroniques hyperfréquences – Technologies et tubes à grille*. [E 1 620], Électronique (2017).

LEMOINE (T.). – *Tubes électroniques hyperfréquences – Tubes à onde progressive*. [E 1 622], Électronique (2017).

NEY (M.) et KÄRNFELT (C.). – *Structures de guidage HF – Propagation et géométrie*. [E 1 170], Électronique (2015).

NEY (M.). – *Structures de guidage HF – Modélisations et calculs*. [E 1 171], Électronique (2016).

NEY (M.) et KÄRNFELT (C.). – *Structures de guidage HF – Technologies et applications*. [E 1 172], Électronique (2016).

TURIN (M.). – *Amplification de puissance radiofréquence à l'état solide – Classes, systèmes et technologies*. [E 1610], Électronique (2008).

TURIN (M.). – *Amplification de puissance radiofréquence à l'état solide – Paramètres de mise en œuvre*. [E 1611], Électronique (2008).

Événements

L'édition des proceedings de l'IVEC (International Vacuum Electronics Conference, manifestation annuelle sponsorisée par l'IEEE) est la publication

indispensable pour se tenir informé de l'évolution des technologies de tubes électroniques et de leurs applications.

<http://www.ivec.org>

Données statistiques et économiques

La liste, classée par pays et qui présente les acteurs de cette filière, est aussi complète que possible, mais il y a forcément quelques omissions, dont l'auteur espère qu'il ne lui en sera pas tenu rigueur. Les différences de taille entre ces acteurs ne sont pas indiquées, mais elles peuvent être importantes.

Les acteurs industriels (tableau 1) ont (presque) tous un site Internet sur lequel leurs produits sont présentés. Les acteurs académiques retenus (tableau 2) sont ceux qui ont présenté récemment le résultat de leurs travaux à la conférence annuelle IVEC.

Aux États-Unis, CPI est la nouvelle identité de l'activité tubes électroniques, autrefois propriété de Varian, qui regroupe également des activités cédées par les sociétés Eimac, Bomac, SFD, Econco et GE (TWT). L3-ED est la nouvelle identité de l'activité tubes électroniques autrefois propriété de Litton, et qui regroupe des activités cédées par les sociétés Raytheon, RCA, Sylvania, Northrop-Grumman (anciennement Hallicrafters) et GE (klystrons). L3-ETI est la nouvelle identité de l'ancienne activité tubes de Hughes Aircraft (HEDD, propriété pendant quelques années de Boeing (BEDD)). L3-ED et

Tableau 1 – Principaux acteurs industriels

	Industriels	Site Internet
Europe		
France/ Allemagne	Thales	http://www.thalesgroup.com/
	Covimag	http://www.covimag.fr/
Grande- Bretagne	E2V	http://www.e2v.com/
	TMD	http://www.tmd.co.uk/
	Albacom	http://www.albacom.co.uk/
Italie	Galileo Avionica/Alelco	http://www.galileoavionica.it/ http://www.selex-sas.com/
Tchéquie	Tesla	
Russie/ Ukraine	Istok	
	Almaz	
	Toriy	
	Gycom	http://www.gycom.com/
	Svetlana	http://www.svetlana-tubes.com/
Amérique		
États-Unis/ Canada	CPI	http://www.cpii.com/
	L3COM (L3-ED et L3-ETI)	http://www.1-3com.com/
	Teledyne	http://www.teledyne.com/
	Triton	http://www.tritonetd.com/
	Burle	http://www.burle.com/
Asie		
Japon	Toshiba	http://www.toshiba.fr/
	NEC	http://www.nec.com/
	MHI	http://www.mhi.co.jp/en/
Chine	BVERI « Institute 12 » (Beijing)	
	Guoguang E.C. (Chengdu)	
	Chengdu Xuguang	http://www.xuguang.com/en/
	Beijing ORIENT	
	Huanguang ED (Xiaogang)	
	Nanjiang Sanle (Nanjing)	
	Jingguang (Jingdezhen)	http://www.jingguang.com.cn/english/
	Guoguang EC	
Inde	Bharat Elec.	http://www.bel-india.com/
Israël	ELTA	http://www.elta.fr/

L3-ETI font toutes deux partie du groupe américain L3-COM. Enfin, Teledyne a repris d'anciennes activités de MEC et de Sylvania.

En Europe, Thales regroupe les activités tubes autrefois propriété des groupes Thomson, CSF, Telefunken (AEG), Siemens et ABB. e2V hérite des activités tubes de EEV et de GEC/MOV.

Si l'industrie occidentale des tubes électroniques a fait l'objet de nombreuses opérations de rationalisation, elle n'a pas subi de délocalisation de sa production (ni de sa R&D) vers des pays à bas coût de main-d'œuvre (LCC). Par contre, des concurrents sont apparus en Asie, très souvent soutenus par des autorités locales soucieuses d'indépendance nationale sur des composants jugés critiques.

Tableau 2 – Principaux acteurs académiques

	Recherche académique	Sites Internet
Europe		
France/ Allemagne	FZK (Karlsruhe)	http://www.fzk.de/
	Univ. Hamburg-Harburg	http://www.tu-harburg.de/
Grande- Bretagne	Univ. Strathclyde	http://www.strath.ac.uk/
	Univ. Lancaster	http://www.lancs.ac.uk/
Italie	Univ. Catane	http://www.unict.it/
Russie/ Ukraine	Académie des sciences	http://www.ras.ru/
	IAP, NN	
	Univ. Saratov	http://en.sgu.ru/
	Institut d'État de Moscou	
	Institut de Fryazino	
	Univ. Tomsk	http://www.tpu.ru/fr/
	Institut de Saint-Petersbourg	
Suisse	Univ. Kharkov	http://www.univer.kharkov.ua/
	École polytechnique fédérale de Lausanne	http://www.epfl.ch/
Amérique		
États-Unis/ Canada	Univ. Michigan	http://www.umich.edu/
	Univ. Wisconsin-Madison	http://www.wisc.edu/
	Univ. Californie, Davis	http://www.ucdavis.edu/
	Univ. Maryland	http://www.umd.edu/
	MIT	http://www.mit.edu/
	Texas Tech	http://www.ttu.edu/
	Univ. New Mexico	http://www.unm.edu/
	NRL (Naval Research Laboratory)	http://www.nrl.mil/
	Los Alamos National Laboratory	http://www.lanl.gov/
	Stanford Linear Accelerator Center	http://www.slac.stanford.edu/
	Jet Propulsion Laboratory	http://www.jpl.nasa.gov/

Tableau 2 – Principaux acteurs académiques (suite)

	Recherche académique	Sites Internet
Brésil	Centre technologique de Marinha	http://www.mar.mil.br/ctmsp/
	IPEN	http://www.ipen.br/
Asie		
Japon	Univ. Tohoku	http://www.tohoku.ac.jp/english/
	Univ. Fukui	http://www.fukui-u.ac.jp/eng/
	KEK	http://www.kek.jp/
Chine	Académie des sciences/IECAS	http://www.english.cas.cn/
	BVERI/Institut 12	
	Univ. Tsinghua	http://www.tsinghua.edu.cn/
	Univ. Chengdu	http://www.cdut.edu.cn/cdut/english/
	Univ. Fujian	http://www.fjut.edu.cn/english/
	Univ. Zhejiang	http://www.zju.edu.cn/english/
Corée	Univ. Ajou	http://www.ajou.ac.kr/english/
	Univ. Séoul	http://www.useoul.edu/
Taiwan	Univ. FuYen	
	Univ. Hsinchu	http://www.nctu.edu.tw/english/
Inde	MTRDC, Bangalore	http://www.drdo.org/
	CEERI	http://www.csirmadrascomplex.gov.in/ceeri.html
	Univ. Benares Hindu	http://www.bhu.ac.in/
Israël	Univ. Tel Aviv	http://www.telavivuniv.org/

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre**, **leurs compléments et mises à jour**, et bénéficiez des **services inclus**.



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- + de 350 000 utilisateurs
- + de 10 000 articles de référence
- + de 80 offres
- 15 domaines d'expertise

- ☐ Automatique - Robotique
- ☐ Biomédical - Pharma
- ☐ Construction et travaux publics
- ☐ Électronique - Photonique
- ☐ Énergies
- ☐ Environnement - Sécurité
- ☐ Génie industriel
- ☐ Ingénierie des transports
- ☐ Innovation
- ☐ Matériaux
- ☐ Mécanique
- ☐ Mesures - Analyses
- ☐ Procédés chimie - Bio - Agro
- ☐ Sciences fondamentales
- ☐ Technologies de l'information

**Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité**

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com