

LUCIEN CHRÉTIEN

Ingénieur E. S. E.

Professeur à l'École Centrale de T. S. F

---

**THÉORIE ET PRATIQUE**  
**DE LA**  
**RADIOÉLECTRICITÉ**

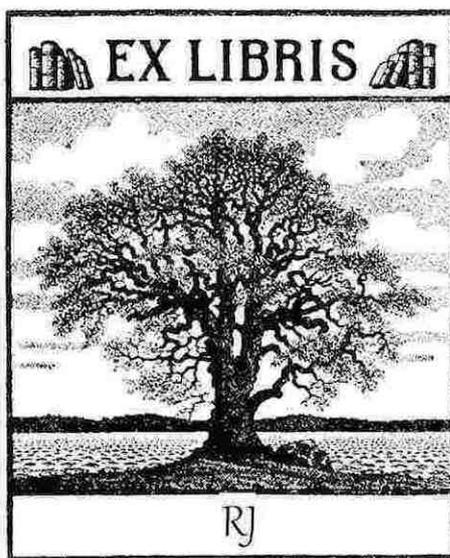
TOME II

---

**THÉORIE**  
**DE LA RADIOÉLECTRICITÉ**  
*(Deuxième Édition, revue et corrigée).*

1947

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR  
40, Rue de Seine, PARIS (VI<sup>e</sup>)



Numérisé en Juillet 2025 par F1CJL , 300dpi

Tous droits de traduction et  
de reproduction réservés  
même avec indication de source.  
COPYRIGHT BY E. CHIRON, 1942.

## INTRODUCTION DU TOME II

---

Au début de cet ouvrage, on trouvera une étude générale sur le *rayonnement électromagnétique* dont font partie la lumière visible, les rayonnements infra-rouges, ultra-violet, gamma, aussi bien que les rayonnements utilisés pour les radiocommunications. Une telle étude doit nécessairement avoir sa place au début d'un *Cours de Radioélectricité*. Le rayonnement, c'est, avec les propriétés des courants de haute fréquence, la substance même de la *Radioélectricité*.

Or, même dans les ouvrages les plus récents, la question n'est pratiquement pas abordée. De même qu'on étudie l'électricité sans chercher à définir sa nature, de même on disserte sur le rayonnement comme sur une construction de l'esprit. Dans le premier tome de cet ouvrage, nous avons montré que, pour l'électricité, on ne pouvait invoquer aucune excuse. On connaît aujourd'hui suffisamment sa nature et il est relativement facile d'imaginer ce qui se passe dans un conducteur traversé par un courant. La question du rayonnement est autrement complexe et son exposé didactique est extrêmement embarrassant. Deux méthodes peuvent s'offrir à l'auteur d'un ouvrage comme celui-ci. La première, c'est de laisser de côté l'étude du rayonnement proprement dit. On esquivé ainsi la difficulté; le rayonnement devient une pure abstraction qu'on enferme dans de rigides équations. On manipule la matière mathématique, on la malaxe pour en faire sortir ce qu'on croit être utile et qui cadre avec les faits observés : c'est la méthode employée par les auteurs les plus sérieux.

Il semble pourtant un peu révoltant de s'étendre longuement sur un sujet dont on ignore la nature physique. Pour discuter avec fruit, il faut d'abord savoir de quoi l'on parle. Si le sujet qu'on traite est d'une nature insaisissable, s'il échappe à l'analyse, si notre imagination est impuissante à nous représenter son aspect : *il faut le dire*. Savoir reconnaître ce qu'on

ignore est un commencement de connaissance. Avant tout, il faut se garder des simplifications toujours faciles, mais dont les conséquences ultérieures sont parfois insoupçonnables. Et cela nous conduit à signaler le second procédé annoncé plus haut. C'est la méthode employée dans les ouvrages de vulgarisation et même dans certains ouvrages qui ont des prétentions plus ambitieuses.

On définit physiquement le rayonnement comme la propagation d'un champ magnétique et d'un champ électrique à haute fréquence, et l'on a recours au croquis classique, représentant deux plans rectangulaires sur lesquels on a tracé deux sinusoïdes. On a l'air de présenter ce schéma comme une définition ou, ce qui est plus grave, *un modèle mécanique du rayonnement*. Il ne faut pas hésiter à considérer cela comme un artifice touchant à l'abus de confiance intellectuel. La figuration des deux champs ne donne pas du tout une image du rayonnement, c'est tout simplement une illustration très discutable des théories de Maxwell. Pourquoi, dans ces conditions, ne pas définir le rayon lumineux de la même manière? *En superposant un champ électrique et un champ magnétique on obtient deux champs de force mais on n'obtient pas de rayonnement*. Que les deux champs soient *un des aspects* du rayonnement, c'est parfaitement exact, mais ils n'en peuvent donner qu'une image fragmentaire, insuffisante et, à vrai dire, qui fausse les idées des lecteurs, en simplifiant à l'extrême une question extraordinairement compliquée.

Avec cette méthode simpliste, le rayonnement est le résultat des vibrations de l'*Ether*. L'*Ether* vibre comme vibre l'air dans la propagation sonore. On a recours aux éternelles comparaisons. Bien entendu, on chercherait en vain des précisions sur la nature de l'*Ether*. C'est un *fluide* (?). C'est tout ce qu'on en peut dire. On n'ose pas aller plus loin, car on sait bien qu'on tomberait en pleine absurdité et qu'il faudrait reculer devant des contradictions trop flagrantes. L'élémentaire prudence conseille donc de s'abstenir...

Dans les pages qui suivent, nous nous sommes efforcés de présenter la question sous son jour véritable. Nous avons donc exposé les idées modernes sur le Rayonnement et sur l'*Ether* en les dépouillant de leur costume mathématique. Faut-il préciser que les difficultés étaient nombreuses? L'accord est loin d'être complet sur toutes ces questions.

D'autre part, beaucoup des connaissances modernes sont presque purement négatives. Par exemple, si on ignore quelle est l'image mécanique exacte d'un rayon de lumière, si on est incapable d'en imaginer un modèle physique, *on sait très exactement ce qu'il n'est pas*. On sait que la représentation de Newton (émission) et que celle de Fresnel (ondula-

tions) sont insuffisantes. La science est encore incapable aujourd'hui d'en donner une théorie complète satisfaisante. En réalité, théoriquement, rien n'est plus obscur qu'un rayon de lumière... Des théories nouvelles, suite logique de la *Mécanique Ondulatoire*, sont en cours d'élaboration, et demain fournira peut-être la réponse que nous attendons. Mais il s'agira certainement d'une réponse purement mathématique, absolument intraduisible dans le langage vulgaire. Est-ce dire qu'il faut renoncer à toute explication? Nous ne pouvons nous résoudre à cela. En faisant appel à certaines images choisies avec soin, en montrant l'artifice de certaines simplifications abusives, nous pensons qu'il est possible d'indiquer aux lecteurs la voie suivie par les savants de notre siècle.

Toutefois, nous nous excusons d'avance de ne pouvoir cerner la vérité d'un trait absolument net. C'est chose rigoureusement impossible, parce que, comme nous l'écrivions plus haut, les théories modernes, purement mathématiques, sont écrites dans une langue qui n'est pas de notre monde. Il faudrait inventer des mots nouveaux désignant des concepts que nous ne pouvons imaginer. Sans doute faudrait-il reconstruire les cellules de notre cerveau sur un plan plus complexe et munir nos yeux d'une rétine capable de discerner des aspects surhumains.

Sans doute nous manque-t-il la perception de plusieurs autres dimensions...

Ces questions primordiales ont un aspect philosophique qui pourrait bien, un jour prochain, bouleverser complètement des notions qu'on jugeait, hier encore, inébranlables. On pensait que le monde physique était régi par des lois parfaitement rigides. Le physicien d'hier était purement déterministe. Mais, à creuser plus profondément ces questions, on s'aperçoit aujourd'hui que la certitude s'évanouit et que la probabilité la remplace.

Nous nous efforcerons de montrer quel aspect singulier revêt la notion « d'ondes » quand il s'agit du rayonnement. Nous tenterons de montrer ainsi combien l'expérience de la pierre qu'on lance dans l'eau peut être éloignée de la vraie nature des choses.

Bien que le présent volume soit plus spécialement consacré à l'étude de la *Radioélectricité Théorique*, nous avons surtout cherché à mettre en valeur des résultats qui auront, par la suite, des conséquences pratiques importantes.

Nous souhaiterions aussi que ce livre servît de trait d'union entre les ouvrages élémentaires et les ouvrages d'une haute portée théorique, comme la *Radioélectricité Générale* de R. Mesny. C'est d'ailleurs pourquoi, en parfait accord avec l'auteur de cet admirable ouvrage, nous avons

volontairement utilisé les mêmes termes, les mêmes coefficients, les mêmes symboles. Ainsi, nos lecteurs, intéressés par certains développements théoriques, pourront retrouver, dans l'ouvrage de R. Mesny, des équations de même forme, écrites avec les mêmes notations.

Grâce à cela, nous espérons qu'ils n'éprouveront pas la sensation désagréable de se trouver en pays inconnu...

---

### PRÉSENTATION DE LA SECONDE ÉDITION

L'auteur d'un ouvrage souhaite souvent avoir un contact direct avec ses lecteurs. Ce qui semble très clair au premier demeure parfois obscur pour le second. Un instant de discussion suffirait sans doute pour clarifier l'atmosphère. Faute de cela, le malentendu risque de durer et l'auteur fait paraître sa seconde édition sans se douter que quelques modifications de détail auraient pu avoir le plus grand intérêt pour le lecteur.

Au cours d'un enseignement déjà long à l'École Centrale de T. S. F., l'auteur de cet ouvrage a eu le grand avantage d'un contact permanent avec un nombre important de lecteurs... et de lecteurs particulièrement attentifs et qualifiés, puisqu'il s'agissait d'étudiants. Il a connu leurs hésitations, leurs étonnements, leurs erreurs d'interprétation.

De plus, de très utiles suggestions ont été transmises à l'auteur par ses collègues de l'École, en particulier par MM. Guyot, Maillard et Pachot. Qu'ils trouvent ici ses remerciements sincères.

Malgré les difficultés de l'heure, nous présentons aujourd'hui au public cette seconde édition, enrichie de cette précieuse expérience

L. C.

# THÉORIE ET PRATIQUE

DE LA

# RADIOÉLECTRICITÉ

II

---

## PREMIÈRE PARTIE

## RAYONNEMENT ET CIRCUITS

---

### CHAPITRE PREMIER

#### Rayonnements et courants de Haute fréquence.

1. **Les catégories de rayonnement électromagnétique.** — Les *ondes longues, moyennes, courtes, ultra-courtes* qu'utilisent la télévision, la radiophonie, la télégraphie; les *rayons infra-rouges* dont nous pouvons sentir la chaleur sur notre épiderme; la *lumière visible* qui impressionne notre rétine — du rouge au violet — ; les *rayons ultra-violets* qui déclanchent des phénomènes photo-chimiques; les *rayons X*, qui pénètrent les corps opaques à la lumière visible; les *rayons gamma*, émis par les corps radioactifs et, sans doute aussi, les mystérieux *rayons cosmiques*<sup>1</sup>, sont des manifestations diverses du *rayonnement électromagnétique*.

Tous ces phénomènes se propagent, dans le vide, avec une vitesse voisine de 300.000 km/s ou  $3 \times 10^{10}$  cm par seconde. A chacun d'eux, on peut faire correspondre une *bande de fréquences* ou, ce qui revient au même, dans un milieu déterminé, une *bande de longueurs d'ondes*.

Pour mesurer les fréquences on utilise soit le *cycle ou période par seconde*, soit, de préférence, des multiples de ces unités qui sont le *kilocycle* (1.000 cycles) et le *mégacycle* (1.000.000 cycles). On utilise aussi, parfois, le *hertz* qui vaut un cycle par seconde ou ses multiples.

1. Voir page 21.

Les longueurs d'ondes des radiations hertziennes sont mesurées en mètres, ou en centimètres pour les ondes ultra-courtes.

Pour les autres radiations on utilise, de préférence, l'*Angström*, unité qui correspond à  $10^{-8}$  cm.

Les diverses catégories de rayonnement correspondent aux longueurs d'ondes suivantes :

LONGUEUR D'ONDE	CATÉGORIE
Plus petite que 0,01 Angström	Rayons cosmiques?
De 0,01 à 0,95 Angströms $10^{-10}$ cm. à $5 \times 10^{-10}$ cm.	Rayons gamma.
De 0,05 à 120 Angströms $5 \times 10^{-10}$ cm. à $1,2 \times 10^{-6}$ cm.	Rayons X.
De 120 à 4.000 Angströms $1,2 \times 10^{-6}$ cm. à $4 \times 10^{-5}$ cm.	Ultra-violet.
De 4.000 à 8.000 Angströms $4 \times 10^{-5}$ cm. à $8 \times 10^{-5}$ cm.	Lumière visible.
De 8.000 à 100.000 Angströms $8 \times 10^{-5}$ cm. à 0,01 cm.	Infra-rouge ou rayons calorifiques.
100.000 à $3 \times 10^{14}$ Angströms De 0,01 cm. à 30.000 mètres	Ondes Hertziennes.

Le croquis ci-contre (fig. 1) condense les résultats de ce tableau.

D'après cela, on conçoit que les fréquences correspondant aux rayons lumineux soient mesurées par des chiffres dont l'énormité paralyse à peu près l'imagination. Ainsi, par exemple, la fréquence correspondant à la lumière violette (4.000 angströms), calculée à partir de la formule :

$$F = \frac{c}{\lambda}$$

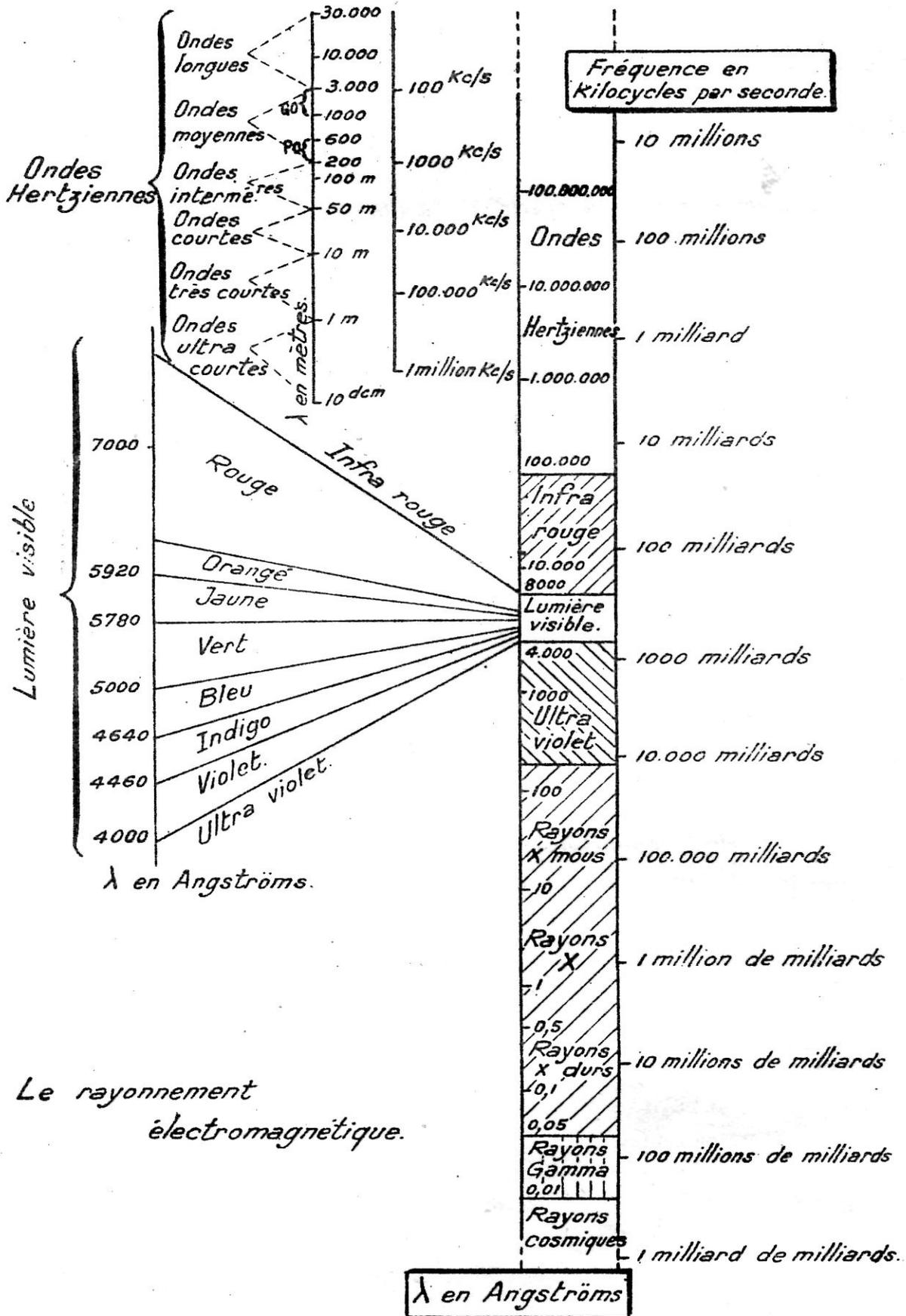


Fig. 1. — Spectre des rayonnements.

$c$  étant la vitesse de propagation, ici de  $3 \times 10^{10}$  cm., est de :

$$F = \frac{3 \times 10^{10}}{4000 \times 10^{-8}}$$

c'est-à-dire :  $750 \times 10^{12}$  cycles par seconde ou,  $750 \times 10^9$  kilocycles, c'est-à-dire 750 milliards de kilocycles.

Il faut noter aussi que le spectre de la lumière visible correspond à une bande de rayons extraordinairement réduite. Le monde visible à nos yeux n'est qu'une poussière de l'aspect qu'il pourrait avoir, si la bande entière des rayons était accessible à nos sens. Nous percevons exactement une octave, alors que le clavier complet comporte environ un milliard de milliards d'octaves. S'il en est de même en d'autres domaines, nous ne devons pas nous étonner en constatant que l'aspect humain des phénomènes nous semble parfois incompréhensible. On saisira plus loin l'importance de cette remarque.

D'après la liste précédente, les catégories de rayonnement pourraient sembler parfaitement définies, séparées les unes des autres par de nettes frontières. En réalité, il n'en est pas ainsi. On passe insensiblement des rayons *gamma* aux rayons *x* et des rayons *x* aux rayons *ultra-violet*s.

On sait aujourd'hui produire des ondes infra-rouges dont les propriétés sont encore *quasi optiques*, tout en étant déjà celles des *ondes hertziennes*.

La physique d'aujourd'hui a exploré le spectre entier. Il n'y a plus de contrées inconnues représentées par des zones blanches. On voit donc nettement que ceux qui veulent classer les soi-disantes radiations radiesthésiques des sourciers ou certaines « radiations vitales » parmi les rayonnements *électromagnétiques*, font fausse route...

Quand on considère l'immense étendue des fréquences correspondant aux divers rayonnements on ne peut s'étonner en observant que les propriétés d'un rayon *x* sont très différentes de celles d'une onde de radiodiffusion. Mais, sous ces différences superficielles, se cachent des analogies profondes que nous nous efforcerons de mettre en lumière dans les pages suivantes.

## 2. Historique rapide des connaissances sur le rayonnement. —

Les anciens ne connaissaient que la lumière visible. Il faut attendre 1781 pour que *Scheele*<sup>1</sup> puisse observer qu'au delà du violet du spectre solaire (violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé, rouge) existent des radiations absolument invisibles, mais qui peuvent provoquer certains phénomènes chimiques (action sur le chlorure d'argent).

1. Chimiste suédois.

On aurait pu observer, alors, sans aucun appareil, que cet invisible ultra-violet était capable, après une exposition de quelque durée, de provoquer sur l'épiderme humain une inflammation douloureuse, véritable brûlure, ou *coup de soleil*.

Vingt ans plus tard, en 1801, *W. Herschel* montra qu'en plaçant le réservoir d'un thermomètre au delà du rouge d'un spectre solaire, on observait un échauffement important. Il y avait donc là *des rayons calorifiques, ou rayons infra-rouges*.

L'existence possible des *rayons hertziens*, ou ondes hertziennes, fut montrée théoriquement par *Maxwell* en 1870, mais ce n'est qu'en 1888 que *Hertz* en vérifia la réalité.

*Roentgen*, en 1895, mit en évidence des rayons encore plus mystérieux, *les rayons x* ou rayons de *Roentgen*, capables de traverser des corps opaques aux radiations visibles.

Enfin, *Millikan*, en 1925, montra l'existence des *rayons cosmiques* qui correspondent très probablement à des fréquences de l'ordre du milliard de milliards de kilocycles. Entre temps, d'autres physiciens firent la liaison entre ces différentes catégories.

**3. Les anciennes théories : Émission. Ondulations.** — Pour expliquer le phénomène lumineux, *Newton*, à la suite de *Descartes*, formule l'*hypothèse de l'émission*. Un rayon lumineux serait une succession de minuscules projectiles voyageant à grande vitesse et venant frapper le corps éclairé. Cette théorie bien simple permettait d'expliquer tous les phénomènes connus à cette époque : réflexion, réfraction, et, en particulier, la propagation rectiligne.

Mais elle devint incapable d'expliquer les phénomènes d'interférence. Deux rayons lumineux peuvent réagir l'un sur l'autre et produire des *franges d'interférence*, c'est-à-dire des zones alternativement plus lumineuses et plus obscures. En d'autres termes, suivant les circonstances, de la lumière, ajoutée à de la lumière, peut produire soit une lumière plus grande, soit de l'obscurité.

Une théorie doit pouvoir expliquer *tous* les faits expérimentaux. Dès qu'une expérience indiscutable ne peut plus être expliquée par la théorie, il faut abandonner cette dernière. C'est bien ainsi que pensait *Newton* quand il dut interpréter le cas particulier des phénomènes d'interférence connu sous le nom des *anneaux de Newton*. Il modifia la théorie de l'émission et, en fait, fut obligé de lui donner implicitement un aspect ondulatoire. Cette tentative ne fut pas retenue.

Les phénomènes d'interférence et de diffraction font immédiatement

songer aux battements d'interférence étudiés en acoustique dans le premier tome de cet ouvrage <sup>1</sup>. La lumière serait alors, comme le son, un phénomène périodique. Nous arrivons ainsi à *l'hypothèse des ondulations*. Cette théorie fut, en premier lieu, envisagée par *Huyghens*, puis par *Thomas Young*. Elle fut définitivement mise au point, le siècle suivant, par *Fresnel*. Son développement fut extrêmement fécond. Non seulement elle expliqua tous les phénomènes connus à l'époque, mais elle permit d'en prévoir de nouveaux que l'expérience vérifia.

*Fresnel* (1788-1827) amena la théorie des ondulations à un haut degré de perfection. Pour expliquer les propriétés de la lumière polarisée il émit l'idée que les vibrations lumineuses s'effectuaient dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation (vibrations transversales). Ces conceptions lui permirent d'expliquer le phénomène de la double réfraction et d'autres phénomènes encore plus complexes. Les études de *Fresnel* forment encore aujourd'hui les fondements de l'optique classique. Bien mieux, leur rigueur est telle qu'il ne peut être question de les abandonner <sup>2</sup>. Toutefois, certaines expériences mirent en échec la théorie exclusivement ondulatoire.

**4. Effet photo-électrique.** — La première de ces expériences, très simple, a été signalée dans le tome I de cet ouvrage <sup>3</sup>. Une cellule photo-électrique à *vide* est constituée par une ampoule dans laquelle règne un vide aussi parfait que possible. Une des parois est recouverte d'un métal : sodium, caesium, etc... ce qui constitue la *cathode*. L'anode est un grillage à mailles larges ou un anneau métallique placé au milieu de l'ampoule (fig. 2).

Un rayon lumineux frappant la couche sensible de la cathode détermine le passage d'un courant électrique. Ce courant est très faible, mais il n'en est pas moins parfaitement mesurable. Il est facile d'observer que l'intensité du courant est proportionnelle à l'intensité du rayon lumineux. On interprète facilement le phénomène de la manière suivante :

1. Tome I. — Paragraphe 282, page 285.

2. Bien que la théorie de *Fresnel* soit manifestement fautive, les formules usuelles auxquelles elle conduit sont très suffisamment exactes pour la grande majorité des phénomènes. Le facteur de correction est négligeable à l'échelle courante. L'insuffisance de la théorie n'apparaît que lorsque certaines conditions sont remplies. De la même manière, les formules de la *mécanique classique* sont suffisamment exactes pour les problèmes de la vie courante. L'erreur qu'elles comportent ne prend une valeur notable que dans certains cas, lorsque, par exemple, la vitesse du mobile n'est plus négligeable par rapport à celle de la lumière. Il faut alors utiliser les formules de la *mécanique relativiste* ou *quantique*. C'est encore une raison de cette sorte qui nous permet d'utiliser la *formule de Thomson* sous l'expresse réserve que  $R$  est négligeable par rapport à  $L\omega$ .

3. Paragraphe 53, page 62.

La couche photo-sensible est constituée par un métal dont les électrons périphériques peuvent facilement abandonner leur trajectoire. Le rayonnement est une cause suffisante et, sous son influence, les électrons libérés sont lancés dans le vide de l'ampoule. Ils sont captés par l'anode, électrode portée à une tension positive et qui devient ainsi un centre d'attraction pour les électrons. Plus le rayonnement est intense et plus il y a d'électrons libérés — donc, plus l'intensité du courant photoélectrique est grande.

Jusqu'ici tout semble donc parfaitement explicable. Mais il est possible d'observer individuellement — si l'on peut dire — les électrons libérés par le rayonnement. On remarque alors que certains électrons sont très lents et que certains sont très rapides. L'énergie représentée par un électron est, naturellement, fonction de la vitesse. Ainsi donc, certains élec-

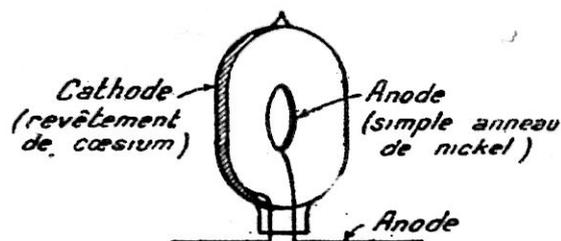


Fig. 2.

trons empruntent au rayonnement une faible énergie et d'autres une énergie relativement énorme.

Cependant, on peut observer que l'énergie correspondant à ces électrons rapides *ne dépend pas de l'intensité du rayonnement*. S'il s'agit d'une lumière intense, visible ou invisible, il y a des électrons rapides en plus grand nombre, mais *aucun électron ne dépasse la vitesse maximum qui correspond au rayonnement utilisé*.

*S'il s'agit d'un rayonnement très faible, on trouve encore des électrons animés de cette même vitesse limite*. Mais ils sont en moins grand nombre.

Cette expérience est absolument inexplicable avec la simple théorie des ondulations, d'après laquelle l'énergie est répartie régulièrement le long de la trajectoire. Il faudrait admettre que, pour les faibles intensités du rayonnement, l'énergie s'accumule dans l'électron pour se libérer brusquement au moment de l'expulsion. Rien ne permet d'adopter ce point de vue.

Si le maximum d'énergie des électrons expulsés ne dépend pas de l'intensité du rayonnement, *il dépend, par contre, de sa fréquence, ou, si l'on préfère, de sa longueur d'onde*.

Plus la fréquence est élevée et plus les électrons sont chassés avec des

vitesse plus grandes. Un rayon violet communique une vitesse plus grande qu'un rayon jaune; un rayon  $x$ , une énergie plus grande qu'un rayon ultra-violet...

Il faut donc admettre une relation entre l'énergie d'un rayonnement et sa fréquence <sup>1</sup>.

**5. L'effet Compton.** — Une autre expérience assez récente (1921) est due au physicien américain *A. H. Compton*. Lorsqu'un rayonnement tombe sur un électron immobile, celui-ci est lancé dans une *direction quelconque* qui n'est généralement pas celle du rayon incident.

La vitesse ainsi communiquée à l'électron représente une certaine énergie soustraite au rayonnement. Or, on constate que la fréquence du rayonnement est changée, après le choc et, précisément, d'une quantité qui représente l'énergie cédée à l'électron. C'était, par exemple, un rayon violet qui avait rencontré l'électron; après le choc, c'est un rayon vert.

Cet effet est absolument inexplicable par la théorie des ondulations. Au contraire, tout est simple si l'on considère l'action du rayonnement *comme le choc d'une sphère contre une autre sphère*. Suivant l'incidence l'électron peut être renvoyé dans une direction quelconque et la sphère projectile continue son voyage avec une vitesse plus réduite, c'est-à-dire une énergie cinétique plus faible. S'il y a, comme nous l'exposons plus haut, une relation entre l'énergie et la fréquence, tout devient parfaitement clair.

**6. L'Ether lumineux.** — La théorie de Fresnel admettait que le rayonnement était dû aux vibrations transversales d'un milieu immatériel appelé l'*Ether lumineux* ou, simplement, l'Ether. Les deux termes : *milieu* et : *immatériel* sont déjà contradictoires. Mais les propriétés de l'Ether le sont encore plus. Il faut admettre que ce *fluide impondérable* est cependant plus rigide que l'acier. Malgré cela, il baigne l'Univers entier et se laisse traverser par les solides *sans accuser le moindre entraînement*.

Il est à noter, d'ailleurs, que la théorie de Maxwell permet de se passer de l'Ether. Il suffit de considérer les champs électriques et magnétiques de Maxwell non pas comme des réalités physiques, mais comme des aspects mathématiques particuliers du phénomène.

Néanmoins, d'irrésolubles difficultés se présentent dans certains cas.

1. La formule très simple, établie par la *théorie des quanta*, est la suivante :

$$\text{énergie} = \frac{hf}{c}$$

$h$  est une constante dite de « Planck » =  $6,55 \times 10^{-27}$  c. g. s.

$c$  la vitesse de la lumière dans le vide =  $3 \times 10^{10}$  cm/s

$f$  est la fréquence en cycles/s.

Les équations de Maxwell sont valables dans un milieu *en repos*. Mais si l'on veut, en toute exactitude, les appliquer dans un système en mouvement : sur terre, par exemple — puisque la terre tourne autour du soleil — on constate qu'elles ne sont valables qu'en tenant compte d'un certain *entraînement du milieu*. Les déformations qui en résultent doivent donc permettre de mesurer indirectement la vitesse de déplacement par rapport à l'Ether ou, ce qu'en termes plus imagés, on a appelé : le vent d'Ether.

Remarquons que ces raisonnements donnent à l'Ether un caractère de réalité physique. Il ne s'agit plus d'une fiction mathématique, mais d'un milieu de propagation concret.

Les physiciens *Michelson* et *Morley* imaginèrent l'expérience célèbre qui porte leur nom et qui devait permettre, non seulement de mettre en évidence ce vent d'éther, mais encore d'en mesurer avec précision l'importance.

Or, répétée dix fois, cent fois, dans des circonstances différentes de lieu, l'expérience de Michelson et Morley demeura toujours négative. Tout se passait comme si l'entraînement était nul ou... comme s'il n'y avait pas d'Ether. Pourtant, à l'époque, cette dernière conclusion ne fut pas retenue. On croyait si fermement à l'Ether qu'on n'hésita pas à faire des hypothèses plus ou moins étranges pour concilier les résultats de l'expérience et la théorie (contraction de Fitzgérald-Lorenz).

C'est en adoptant le second point de vue qu'Einstein développa sa théorie de la relativité d'après laquelle il était impossible de mesurer et de mettre en évidence un mouvement par rapport à l'Ether. En fait c'était nier l'Ether...

**7. Ondes et corpuscules.** — On ne connaît point de modèle mécanique qui soit l'image d'une onde hertzienne; par contre, on croyait connaître parfaitement la texture d'un rayon cathodique. On l'imaginait sous le même aspect que les projectiles sortant du canon d'une mitrailleuse à tir rapide. Mais il s'agissait là de projectiles extraordinairement petits : les électrons. Cela est si vrai que les Anglais nomment l'anode d'un tube à rayons cathodiques *un canon à électrons* (gun). Un rayon cathodique, c'était donc une gerbe d'électrons. Dans ce cas il ne pouvait être question d'oscillations ou d'ondulations.

Or, en 1927, *C. Davisson* et *L. H. Germer* purent obtenir d'incontestables figures de diffraction avec des rayons *purement électroniques*. On avait cru que la production des phénomènes de diffraction et d'interférence était la signature irrécusable d'un état ondulatoire; or les expériences

de *Davisson* et *Germer* montraient indiscutablement que des corpuscules pouvaient se comporter exactement comme des ondulations. Ces expériences ont, depuis, été reprises sous mille formes différentes; elles ont donné des résultats constants. Bien mieux, on obtient encore les mêmes figures de diffraction en utilisant un rayon cathodique si peu intense que les électrons arrivent un à un et sont séparés par un intervalle relativement considérable. Nous verrons que cette observation entraîne des conséquences très importantes.

Si, malgré la certitude, il est nécessaire d'associer la notion *d'onde* à celle *de corpuscule*, on est en droit de se demander si dans le rayonnement, où la notion d'onde joue un rôle incontestable, il n'est pas nécessaire de faire intervenir également la notion *de corpuscule*.

**8. Idées modernes sur le Rayonnement. Théorie des quanta.** — Les résultats expérimentaux fournis par l'effet photo-électrique et par l'effet Compton deviennent parfaitement explicables si l'on suppose que l'énergie du rayonnement n'est pas répartie régulièrement tout le long de sa trajectoire mais qu'elle existe, au contraire, sous *une forme granulaire*. En d'autres termes, un rayonnement d'une longueur d'onde donnée est constitué par des *atomes de rayonnement* ou *photons*. Ces photons sont d'autant plus serrés et plus nombreux que *l'intensité* de rayonnement est plus grande.

Les photons sont différents quand la fréquence est différente. Ils transportent une énergie d'autant plus grande que la fréquence est plus élevée. Remarquons que cette observation correspond en gros avec l'observation journalière : un rayon gamma traverse facilement 2 ou 3 centimètres de plomb, un rayon X, dont la fréquence est plus faible, sera arrêté par quelques millimètres de plomb. Un rayon cosmique traverse plusieurs décimètres de plomb...

D'une manière plus précise, des expériences admirables ont permis de vérifier la théorie des *quanta* de rayonnement qu'*Einstein* imagina en 1905. Un *quantum*, c'est ce que nous avons nommé plus haut *un photon*, c'est, en somme, *un atome*, ou *un grain de rayonnement*. Une relation simple existe entre la fréquence  $f$  d'un rayonnement et l'énergie représentée par un photon. On a, en effet :

$$\text{énergie} = \frac{hf}{c}$$

$c$  est la vitesse de rayonnement dans le vide, soit  $3 \times 10^{10}$  cm. et  $h$  une constante dite *constante de Planck* égale à  $6,55 \times 10^{-27}$  c.g.s. (ergs par seconde).

Cette constante intervient, d'ailleurs, dans un nombre considérable de phénomènes physiques.

La relation précédente montre que l'énergie est tout simplement proportionnelle à la fréquence, ce qui permet précisément d'expliquer l'effet photoélectrique signalé plus haut.

Un photon, comme un électron, n'a point de dimensions, mais il a une masse. Remarquons d'ailleurs que, d'après les théories d'Einstein, la conception de masse découle naturellement de la constatation d'une énergie transportée par un photon. En effet : toute énergie est pesante. On peut déduire de cela que, dans un lieu où règne la pesanteur, c'est-à-dire, en présence de matière, la lumière, comme tous les rayonnements, est déviée et ne se propage pas en ligne droite. Depuis, cette vue théorique a été maintes fois vérifiée. Cette vérification ne peut d'ailleurs s'effectuer que dans les espaces cosmiques, quand la trajectoire d'un rayon lumineux passe au voisinage d'une masse énorme, comme celle du soleil, par exemple.

On pourrait dire que le Rayonnement est la forme noble de l'énergie; c'est, en fait, de *l'énergie à l'état pur, c'est-à-dire dégagée de toute matière*. C'est, qu'en effet, les photons ne sont pas de la matière. Un électron est pratiquement indestructible. Il ne disparaît que dans le cas exceptionnel où il entre en contact avec un *positon* ou *électron positif*<sup>1</sup> — mais il s'agit d'un accident extraordinairement rare. Au contraire, un photon rencontrant un atome, un électron, un proton, peut céder son énergie et disparaître complètement.

Inversement, on produira du rayonnement chaque fois que, par un moyen quelconque, *on pourra détacher une certaine énergie de la matière*.

Mais la division du rayonnement en grains ou corpuscules séparés ne doit nullement nous ramener aux anciennes vues de Newton. Les ondes subsistent. Toutefois, *elles ne sont plus des ondes réelles, c'est-à-dire comparables aux ondes sonores ou ondes du bassin produites par une pierre. Soit une trajectoire de rayonnement. Les photons sont répartis tout le long de cette courbe comme les balles d'une mitrailleuse dans la ligne de tir. Mais ils ne sont pas régulièrement répartis*.

Si l'on considère un point quelconque de cette trajectoire on peut chercher à définir la chance que l'on a, à l'instant considéré, d'y trouver un photon. Or, la fonction qui exprime cette chance, est précisément la fonction périodique, *la fonction d'ondes*.

En résumé, les ondes associées aux photons du rayonnement sont des *ondes de probabilité*. Ce ne sont donc pas des ondes réelles, mais comme

1. Voir Tome I : page 13.

nous l'avons déjà écrit, *des ondes mathématiques*. Il est d'ailleurs remarquable d'observer que cette fonction d'onde, indiquée par le symbole  $\Psi$  est une *fonction complexe* (imaginaire). L'idée d'onde traduit nécessairement un des aspects du rayonnement; mais n'en donne qu'une image singulièrement réduite.

Si nous projetons un cône à base circulaire sur un plan perpendiculaire à son axe, nous obtiendrons un cercle. Si nous le projetons sur un plan parallèle nous obtiendrons un triangle. Si nous imaginions des êtres à deux dimensions, un cône pourrait leur apparaître tantôt comme un cercle tantôt comme un triangle. Dans leur esprit, où manque le sens de la profondeur, les deux notions de cercle et de triangle sont inconciliables. Ils ne pourront comprendre pourquoi le même objet revêt tantôt un aspect, tantôt l'autre. Si ce monde est peuplé de mathématiciens ils pourront peut-être donner une explication parfaitement logique du phénomène, mais leur raisonnement sera absolument incompréhensible à ceux de leurs semblables qui ne sont pas mathématiciens.

Il est très probable qu'en présence du rayonnement, nous sommes comme seraient des êtres à deux dimensions en présence d'un cône ou d'une sphère. Aussi nous trouverons-nous dans l'impossibilité absolue d'imaginer un modèle mécanique de rayonnement. Il convient d'ajouter, d'ailleurs, qu'au moment où nous rédigeons ce texte, si les bases de la théorie du rayonnement sont incontestablement fixées, des incertitudes subsistent, même dans l'exposé mathématique de la question. La texture du photon n'est pas déterminée. Il faut, en particulier, pouvoir expliquer la polarisation du rayonnement et les disparitions des photons. L. de Broglie a imaginé un photon constitué par deux moitiés complémentaires qui semble pouvoir résoudre la difficulté.

Quoi qu'il en soit, l'exposé précédent, avec ses inévitables lacunes dues à l'emploi du langage ordinaire, montrera à nos lecteurs combien les idées modernes, admises par tous les physiciens, sont éloignées des conceptions simplistes d'un Ether vibrant comme vibre l'atmosphère sous l'influence d'une onde sonore.

**9. Note résumée sur la nature du rayonnement électromagnétique.** — La lumière visible, l'ultra-violet, les rayons X, etc., et les rayonnements utilisés en radio sont des phénomènes de même nature. Le rayonnement n'est pas une vibration quelconque de l'Ether; milieu de propagation. Les physiciens modernes rejettent complètement la notion d'éther. Ceux qui emploient encore le mot le prennent dans le sens d'*espace* ou de *champ*.

Le rayonnement présente à la fois l'aspect corpusculaire (photons) et l'aspect ondulatoire. Les ondes en question ne sont pas réelles, mais sont des ondes statistiques ou de probabilité. Le rayonnement, c'est de l'énergie à l'état pur, complètement séparée de la matière. Les photons sont, en somme, des grains d'énergie. A l'inverse des grains d'électricité (électron, proton, etc...) les grains de rayonnement peuvent s'annihiler complètement en cédant leur énergie. C'est ce qu'on observe dans l'effet photoélectrique où l'énergie du rayonnement est utilisée pour extraire des électrons de la matière.

Dire, comme la plupart des vulgarisateurs, que le rayonnement électromagnétique est constitué par un champ magnétique et un champ électrique qui se propagent à angle droit n'est pas définir le rayonnement. C'est, tout au plus, en signaler un aspect tout à fait spécial.

## APPENDICE

### *Rayons Cosmiques.*

Au moment de la rédaction de la première partie de cet ouvrage, les physiciens classaient les rayons cosmiques parmi les manifestations du rayonnement électromagnétique. Les idées à ce sujet ont évolué et la tendance actuelle est de les considérer comme des rayons corpusculaires, c'est-à-dire de même nature que les *rayons cathodiques* ou les rayons positifs. Leur pouvoir de pénétration et leur pouvoir ionisant énormes s'expliqueraient par la grandeur de l'énergie mise en jeu qui serait de l'ordre de  $10^{15}$  électron volts. Les projectiles seraient des corpuscules ayant une masse plus de cent fois supérieure à celle de l'électron et qui ont été baptisés *mesotrons* ou *méson*.

Comme il ne s'agit encore que d'hypothèses, nous avons cru devoir maintenir notre texte de la première édition.

## CHAPITRE II

### Propagation du rayonnement hertzien.

#### 10. Généralités. Classification du rayonnement hertzien. —

Nous avons déjà eu l'occasion de signaler que les propriétés générales du rayonnement électromagnétique varient considérablement avec sa fréquence. Une feuille de verre laisse passer la lumière visible mais arrête l'ultra-violet. Une feuille de carton, opaque à la lumière visible, est transparente pour les rayons X. L'atmosphère terrestre laisse venir à nous une partie seulement du rayonnement solaire. Heureusement pour nous, elle arrête la plus grande partie des rayons ultra-violetsinon les conditions d'existence sur le globe seraient profondément modifiées.

Les rayonnements que nous allons plus spécialement étudier correspondent à des longueurs d'ondes échelonnées entre quelques centimètres et plusieurs kilomètres. Il n'est donc pas étonnant de constater que les diverses catégories ne se propagent point de la même manière.

Pour éviter toute ambiguïté nous classerons les diverses catégories de rayonnement hertzien en utilisant les qualificatifs recommandés par le comité consultatif de Radio-Électricité (La Haye — Mai 1929) et en ajoutant le qualificatif « petites ondes » utilisé habituellement pour une des gammes de radiodiffusion.

supérieure à 3.000 m. ou fréquence inférieure à 100 kc/s.....	<i>Ondes longues.</i>
$\lambda$ comprise entre 3.000 et 600 mètres ou fréquence comprise entre 100 et 500 kc/s.....	} <i>Grandes ondes</i> {
$\lambda$ comprise entre 600 et 200 mètres ou fréquence comprise entre 500 et 1.500 kc/s.....	
$\lambda$ comprise entre 200 et 50 mètres ou fréquence comprise entre 1.500 et 6.000 kc/s.....	<i>Ondes intermédiaires.</i>
$\lambda$ comprise entre 50 et 10 mètres ou fréquence comprise entre 6.000 et 30.000 kc/s.....	<i>Ondes courtes.</i>
$\lambda$ comprise entre 10 et 1 mètre ou fréquence comprise entre 30.000 et 300.000 kc/s.....	<i>Ondes très courtes.</i>
$\lambda$ Au-dessous de 1m. ou fréquence comprise au-dessus de 300 mégacycles.....	<i>Ondes ultra-courtes.</i>

En gros, on constatera naturellement que la propagation du rayonnement rappelle de plus en plus celle de la lumière à mesure que la fré-

quence augmente. Mais, dans le détail, des différences très notables doivent être signalées.

### 11. Historique résumé de la découverte des ondes hertziennes. —

Il est certain que la découverte, tout au moins théorique, des ondes hertziennes est due à *John Clerk Maxwell*, créateur de la théorie électromagnétique qui porte son nom. Il nous est naturellement impossible d'exposer ici, même sous forme d'un résumé, la substance des travaux de Maxwell. On peut dire, en quelques mots, qu'il sut mettre en équation toutes les connaissances qu'on avait de son temps sur l'électricité. L'interprétation générale des équations ainsi formées permit à Maxwell de prévoir l'existence d'*ondes électromagnétiques* et d'observer que la lumière était un cas particulier de ce phénomène. Il est tout à fait remarquable d'observer que les théories de Maxwell *ne font pas appel à l'Ether*. Il suffit de considérer simplement les champs magnétiques et électriques comme deux vecteurs, c'est-à-dire deux êtres mathématiques, pour que la théorie de Maxwell demeure conciliable avec les vues actuelles. Dans ces conditions, l'Ether s'identifie à l'espace, c'est-à-dire à l'endroit dans lequel peuvent se développer les champs de force.

Un peu plus tard, l'exactitude des vues théoriques de Maxwell fut brillamment démontrée par les célèbres expériences de *Hertz* (1887) qui sut produire des ondes hertziennes, les détecter et montrer que, compte tenu de la longueur d'onde différente, leurs propriétés étaient celles des rayons lumineux. Il faut, d'ailleurs, remarquer que les ondes de Hertz étaient des *ondes ultra-courtes*, ce qui lui permit de mettre mieux en évidence leur parenté avec les rayons lumineux.

Les expériences de Hertz furent reproduites dans tous les pays du monde. Elles permirent à Branly d'établir son cohéreur à limaille qui fut, en somme, le premier détecteur d'ondes présentant une sensibilité appréciable. Il fut possible de détecter les ondes à une distance de plusieurs dizaines de mètres, entre deux salles éloignées d'un même immeuble, par exemple.

Mais, à l'époque, on considérait certainement les ondes hertziennes comme une curiosité de laboratoire. Personne ne songeait à en appliquer le principe pour établir des communications sans fil de pays à pays, encore moins, de continent à continent.

Le premier dispositif théorique de télécommunication sans fil a, sans doute, été imaginé par *Sir Oliver Lodge* en 1893.

Deux ans plus tard, les premiers résultats furent obtenus par le Russe *Popoff* dans la radé de Cronstadt.

Peut-être cependant, un seul homme eut-il le pressentiment de l'avenir prodigieux du rayonnement hertzien. Cet homme, *Marconi*. Ce fut lui qui, en 1896, transmit le premier message entre l'Angleterre et la France.

Les travaux de *Blondel* en France, de *Sir Oliver Lodge* en Angleterre, de *Braun* en Allemagne permirent de mettre en évidence les avantages importants procurés par l'utilisation des phénomènes de résonance<sup>1</sup>. Grâce à leur application, *Marconi* poursuivant avec ténacité son labeur, établit, le 12 décembre 1901, la première radiocommunication entre *Poldhu, au Pays de Galles* et *Terre-Neuve*. De ce jour, la télégraphie sans fil était née. Quelques années plus tard, des stations définitives les premières du monde, furent installées à *Clifden* en Irlande et à *Glace-Bay* en Nouvelle-Ecosse.

En ces débuts de la radioélectricité, et pendant de longues années suivantes, on ne savait produire que des ondes amorties. Pour augmenter la puissance rayonnée il fallait nécessairement développer davantage l'antenne d'émission. Et cela conduisait à augmenter la longueur d'onde. Aussi, pendant les premières années de son développement, la T. S. F. utilisa des longueurs d'ondes de plus en plus grandes. Un peu plus tard l'emploi des ondes entretenues permit de transformer plus efficacement la puissance motrice. Les systèmes utilisés furent d'abord les *systèmes à arc* ; puis un peu plus tard, le *timed-spark system*, de *Marconi*, puis les *alternateurs à haute fréquence*. Ces derniers permettaient d'obtenir plus facilement les fréquences les plus basses et, par conséquent, on était encore amené à transmettre sur des longueurs d'ondes très grandes. Les premières stations transcontinentales utilisaient des longueurs d'onde de l'ordre de 8.000 à 10.000 mètres.

Plus tard, des stations comme *Bordeaux-Lafayette, Sainte-Assise*, employèrent des longueurs d'onde de l'ordre de 20.000 mètres. Les radiateurs d'ondes étaient alors des nappes énormes se développant sur plusieurs kilomètres carrés, soutenues à des hauteurs de 200 à 250 mètres par de nombreux pylônes. Les stations de cette époque (1918-1923) étaient d'un prix d'établissement très élevé. La puissance rayonnée pouvait atteindre 1.000 kilowatts.

Bien entendu, il n'était pas question de communications radiotéléphoniques : les longueurs d'ondes utilisées l'interdisaient et, de plus, on manquait du moyen de contrôler la modulation.

Malgré les énormes puissances mises en jeu, les transmissions étaient

1. Voir Tome I, n° 169, page 189.

souvent fortement gênées par les parasites atmosphériques. Il fallait souvent interrompre le trafic pendant des heures, et, parfois, pendant plusieurs jours.

**12. L'ère des ondes courtes**<sup>1</sup>. — Pourtant, dès 1916, la mise au point des lampes triodes permettait d'obtenir assez facilement du rayonnement hertzien sur les courtes longueurs d'ondes. *Mais il est absolument certain que les avantages des ondes courtes échappaient à tout le monde.* Pour les liaisons dépassant quelques centaines de kilomètres on estimait qu'une longueur d'onde supérieure à 1.000 mètres était indispensable.

Pratiquement, les plus faibles longueurs d'ondes utilisées étaient de l'ordre de 300 mètres (pour les stations des bateaux) et de 600 mètres pour les stations côtières.

La longueur d'onde de 200 mètres et *toutes les longueurs d'ondes plus courtes* avaient été allouées aux amateurs. Il est juste de dire que ceux-ci avaient considéré ce cadeau comme étant sans intérêt et qu'ils réclamaient, dans certaines circonstances, l'usage de la longueur d'onde de 1.000 mètres.

Quoi qu'il en soit, les amateurs, n'ayant point les préjugés des professionnels, cherchèrent à tirer le meilleur parti de leur domaine.

Ils observèrent, assez rapidement, que dans certains cas, malgré des puissances dérisoires à l'émission, l'onde de 200 mètres permettait de réaliser d'étonnantes portées. C'est ainsi que, parfois, les essais des amateurs américains étaient entendus en Angleterre et en France.

Ces observations incitèrent les amateurs à effectuer des expériences systématiques. Après quelques mises au point, la tentative réussit parfaitement, entre le 7 et le 28 décembre 1921, *vingt-sept émissions d'amateurs furent entendues en Angleterre*, par le délégué des émetteurs américains, *Paul Godley*.

Ces essais eurent sans doute une influence décisive sur les idées de certains techniciens. La radiotélégraphie militaire française, sous l'impulsion du *Colonel Chaulard*, entreprit des essais sur 45 mètres qui furent entendus, malgré les imperfections du matériel récepteur, jusqu'à des distances considérables.

L'amateur français, *M. Léon Deloy*, installa un émetteur sur 109 mètres dont les signaux, parfaitement perçus aux Etats-Unis par *F. H. Schnell*, incitèrent les deux expérimentateurs à tenter de réaliser une liaison bilatérale. Le 28 novembre 1923, l'expérience réussit parfaitement.

1. Pour plus de détail, on consultera avec profit *Ondes courtes et Ondes très courtes*, par L. Chrétien. E. Chiron, éditeur.

*Moins de six mois après, les amateurs avaient réalisé la liaison avec tous les continents...*

Les possibilités des ondes courtes étaient démontrées. Les spécialistes des grandes compagnies (*Marconi en Angleterre, Telefunken en Allemagne, R. C. A. aux Etats-Unis*) travaillèrent la question. *Marconi* réalisa en juillet 1924, une liaison absolument sûre avec l'*Australie* en utilisant l'onde de 92 mètres; puis des liaisons, de jour, avec *Montréal, Rio de Janeiro, Buenos-Aires, Sydney*, sur 30 mètres.

En Allemagne, la liaison *Berlin-Buenos-Aires* n'avait jamais pu être réalisée d'une manière convenable, malgré des puissances de l'ordre de 1.000 kilowatts. *Sur ondes courtes, la liaison est obtenue du premier coup avec une puissance de quelques kilowatts; elle est assez sûre pour permettre l'échange de télégrammes en manipulation automatique à grande vitesse...*

Les stations de trafic commercial sur ondes courtes se multiplièrent avec une rapidité prodigieuse. Elles permirent de tisser, sur la surface du globe, un véritable réseau de liaisons diverses, présentant la plus grande sécurité d'exploitation. Les continents sont, dès lors, réunis non seulement par la voie télégraphique, mais par la voie téléphonique. Grâce aux ondes courtes, vous pouvez de Paris, appeler directement au téléphone, un correspondant de *Tokio, de Melbourne, de Buenos-Aires* ou de *New-York...*

**13. — Comment on en vint à utiliser les ondes courtes. —** Est-il possible de noter les raisons profondes de l'évolution signalée dans le paragraphe précédent? Pourquoi, tout d'abord, cet essor prodigieux des ondes longues, suivi bientôt d'un abandon à peu près complet? Pourquoi les propriétés singulières des ondes courtes n'ont-elles pas été étudiées dès le début? Pourquoi réaliser à grands frais des stations de 500 ou 1.000 kilowatts et des antennes géantes, alors que des résultats bien meilleurs eussent pu être obtenus, beaucoup plus économiquement, en utilisant les ondes courtes?

Tout cela s'explique très facilement. Ainsi qu'il a déjà été écrit plus haut, *les moyens dont on disposait à l'époque ne permettaient de produire une puissance rayonnée considérable qu'en utilisant les ondes longues.* La propagation de celles-ci était plus régulière : les mêmes résultats étaient obtenus de jour et de nuit. Pour augmenter la sécurité des communications, il n'y avait d'autres moyens que d'augmenter la puissance rayonnée. Mais, pour augmenter la puissance rayonnée, on augmentait la longueur d'onde. Ainsi, successivement, on utilisa les longueurs d'ondes de 10.000 puis 15.000, 20.000, 25.000 mètres. On envisageait l'emploi de l'onde

de 30.000 mètres quand furent révélés les premiers résultats stupéfiants donnés par les ondes courtes.

A cette époque, on était en possession de moyens largement suffisants pour produire, sans difficulté, du rayonnement correspondant à de très hautes fréquences. On vivait un peu sur cette idée que plus la longueur d'onde était réduite, et plus la portée utile était, elle-même, réduite. L'expérience semblait d'ailleurs confirmer cette opinion. Quelques techniciens avaient entrepris des essais sur les ondes courtes. Ils avaient observé que l'intensité de réception décroissait très rapidement quand on s'éloignait de l'émetteur. A cent ou cent cinquante kilomètres, parfois moins encore, les signaux devenaient inaudibles. Comment les expérimentateurs auraient-ils pu supposer que cette disparition ne trahissait qu'une *zone de silence* au-delà de laquelle les signaux étaient audibles de nouveau avec une puissance et une stabilité plus grandes?

D'autre part, quand les signaux étaient perçus, on pouvait noter que l'intensité de réception n'était pas stable. Elle variait, sans cause apparente, dans des proportions considérables. Parfois, on constatait un évanouissement complet (fading) qui durait un temps plus ou moins long.

Enfin, pour calculer les stations émettrices on utilisait la formule semi-empirique *d'Austin-Cohen* qui permettait de calculer la longueur d'onde et la puissance d'une station en fonction de la distance.

Les résultats fournis sur ondes longues étaient en accord assez bon avec les mesures faites pour la vérification. Or, si l'on voulait appliquer cette formule pour les ondes inférieures à 600 mètres, on arrivait à des absurdités. On en concluait, à tort, que ces longueurs d'ondes n'étaient utilisables que pour des communications à très courtes distances.

Ainsi, tout semblait démontrer que les ondes inférieures à 200 mètres ne présentaient absolument aucun intérêt.

*Ce sont incontestablement les résultats obtenus par les amateurs qui attirèrent l'attention des spécialistes.* Il y eut une première période d'incrédulité, puis on se demanda si les résultats n'étaient pas dus à un hasard heureux, et, enfin, devant la certitude et la constance des succès, on se décida à entreprendre des expériences. Celles-ci furent absolument concluantes.

Aujourd'hui, on peut affirmer que si les longueurs d'ondes supérieures à 5.000 mètres sont encore utilisées dans quelques rares circonstances, c'est uniquement parce que les stations existent. Si elles n'étaient pas construites on ne songerait certes pas à les construire. Il est donc fort probable que ces longueurs d'ondes seront peu à peu abandonnées.

**14. Avantages des ondes courtes.** — Les avantages présentés par l'utilisation des ondes courtes sont évidents et peuvent s'exposer en quelques lignes :

*a) Économie d'établissement.* — La construction des stations est beaucoup moins coûteuse. Les émetteurs eux-mêmes sont peut-être un peu plus compliqués, mais la puissance nécessaire étant plus réduite, les problèmes de l'alimentation se trouvent notoirement simplifiés.

Les radiateurs de rayonnement (antennes émettrices) sont beaucoup plus simples et ne demandent pas l'établissement de nombreux pylônes très élevés. Dans certains cas, un simple conducteur vertical (Doublet) constitue une excellente antenne. Le rendement électrique des antennes est bien meilleur. Le rendement d'une antenne comme celle de *Croix D'Hins* ou de *La Doua* était de l'ordre de 10 à 15 % alors qu'on peut atteindre 90 % sur les ondes courtes.

*b) Économie d'exploitation. Ondes dirigées.* — La puissance nécessaire pour réaliser efficacement une certaine liaison est incomparablement plus faible qu'avec les ondes longues. Un seul exemple typique suffira à le montrer; la liaison Berlin-Buenos-Aires n'était pas assurée avec sécurité sur les ondes longues en utilisant une puissance de 1.000 kilowatts. Sur les ondes courtes, les conditions d'exploitation étaient bien meilleures avec une puissance de 2 kilowatts seulement.

Cette économie d'exploitation est encore améliorée en utilisant des antennes spéciales qui permettent de concentrer l'énergie rayonnée dans la direction du correspondant.

De cette manière, on augmente très nettement le rendement et, en même temps, on assure, dans une certaine mesure, le secret des communications.

*c) Radiotéléphonie Duplex.* — Les ondes courtes permettent la liaison radiotéléphonique et les transmissions d'images ou de documents photographiques.

*d) Perturbations atmosphériques.* — Les transmissions sur ondes courtes, surtout pour les longueurs d'ondes inférieures à 30 mètres, ne sont pratiquement pas gênées par les perturbations atmosphériques.

*e) Étendue des fréquences disponibles.* — La bande correspondant aux ondes courtes (entre 50 et 10 m.) permet de placer un nombre considérable de stations. En allouant à chaque émetteur une bande de fréquence de 5 kc/s, on peut placer 4.800 transmissions.

Dans la bande des ondes longues, de 3.000 à 30.000 mètres, on ne peut placer que 18 transmissions seulement. On est donc amené à réduire considérablement la bande disponible pour chacune d'elles. Les brouillages

sont beaucoup plus importants. A l'époque de leur utilisation on était souvent amené à utiliser de véritables filtres basse fréquence.

**15. Propagation en fonction de la longueur d'onde et de la distance. Généralités.** — Nous avons déjà noté que la propagation d'un rayon X est bien différente de celle d'un rayon infra-rouge. On ne doit donc pas s'étonner si la propagation des *ondes longues* est différente de celle des *ondes moyennes* ou *courtes*. Les classifications du rayonnement hertzien, indiquées dans le paragraphe 10, ont précisément été établies en tenant compte des caractéristiques de propagation.

Toutefois, nous insistons à nouveau sur ce fait évident que ces divisions sont un peu arbitraires. On passe insensiblement d'une catégorie à une autre catégorie sans rencontrer de frontière bien nette. Ainsi l'onde de 60 mètres peut, dans certains cas, se comporter comme une onde intermédiaire et, dans certains autres cas, comme une onde courte.

Il importe de comprendre que, dans ces domaines, il n'existe pas de lois rigides, mais que les indications données sont des *lois statistiques*, c'est-à-dire établies en faisant la moyenne d'un grand nombre d'observations.

Dans certaines occasions, on pourra donc observer des résultats qui seront en apparente contradiction avec les indications notées un peu plus loin. Il n'en faudra rien conclure, car il s'agira d'observations isolées.

**16. Propagation des ondes longues (30.000 m. à 3.000 m. ou 10 kc/s à 100 kc/s).** — Cette catégorie de rayonnement est caractérisée par une grande régularité de propagation. C'est d'ailleurs ce qui avait séduit les premiers expérimentateurs. Les ondes longues se propagent sensiblement de la même manière de jour et de nuit, elles ne subissent pratiquement pas l'influence des saisons.

L'intensité de réception décroît régulièrement à mesure qu'on s'écarte davantage de l'émetteur. On rencontre toutefois un renforcement sensible au point antipode.

**17. Propagation des ondes moyennes (3.000 à 600 m.). (100 à 500 kc/s).** — Cette catégorie de rayonnement est souvent dénommée *grandes ondes* sur les récepteurs de radiodiffusion. Le *Comité consultatif de Radio-Électricité* englobe dans la même catégorie les *Petites Ondes* de la radio-diffusion. C'est ne pas tenir compte de différences de propagation que tout auditeur peut observer facilement.

Ces *grandes ondes* se comportent très sensiblement comme les *ondes longues* c'est-à-dire qu'elles ont une propagation extrêmement régulière.

Toutefois, on peut déjà observer une légère différence entre la propagation diurne et nocturne, quand il s'agit d'écoute à grande distance (au delà, de 1.500 km.). Ainsi, certaines stations, comme les émetteurs russes, sont entendues avec une intensité nettement plus grande quand la nuit est tombée. D'autre part, on peut observer, pendant les transmissions nocturnes, des variations d'intensité généralement d'amplitude assez faible, mais dont la période est relativement longue (20 ou 25 minutes, par exemple). Un graphique d'enregistrement ci-joint (fig. 3) met bien ces caractéristiques en évidence.

**18. Propagation des petites ondes (600 m. à 200 m.) (500 à 1.500 kc/s).** — *Phénomènes d'évanouissement.* — La propagation est parfaitement régulière et stable; tant qu'il s'agit de distances relativement faibles, c'est-à-dire inférieures à 100 kilomètres.

Au delà de 100 kilomètres, on observe une grande différence entre la propagation diurne et la propagation nocturne. Pendant le jour, la réception est stable et relativement faible. Les variations d'intensité sont à peine sensibles et ne sont observables que dans certains cas où interviennent probablement des facteurs locaux.

Dès que le soleil commence à s'incliner sur l'horizon (vers 14 h. en hiver, vers 20 h. 30 en été) on observe un renforcement de l'émission qui s'accroît à mesure que la lumière baisse. Pour les stations très lointaines, ce renforcement atteint des valeurs considérables. Il semble, alors, que le facteur *distance* devienne inexistant. Il n'est pas exceptionnel d'entendre une station de quelques kilowatts, éloignée de 500, 1.000 ou même 1.500 km. avec une intensité plus grande qu'une station plus puissante située à 100 km. seulement. Mais cette réception n'est pas stable. On observe facilement qu'elle est sujette aux *phénomènes d'affaiblissement, ou d'évanouissement* (en anglais : *fading-effect* ou simplement : *fading*). En d'autres termes, l'intensité d'audition varie d'instant en instant. Fréquemment, des périodes assez longues d'audition puissante sont coupées par des brusques *trous* pendant lesquels l'intensité du champ hertzien devient, par exemple, 100.000 fois plus faible.

Les caractéristiques des phénomènes d'évanouissement dépendent principalement des facteurs suivants (voir fig. 4 et 5) :

- a) *Distance entre émetteur et récepteur.*
- b) *Forme de l'antenne d'émission.*
- c) *Longueur d'onde de la transmission.*
- d) *Facteurs géographiques aux deux stations.*
- e) *Conditions de propagation.*

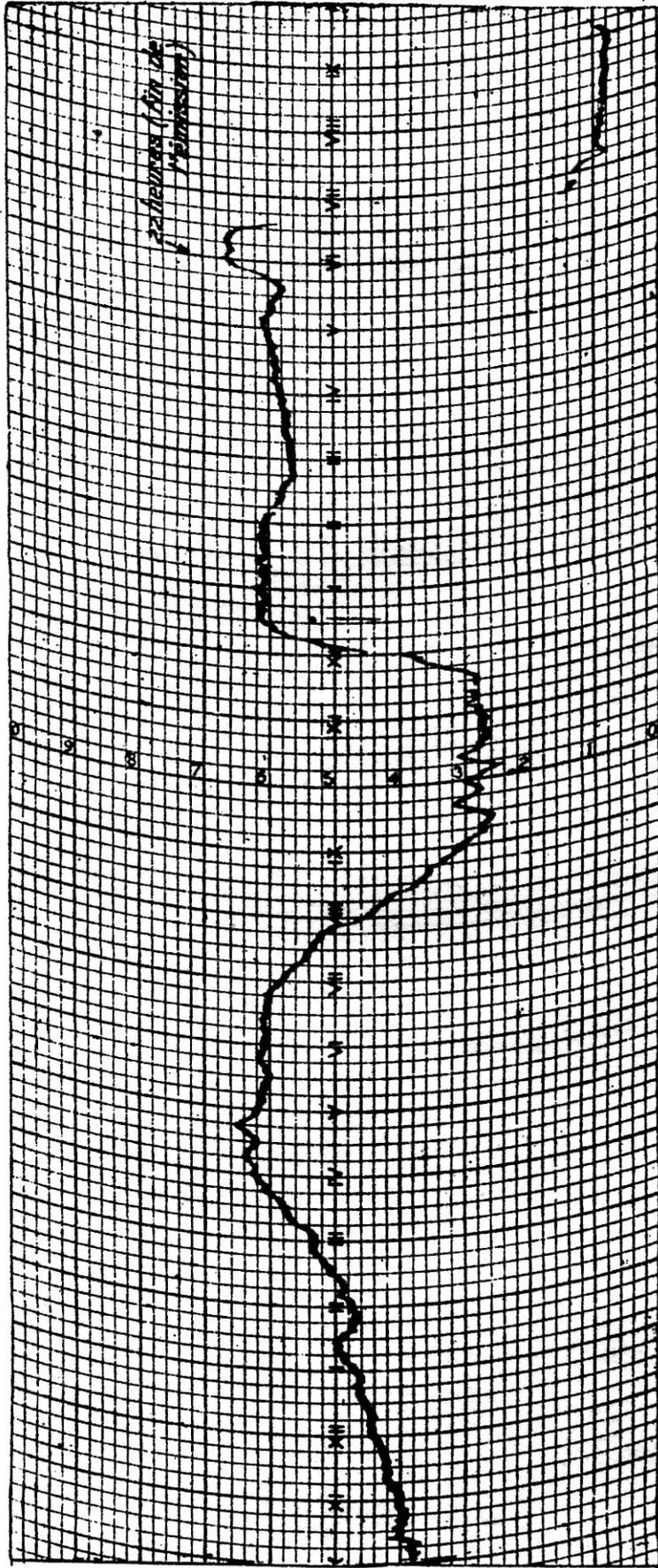


Fig. 3. — Enregistrement de Moscou n° 1,175 kc/s, 1,744 m. — Durée de l'enregistrement 1 h. 35 m.

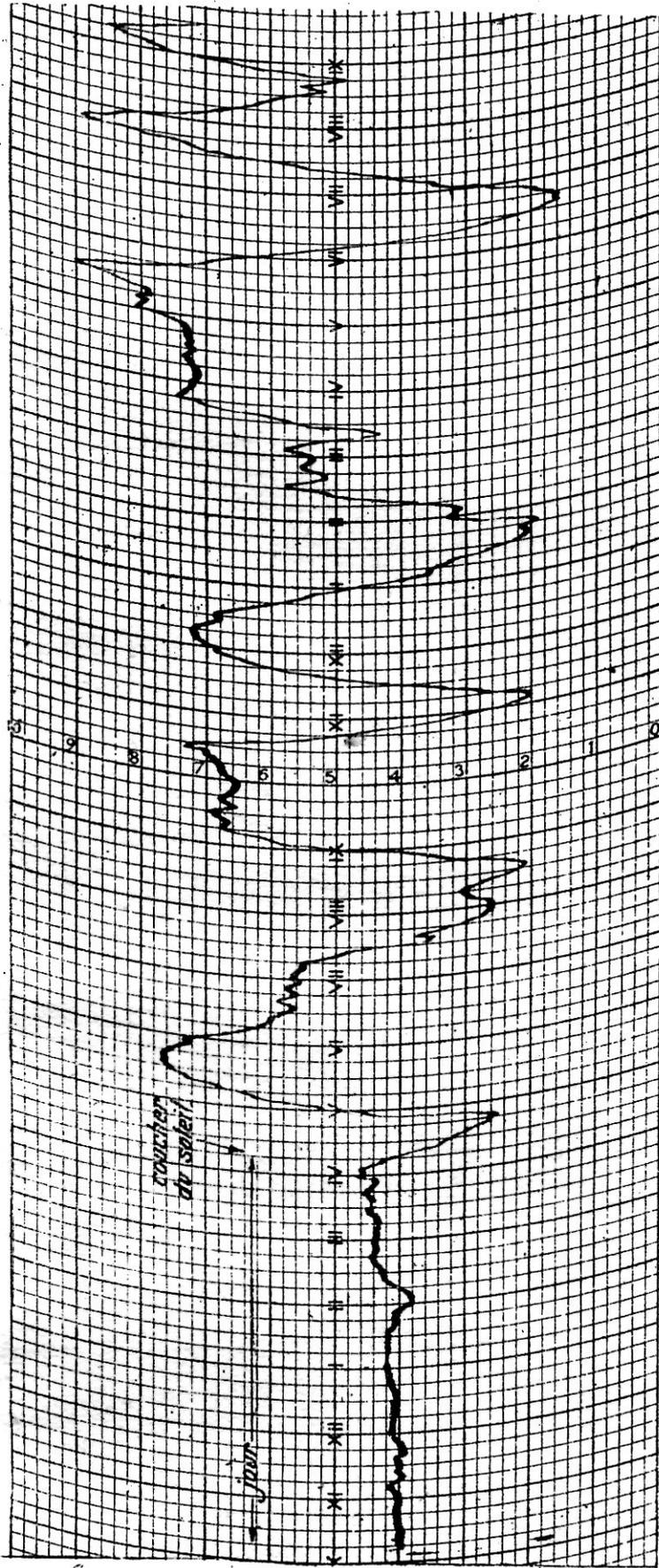


Fig. 4. — Réception de Londres régional 342 m. 1. — Durée de l'enregistrement 1 h. 30.

Dans le graphique (fig. 4) on voit nettement la différence entre les conditions de jour et de nuit. Le graphique figure 5 montre que, pour une onde plus courte, la fréquence des évanouissements est plus grande.

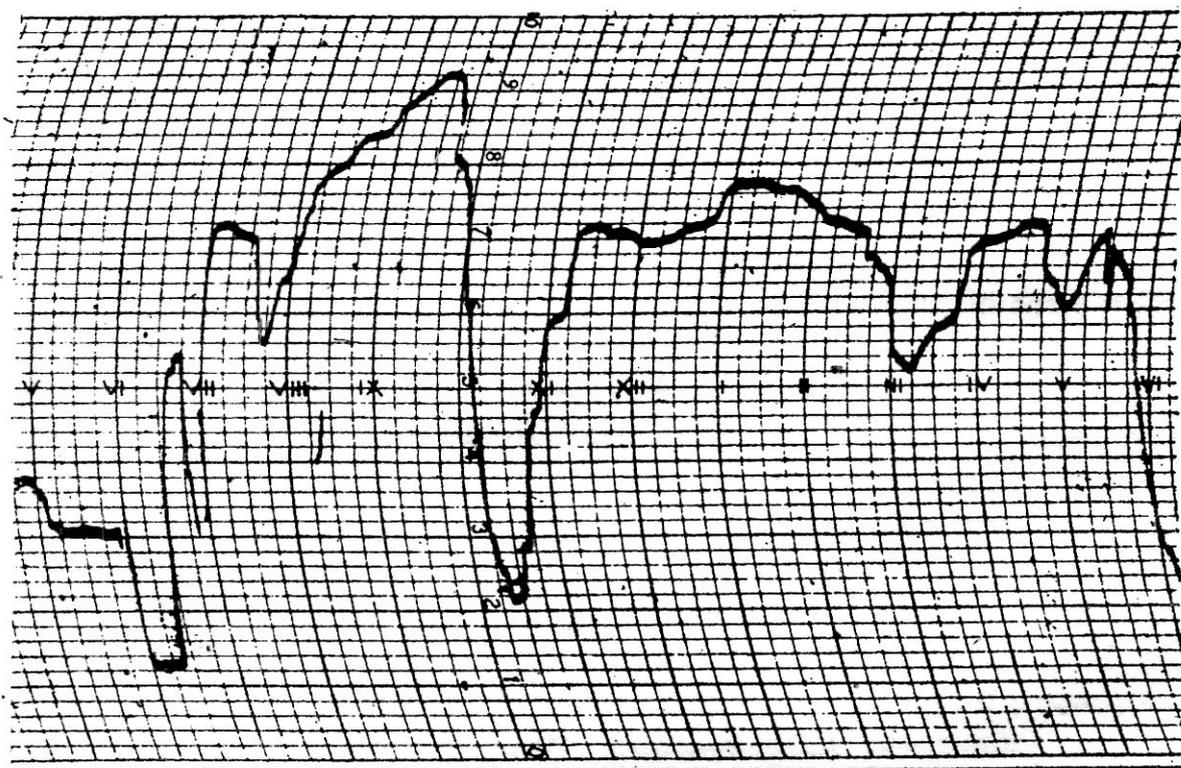


Fig. 5. — Réception de Londres (261 m.). Durée : 22 minutes.

19. a) **Distance.** — En s'éloignant progressivement d'un émetteur on trouve d'abord *une zone de réception directe*, dans laquelle il n'y a pratiquement pas de phénomènes d'évanouissement. La réception faiblit naturellement à mesure qu'on s'éloigne. Le rayon de cette zone semble dépendre uniquement de la longueur d'onde. En moyenne, pour la gamme 200/600 m., il est compris entre 100 et 200 kilomètres. La puissance rayonnée agit naturellement sur l'étendue de cette zone; elle agit également sur l'intensité de réception à l'intérieur.

La zone de réception directe se termine à *la distance critique*. Dans cette seconde zone, la réception diurne est encore considérable. Les phénomènes d'évanouissement y prennent une amplitude particulièrement grande; ils sont fréquemment accompagnés de distorsion.

Ainsi, par exemple, la zone critique, pour *le Poste Parisien* correspond à une distance de l'ordre de 100 à 200 kilomètres.

Dans ce rayon, il n'est pas rare d'observer que les auditions diurnes sont meilleures que les auditions nocturnes.

En s'éloignant encore, on trouve une région dans laquelle la réception

c) Si l'amplitude de l'onde porteuse vient à varier (fading), la modulation parasite suit les mêmes variations. Si elle disparaît, le brouillage disparaît en même temps.

d) Il faut que le récepteur soit dans un rayon assez rapproché de l'émetteur. D'une manière un peu plus précise, on observe le phénomène lorsque le milieu de la ligne qui joint l'émetteur au récepteur est situé à une distance relativement faible (de 200 à 300 km. par exemple) de l'émetteur brouilleur.

Le phénomène a été remarqué pour la première fois avec Radio-Luxembourg, c'est l'origine de son nom. Mais il va sans dire qu'on peut l'observer au voisinage de toutes les stations rayonnant une puissance suffisante.

Ainsi, dans l'Europe orientale, le même phénomène se produit non plus avec le Luxembourg, mais avec Moscou. Dans les Iles Britanniques, dans l'Ouest de la France et même jusque dans la région parisienne on peut assez souvent observer un « Effet Droitwich » et dans la région parisienne il y a souvent un « Effet Radio-Paris ».

**25. Propagation des ondes intermédiaires (200 m. à 50 m.) (1.500 à 6.000 kc/s).** — Ces ondes sont dites : *intermédiaires*, parce qu'elles empruntent leurs propriétés à la fois aux *petites ondes* et aux *ondes courtes*. Mais elles possèdent surtout les défauts des deux catégories de rayonnement si bien qu'en pratique, leur emploi ne présente pas beaucoup d'intérêt.

La zone d'écoute directe étant assez réduite il est possible d'obtenir des portées notables pendant la nuit.

La zone critique existe parfois d'une manière assez nette (surtout entre 50 et 100 m.). Elle revêt déjà le caractère d'une zone de silence, c'est-à-dire d'un espace dans lequel toute réception devient impossible.

Au delà, pendant la nuit, de grandes portées sont possibles. Les phénomènes d'évanouissement sont souvent très gênants.

**26. Propagation des ondes courtes.** — Cette question est extrêmement complexe. Il nous est impossible de la traiter en détail sans déborder le cadre que nous nous sommes fixé. Nous prions nos lecteurs de se reporter aux études spéciales et, en particulier, à notre ouvrage *Ondes courtes et ondes très courtes*<sup>1</sup>. En conséquence, nous nous bornerons à donner ici un aperçu un peu schématique, mais néanmoins complet de la question.

Nous retrouverons, comme pour les plus grandes longueurs d'onde,

1. 1 volume de 232 pages, E. Chiron, éditeur.

quelques-uns des éléments signalés plus haut : une zone d'écoute directe, d'un rayon d'autant plus faible, que la longueur d'onde est plus courte. Ce rayon est inférieur à 60 km. pour une longueur d'onde de 30 m. Une zone critique, qui se transforme ici en une *zone de silence* dont l'étendue est très variable. Les conditions journalières et saisonnières agissent ici d'une manière considérable. La forme et l'étendue de la zone de silence varient parfois de minute en minute.

Au delà de la zone de silence commence la *zone d'écoute indirecte*. L'émission, insaisissable, reparait de nouveau. La distance à laquelle

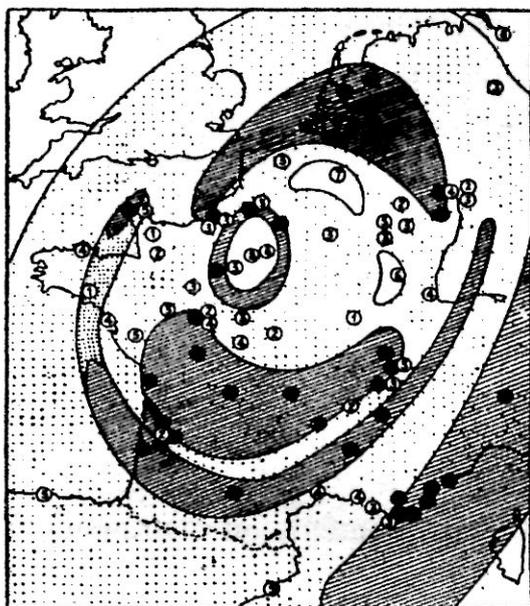


Fig. 6. — Zones de silence.

Les points noirs indiquent l'absence de réception, les chiffres l'intensité des signaux.

l'écoute est de nouveau possible est nommée : *skip-distance* par les anglo-américains. Parfois, une seconde zone de silence se manifeste, constituant théoriquement un anneau admettant l'émetteur comme centre. Nous écrivons : théoriquement parce qu'en pratique il est exceptionnel que cette seconde zone soit complète. Elle affecte souvent la forme d'un croissant plus ou moins régulier (voir fig. 6, dans laquelle les points noirs indiquent l'absence totale de réception, les chiffres mesurent l'intensité des signaux).

La zone d'écoute indirecte peut s'étendre fort loin. En fait, pour certaines longueurs d'onde et à certaines heures, l'émission porte jusqu'aux antipodes. On observe même souvent un renforcement très notable de la réception au voisinage du point antipode.

Les influences de la longueur d'onde, de l'heure, de la saison sont encore

beaucoup plus nettes que pour les autres catégories de rayonnement. Les deux premiers facteurs ont permis de diviser en trois classes la zone entière des ondes courtes :

a) *Ondes à trajet nocturne* (de 50 à 30 m.).

b) *Ondes à trajet mixte* (de 35 à 20 m.).

c) *Ondes à trajet diurne* (de 25 à 10 m.).

Nous répétons une fois encore que ces divisions n'ont rien d'absolu et qu'on passe insensiblement de l'une à l'autre. On retrouvera ces résultats sous une autre forme dans les deux tableaux ci-contre (fig. 7 et fig. 8).

Ces divisions s'expliquent d'elles-mêmes; en tenant compte qu'il ne faut pas s'occuper de l'heure, mais plutôt de la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon. C'est, d'ailleurs, de cette manière qu'intervient l'influence de la saison. Pour établir une communication constante entre deux points du globe terrestre on serait donc amené à modifier la longueur d'onde dans le cours de la journée. C'est précisément ce que font les stations commerciales.

C'est aussi ce que l'écoute des stations lointaines permet de vérifier facilement avec un simple récepteur de radiodiffusion assez sensible.

On observera que, dans l'après-midi, vers 14 h. ou 15 h. il est relativement facile d'entendre les stations américaines de la bande 16 m. (WRCA-WCBX). Mais l'intensité de réception faiblit généralement vers 16 h. ou 18 h. et, à ce moment, on commence à entendre confortablement les stations de la bande 19 m. (WGE-WRCA). Un peu plus tard, à la tombée de la nuit, c'est-à-dire pour un trajet mixte (il fait nuit à la station réceptrice et jour à la station d'émission) on entendra beaucoup mieux les stations de la bande 25 m.

Vers 22 h. ou 23 h. la meilleure réception sera assurée par les émetteurs de la bande 31 mètres. Enfin, après minuit, alors que les autres bandes ne donneront plus généralement d'auditions utilisables, on constatera que l'écoute, encore possible dans la bande de 31 mètres, est cependant bien meilleure dans la bande de 50 mètres.

**27. Anomalies de propagation. Influence de la saison. Conditions anormales.** — On peut constater que, d'une manière générale, la réception des ondes courtes est bien meilleure pendant la belle saison c'est-à-dire précisément pendant les mois où les autres longueurs d'ondes donnent des résultats moins bons. C'est encore une chose qu'on peut vérifier sans difficulté avec un simple récepteur de radiodiffusion.

Ce résultat peut être vérifié facilement par une moyenne établie sur l'écoute de très nombreuses stations.

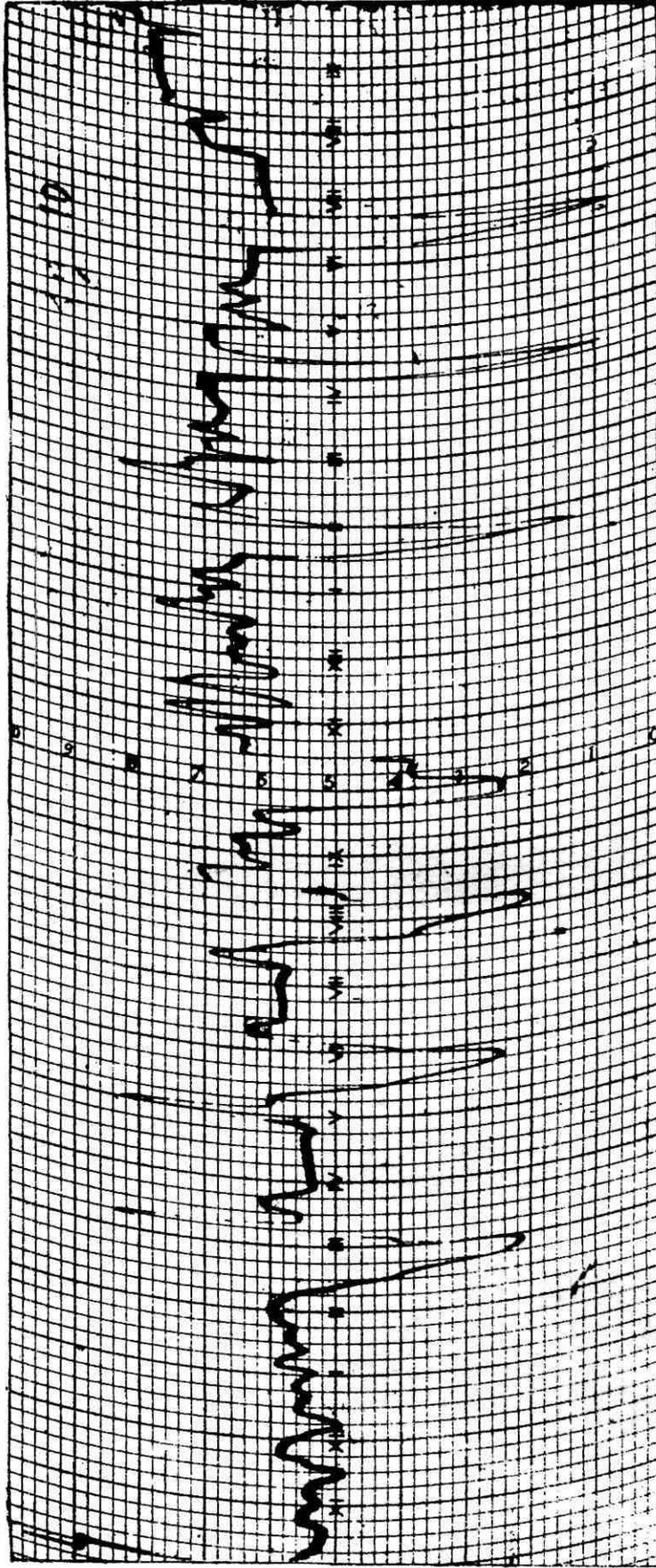


Fig. 10. --- Enregistrement fait sur W2AD Schenectady sur 19 m. 57 (15330 kc/s.)  
Durée : 22 minutes.

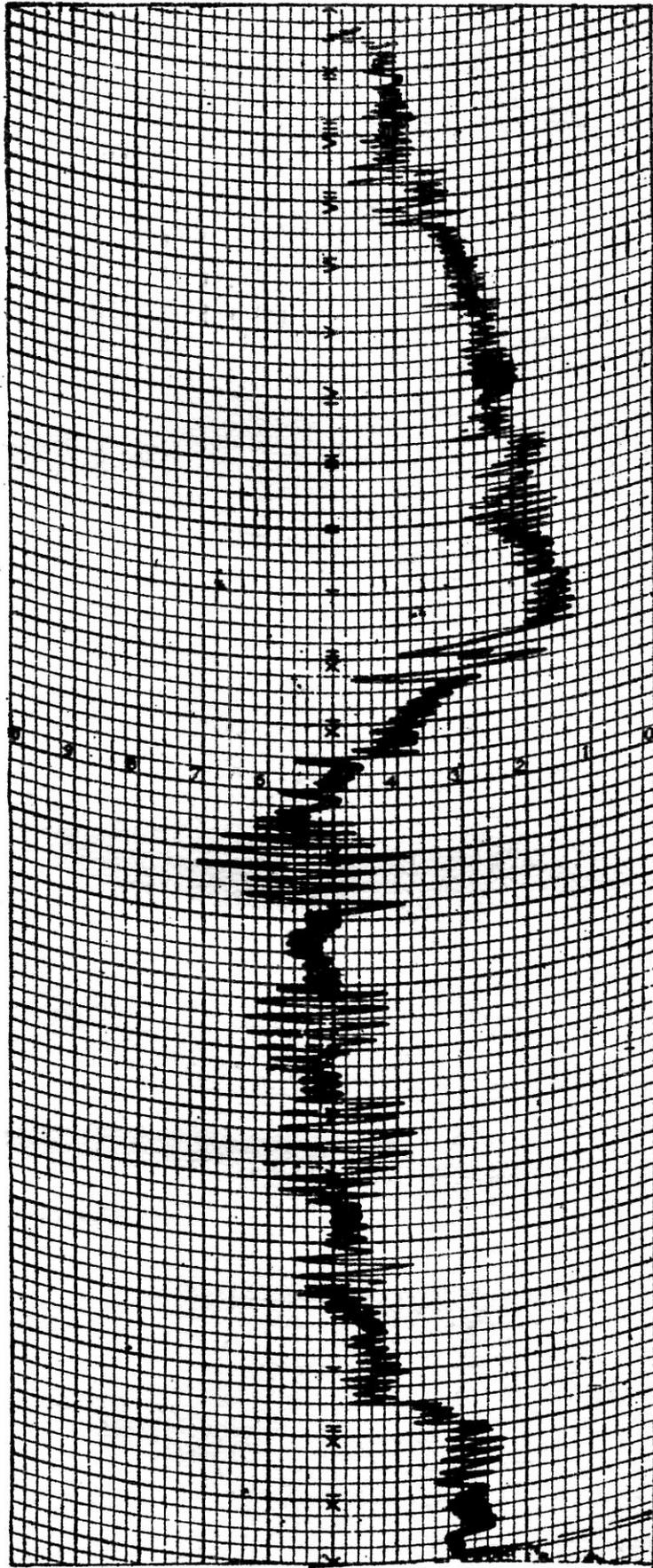


Fig. 11. — Exemple de scintillation. Enregistrement de Rome 25 m. 4. Duree : 15 minutes environ.  
Il faut noter que les amplitudes des scintillations étaient plus importantes que ne le montre le graphique  
(Inertie de l'appareil enregistreur).

Il arrive parfois que la réception, parfaitement stable pendant des intervalles relativement grands, soit brusquement coupée par des véritables fissures. On peut observer sur l'enregistrement ci-contre que ces « fissures » se produisent presque à intervalle régulier (fig. 10).

Parfois, cette régularité affecte une autre forme (voir fig. 11). On a très nettement l'impression de battements produits par l'interférence de deux mouvements vibratoires. On distingue très nettement des variations relativement lentes auxquelles viennent se superposer des variations plus rapides. L'amplitude des unes et des autres est variable, d'où l'apparence observée. On dit, dans ce cas, qu'il y a *scintillation*.

Il arrive parfois que la scintillation est assez rapide pour rendre toute écoute impossible. On observera, par exemple, que la moitié des syllables d'un mot a disparu dans le voyage... Cette fréquence de la scintillation peut même être assez rapide pour prendre le caractère d'une véritable modulation de l'onde porteuse.

Il est juste d'ajouter, d'ailleurs, que, assez fréquemment, il est impossible de discerner la moindre régularité dans les manifestations du « fading ».

Dans certains cas, les variations d'intensité dues au « fading » s'accompagnent de déformations, ou de distorsions acoustiques. La transmission radiophonique couvre, en réalité, une certaine bande de fréquences. L'effet de la modulation étant précisément de faire naître des bandes de modulation de part et d'autre de l'onde porteuse. Or, le fading peut sévir, à un moment donné, sur une bande de modulation ou, au contraire, sur l'onde porteuse seule. Il en résulte précisément les déformations que l'on observe.

Le phénomène, bien que plus rare, peut aussi se manifester pour les fréquences normales de la radiodiffusion.

**29. Les échos « tour du monde ».** — Quand certaines conditions sont réalisées on observe que la réception d'un bref signal lointain est accompagnée d'un écho, c'est-à-dire, d'un autre signal qui arrive avec un certain retard. Parfois, on peut même observer non pas un seul, mais deux, trois, ou même quatre échos successifs (fig. 12).

Si nous considérons un émetteur à Rio de Janeiro et un récepteur à Berlin (fig. 13), on conçoit que le signal puisse suivre le chemin normal 1, mais il peut suivre aussi le chemin indirect I ou les autres chemins 2, 3, etc. Il est facile de montrer que ce chemin indirect peut correspondre à un retard de l'ordre de 1/10 de seconde (vitesse de propagation 300.000 km. par seconde). C'est donc un temps que l'oreille peut parfaitement séparer. Les autres échos pourront correspondre à des

signaux ayant fait une fois ou même deux fois le tour du monde. On constate, d'ailleurs, que des intervalles de temps réguliers séparent les signaux successifs, ce qui correspond bien à des trajets égaux.

Bien mieux, ce phénomène permet de connaître à quelle altitude voyagent les signaux puisqu'on connaît la durée du parcours, la vitesse de propagation et la distance qui sépare émetteur et récepteur.

On comprend que les phénomènes d'échos ne puissent se manifester

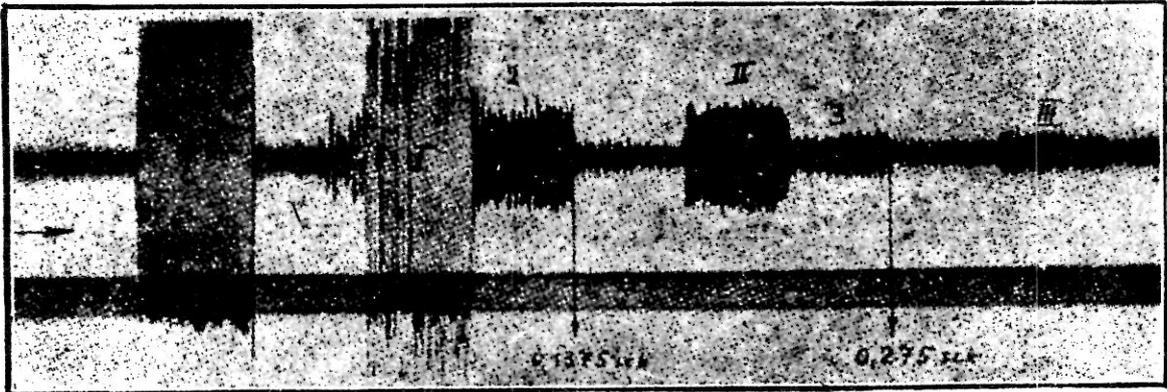


Fig. 12.

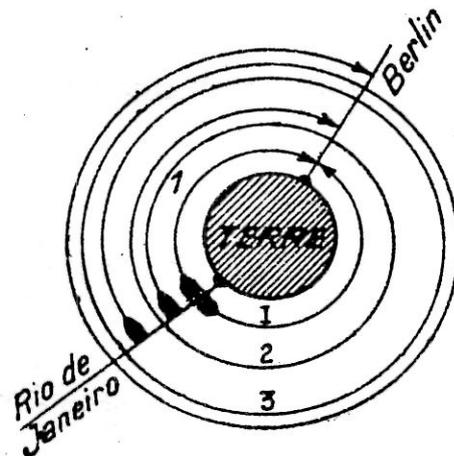


Fig. 13.

que dans certaines circonstances géographiques ou saisonnières spéciales.

Il faut, en effet, que la longueur d'onde utilisée puisse s'accommoder aussi bien du trajet I que du trajet I. Or, en règle générale, les éclaircissements ne seront point les mêmes sur les deux parcours et, en conséquence, la propagation s'effectuera beaucoup plus facilement pour un des deux trajets.

Il arrive, d'ailleurs, que l'écho soit plus puissant que le signal direct, ce qui vient, précisément, confirmer les vues précédentes.

**30. Les échos retardés.** — Les échos normaux sont séparés du signal par des intervalles de temps de quelques fractions de seconde et, qu'en général, on peut rattacher à une distance connue : trajet indirect (voir fig. 13), trajet direct auquel on ajoute le tour du globe, etc...

Mais, dans certaines circonstances fort rares, on peut observer des *échos retardés*, c'est-à-dire qui arrivent au récepteur avec un retard considérable et, à priori, inexplicable : 10 ou 15 secondes par exemple. Au moment où nous rédigeons ce volume, nous devons dire qu'aucune explication parfaitement convaincante n'a été donnée de ce phénomène qu'on ne peut cependant mettre en doute, puisque des savants nombreux l'ont observé (Störmer, Van der Pol, etc.).

**31. Propagation des ondes très courtes** (de 10 à 1 m.). — Cette catégorie de rayonnements a des propriétés qui s'approchent déjà très nettement de celles des rayons lumineux. C'est ainsi que des masses de grandes dimensions (courbure terrestre, montagnes, etc.) se comporteront comme des obstacles véritables.

Une liaison absolument sûre ne pourra, en général, être réalisée que si la ligne droite qui joint l'émetteur au récepteur ne rencontre pas d'obstacles importants (visibilité). Cette condition n'est pas, d'ailleurs, absolument impérative et, dans des cas assez nombreux, on a pu observer des portées beaucoup plus grandes. Mais il s'agissait de résultats inconstants.

Les expériences récentes de télévision semblent avoir montré qu'un émetteur puissant, installé sur un monument aussi élevé que possible permettait, en général, une liaison satisfaisante dans le périmètre d'une grande ville et de ses faubourgs.

Quand certaines conditions anormales sont réalisées, les ondes très courtes peuvent être entendues à très grande distance. Mais il ne s'agit là que de circonstances accidentelles sur lesquelles il est impossible de compter.

Dans les conditions normales, la réception est stable sans aucun phénomène d'évanouissement et n'est affectée ni par les variations d'éclairement, ni par les variations saisonnières.

Dans ces gammes de fréquences, les perturbations atmosphériques n'ont aucune influence. Les brouillages les plus importants sont causés par les dispositifs d'allumage des moteurs à explosion (Delco des voitures automobiles).

**32. Propagation des ondes ultra-courtes** (au-dessous de 1 m.). — Ce sont des ondes qu'on appelle encore *quasi optiques*, ce qui montre bien

quelles sont leurs propriétés principales. Elles permettent, avec une puissance extrêmement réduite, de réaliser des liaisons sûres entre deux points en vue l'un de l'autre. Il est, en effet, relativement facile de concentrer l'énergie dans un faisceau très étroit qu'on peut projeter exactement sur les récepteurs. C'est avec ce procédé qu'on a pu réaliser une liaison sûre à travers la Manche.

Ces ondes ne sont pas brouillées par les parasites atmosphériques ou industriels et leurs transmissions sont parfaitement stables. Par contre la production de faisceaux puissants peut soulever certaines difficultés.

**33. Indications résumées sur la propagation en fonction de la fréquence.** — On peut condenser les développements précédents de la manière suivante :

*Ondes longues* (au delà de 3.000 mètres ou au-dessous de 100 kc/s). — Les ondes longues se propagent à peu près de la même manière le jour et la nuit. Elles permettent les liaisons à très grande distance à condition de mettre en jeu d'énormes puissances (de l'ordre de 1.000 kilowatts-antenne). Ces ondes, exclusivement utilisées il y a une dizaine d'années, n'assurent point toujours une sécurité parfaite des communications.

*Ondes moyennes* (3.000 m. à 600 m.) (100 à 500 kc/s). — Elles ne permettent point les liaisons à très grande distance, quelle que soit la puissance rayonnée. On sent déjà nettement une différence entre la propagation diurne et la propagation nocturne. Les phénomènes d'évanouissement (fading) commencent à se manifester particulièrement pour les fréquences les plus élevées.

*Petites ondes* (600 à 200 m.) (500 à 1.500 kc/s). — On observe l'existence d'une zone d'écoute directe autour de chaque station, zone dans laquelle les résultats sont à peu près identiques de jour et de nuit. La limite de cette zone correspond à la *distance critique* à laquelle de violents phénomènes d'évanouissement se manifestent généralement. Au delà existe une différence considérable entre les auditions diurnes et nocturnes.

Dans certaines circonstances des portées nocturnes considérables (de l'ordre de 5.000 km.) peuvent être obtenues.

Les phénomènes d'évanouissement sont intenses. A très grande distance, ils sont généralement d'une amplitude plus grande, mais d'une fréquence plus réduite.

*Ondes intermédiaires* (200 à 50 m.) (1.500 à 6.000 kc/s). — Leurs propriétés participent à la fois de celles de la catégorie précédente et de la catégorie suivante. Elles ont surtout les défauts des deux catégories et ne présentent pas beaucoup d'intérêt pratique.

*Ondes courtes* (50 à 10 m.) (6.000 à 30.000 kc/s). — Elles permettent de réaliser des portées énormes : le tour du globe avec des puissances extrêmement réduites (quelques dizaines de kilowatts). On peut les diviser en trois catégories :

de 50 à 30 mètres : ondes à trajet nocturne.

de 35 à 20 mètres : ondes à trajet mixte.

de 25 à 10 mètres : ondes à trajet diurne.

Autour de l'émetteur existe une très mince zone de réception directe au delà de laquelle commence une zone de silence. La largeur de celle-ci dépend non pas de la puissance, mais de la longueur d'onde, de l'heure, de la saison et d'autres facteurs secondaires. On observe parfois plusieurs zones de silence. Les ondes courtes semblent ignorer la distance. Le fading y sévit sous diverses formes. Elles sont utilisées pour la téléphonie et la télégraphie, souvent sous forme d'ondes dirigées. Les parasites atmosphériques sont peu gênants, surtout dans la partie inférieure de la gamme (au-dessous de 30 m.).

*Ondes très courtes* (de 10 m. à 1 m.) (30.000 kc/s à 300.000 kc/s). — Elles ne se prêtent qu'à des liaisons à faible distance, quand des obstacles trop importants n'existent pas sur le trajet. Leurs propriétés sont assez peu connues.

*Ondes ultra-courtes* (au-dessous de 1 m.) (au-dessus de 300.000 kc/s). — Elles ont très sensiblement les propriétés des rayons lumineux, compte tenu de la différence de fréquence. On peut facilement les concentrer en un faisceau très étroit, à l'aide de réflecteurs paraboliques, par exemple.

**34. Généralités théoriques sur la propagation.** — Dans les paragraphes précédents, nous avons résumé succinctement les observations expérimentales. Le rôle de la théorie est, précisément, d'expliquer, le plus simplement possible, tous ces faits dont quelques-uns peuvent même, au premier abord, sembler contradictoires.

L'étude expérimentale des phénomènes de propagation est extrêmement délicate : le milieu de propagation peut, en effet, se situer à une altitude moyenne de l'ordre de 100 kilomètres. C'est donc bien au delà de notre atteinte directe.

Mais la physique moderne sait tourner les obstacles. Là où il ne peut directement aller, le physicien envoie un messenger qui lui rapporte le renseignement désiré. L'analyse spectrale permet non seulement de connaître la composition chimique des plus lointaines étoiles, mais encore leur vitesse, leur température, etc. Il s'agit pourtant de mondes plus inaccessibles que les couches ionisées dont les propriétés permettent d'expliquer les anomalies apparentes de la propagation du rayonnement.

Les méthodes mises au point par *Breit* et *Tuве*, par *Appleton*, pour explorer les couches supérieures de l'atmosphère ou *ionosphère*, sont extrêmement ingénieuses. Elles sont, en quelque sorte, dans le domaine du rayonnement, la transposition des méthodes de sondage des fonds marins à l'aide de signaux ultrasonores... Elles sont tellement directes, qu'on ne voit guère comment une erreur pourrait se produire dans l'interprétation des renseignements.

On peut considérer les théories que nous exposerons dans les paragraphes suivants comme l'expression à peu près certaine de la réalité. En un mot, il ne s'agit plus d'hypothèses, mais de certitudes. Il y a certains points qui restent encore obscurs mais il est vraiment improbable que ces « inconnues » décèlent des éléments capables de démontrer la fausseté complète des théories...

### 35. Les hypothèses de la diffraction et de la réfraction optique. —

Lorsque Marconi montra expérimentalement la possibilité de relier l'Europe et l'Amérique par les rayons hertziens, les physiciens se tirent la nécessité de fournir une explication des faits. Même en négligeant tous les autres obstacles, il est certain que la simple courbure terrestre, entre l'Amérique et l'Europe, représente une masse largement supérieure au massif de l'Himalaya.

Dans le Tome I de cet ouvrage, nous avons montré que le phénomène de la diffraction permet d'expliquer comment les mouvements vibratoires peuvent contourner d'importants obstacles. Si, derrière une maison, on entend un appel poussé de l'autre côté, c'est grâce à la diffraction.

On se contenta un moment de cette même explication. Néanmoins, dès 1903, *Watson* et *Van der Pol*, montraient, par le calcul, que l'hypothèse de la diffraction devait être abandonnée, comme absolument insuffisante. La différence entre les résultats observés et les résultats calculés était de l'ordre de 1 à 10.000.

On envisagea un moment l'hypothèse de la *réfraction optique*. Les ondes hertziennes, de même nature que les ondes lumineuses, doivent se comporter d'une manière identique. En particulier, des variations de l'indice de réfraction optique de la haute atmosphère doivent incurver les rayons hertziens vers la terre. Si ces variations sont assez grandes, le rayon hertzien, au lieu de s'éloigner indéfiniment, sera rabattu vers le sol après une certaine distance. Cette théorie dut être abandonnée parce que des expériences montrèrent que les variations de l'indice de réfraction étaient insuffisantes.

Néanmoins, nous verrons plus loin que l'explication moderne est presque

identique, à cette différence près qu'il ne s'agit pas d'une réfraction optique mais d'une *réfraction ionique*.

**36. Hypothèse de Kennely-Heaviside. Ionosphère.** — En 1902 *Kennely* et *Heaviside* firent, d'une manière indépendante bien que simultanée, l'hypothèse qui porte leur nom. Les régions de la haute atmosphère ne seraient pas seulement constituées par des gaz raréfiés mais comporteraient une proportion importante de *molécules ionisées*<sup>1</sup>. C'est pour cette raison que les régions supérieures de la haute atmosphère ont été, depuis, désignées par le nom d'*ionosphère*.

Les gaz ionisés acquièrent la propriété de devenir conducteurs. On peut donc comprendre, qu'en somme, les rayons hertziens sont canalisés entre deux surfaces sphériques conductrices : celles de la terre et celles de la couche de Kennely-Heaviside.

Toutefois, bien que féconde et bien qu'elle permette d'expliquer un grand nombre des faits observés, nous montrerons plus loin que cette vue un peu simpliste n'est pas parfaitement exacte.

Néanmoins, cette conception a déjà l'avantage de satisfaire l'esprit. L'antenne réceptrice capte une fraction, peut-être infime, mais cependant accessible aux appareils de mesure, de la puissance rayonnée par l'émetteur. Dans certains cas, cette puissance rayonnée est déjà très réduite : de l'ordre du dixième de watt. Comment admettre qu'il puisse en subsister une appréciable fraction à une distance de plusieurs milliers de kilomètres si l'énergie s'évaporerait également dans toutes les directions de l'espace? On s'explique beaucoup mieux le résultat expérimental si la puissance est, en quelque façon, canalisée dans un espace défini, entre l'émetteur et le récepteur.

**37. La couche d'Appleton.** — Les physiciens furent amenés, par la suite, à compléter l'hypothèse précédente. Les études expérimentales, dont il sera question plus loin, mirent en évidence l'existence non pas d'une seule couche ionisée, mais de *deux couches*.

La première correspond précisément à la *couche d'Heaviside* ou *région E*. Elle est située à une altitude moyenne de 80 à 100 kilomètres. C'est elle qui intervient dans la propagation des petites ondes et des ondes plus longues.

A une centaine de kilomètres au dessus on rencontre la *couche d'Appleton* ou *Région F* dont la densité d'ionisation, plus importante, permet d'expliquer les phénomènes de propagation des ondes courtes.

1. Voir Tome I, page 51, paragraphe 40.

Certains auteurs ont proposé des hypothèses plus compliquées, d'après lesquelles il y aurait toute une série de régions ionisées.

Il ne semble pas que cette complication soit indispensable pour expliquer l'ensemble des phénomènes.

**38. Rôle et nature de la réfraction ionique.** — Pour qu'il puisse y avoir réflexion, il faudrait que la surface de séparation entre le milieu non conducteur et le milieu ionisé fût parfaitement nette et brusque. On imagine facilement qu'il ne puisse pas en être ainsi. Quelles que soient les causes de l'ionisation (nous reviendrons plus loin sur ce point), il est évident que l'action doit être progressive et qu'on doit, insensiblement, pénétrer dans le milieu ionisé.

Mais l'indice de réfraction, comme c'est le cas pour des rayons lumineux, variera notablement avec la fréquence du rayonnement, ou, si l'on préfère, avec sa longueur d'onde. Un moyen commode de l'évaluer consistera à dénombrer le nombre d'ions par  $\text{cm}^3$ , ou, ce qui revient au même, le nombre d'électrons libres. C'est ce qu'on nomme *la densité d'ionisation*.

**39. Influence de l'agitation moléculaire.** — Les considérations précédentes nous ont permis de comprendre pourquoi les rayonnements de diverses longueurs d'onde obéissent à des lois de propagation différentes. Mais un autre facteur important vient agir dans le même sens. Les éléments constitutifs d'un gaz, atomes ou ions, ne sont pas immobiles. Ils sont l'objet d'une *agitation moléculaire* tout à fait comparable à *l'agitation spontanée des électrons*<sup>1</sup> dans un métal. On peut, comme pour les électrons d'un conducteur, définir une *vitesse moyenne d'agitation* et un *libre parcours moyen*. La connaissance de ces deux facteurs nous permet de déterminer la *durée* d'un parcours moyen, quantité analogue à la durée d'un saut dans la théorie déjà citée.

Or, des considérations théoriques permettent de montrer que la réfraction ionique ne peut se manifester que pour des rayonnements dont la période est notablement différente de la durée d'un parcours moyen. On doit donc observer que pour des longueurs d'onde assez petites, le rayonnement cesse d'être influencé par les couches ionisées. C'est exactement ce qu'on constate. On a précisément été amené à reconnaître une différence entre *les ondes courtes* et *les ondes très courtes*, parce que ces dernières, n'étant pas rabattues vers le sol, ne peuvent point se prêter aux communications à grande distance.

1. Voir Tome I, pages 7 à 11.

C'est également pour cette raison que les couches ionisées n'ont aucune influence sur les rayons lumineux auxquels correspondent des fréquences beaucoup plus grandes.

Nous verrons plus loin qu'il est possible de vérifier qu'un rayonnement est, ou n'est pas réfléchi (ou réfracté). Si nous faisons varier progressivement la fréquence du rayonnement nous observerons que le retour vers le sol cesse à un moment donné.

On dit alors que la fréquence du rayonnement est *la fréquence critique*. Bien mieux, nous montrerons que l'indice de réfraction ionique peut être plus petit que 1.

**40. Rôles des deux couches ionisées.** — Imaginons un émetteur capable de modifier sa longueur d'onde depuis les ondes les plus longues

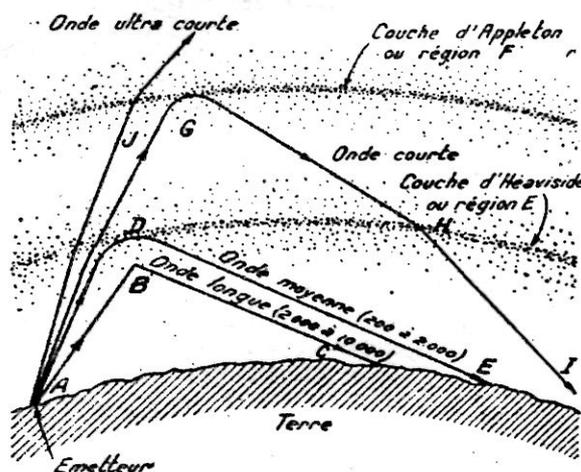


Fig. 14.

(de l'ordre de 30.000 m.) jusqu'aux ondes les plus courtes (de l'ordre de 1 m.).

Les ondes longues, projetées dans toutes les directions, atteignent la première couche ionisée. Nous avons expliqué qu'elles pénètrent progressivement dans des régions de plus en plus ionisées. Mais on admet que pour les ondes longues, la variation est assez brusque pour qu'il y ait *réflexion* (trajectoire ABC de la figure 14).

S'il s'agit d'une onde moyenne, il y aura pénétration dans la couche et par conséquent, *réfraction*. Il va sans dire que les deux effets peuvent coexister.

A mesure qu'on entrera davantage dans le domaine des *petites ondes*, le rayon hertzien pénétrera davantage dans la couche E pour y rencontrer des régions assez fortement ionisées capables de provoquer le renvoi du rayon vers le sol (trajectoire A, D, E).

Toutefois, pour une certaine fréquence, il n'y aura plus retour vers le sol. Ce sera précisément *la fréquence critique*.

Pour des ondes plus courtes, le rayon hertzien traversera la couche ionisée E, puis *atteindra la région F, dans laquelle la densité d'ionisation est beaucoup plus élevée*. Il trouvera, par conséquent, des conditions permettant sa réfraction et son renvoi vers le sol (trajectoire A, G, H, I).

Enfin, quand nous arriverons dans la zone des ondes ultra-courtes, la densité d'ionisation de la couche F sera insuffisante pour assurer le renvoi vers la terre. Cela nous permet de comprendre pourquoi les ondes ultra-courtes ne peuvent se prêter, en général, aux transmissions à grande distance.

Nous pouvons aussi comprendre pourquoi les phénomènes de propagation sont si variables. Ils dépendent de l'ionisation dont les causes sont elles-mêmes très variables, ainsi que nous le verrons plus loin.

La théorie permet aussi d'expliquer pourquoi les résultats obtenus sur différentes longueurs d'ondes peuvent être très différents.

**41. Variations saisonnières.** — Nous donnons, figure 15, la courbe de variation saisonnière de l'ionisation des régions E et F (d'après Appleton).

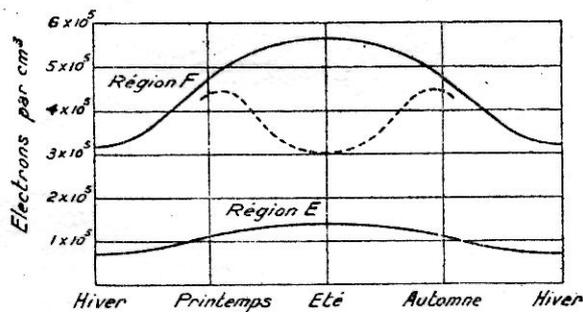


Fig. 15.

On remarque immédiatement que les variations de la région E sont relativement faibles, ce qui correspond bien aux résultats expérimentaux. Si les auditions sont meilleures en hiver, c'est surtout parce que les conditions de nuit arrivent plus tôt, et parce que les parasites atmosphériques sont pratiquement inexistants. Ces deux causes sont donc indépendantes de l'ionisation.

Par contre les variations de la région F sont considérables. Le maximum d'ionisation arrive *théoriquement* au milieu de l'été (courbe en trait plein). Toutefois, la courbe observée est notablement différente (courbe pointillée). On attribue cet effet à la dilatation des couches supérieures de l'atmosphère sous l'influence de la chaleur. Cette dilatation diminue, évidemment,

le nombre de molécules par centimètre cube et, en conséquence, le nombre d'électrons libres qui mesure précisément l'ionisation.

Dans certains cas, la densité d'ionisation de la région E, peut, en été, atteindre une valeur suffisante pour réfracter efficacement les ondes courtes. On observe alors précisément ces réceptions anormalement bonnes, que nous avons signalées plus haut.

**42. Explication des phénomènes d'évanouissement.** — Les théories précédentes permettent d'expliquer les phénomènes d'évanouissement de plusieurs manières. On peut s'étonner de trouver plusieurs explications différentes pour un même fait mais, dans le cas présent, il est probable que ces explications sont toutes bonnes car il y a certainement plusieurs catégories dans les phénomènes d'évanouissement.

**43. Faible distance (fig. 16).** — L'émetteur est situé en A et le récepteur en C. A ce dernier endroit parviennent des rayons hertziens

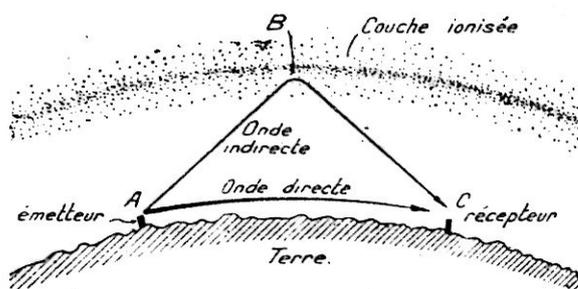


Fig. 16.

directs, c'est-à-dire qui ont voyagé le long du sol et, aussi, des rayons indirects (A B C) qui ont été renvoyés par la couche ionisée. Il est évident que ces rayons, issus de la même source, ont parcouru des trajets de longueur différente. Ils présentent donc une différence de phase. Dans ces conditions, suivant que les rayons incidents seront en phase ou en opposition de phase, il y aura renforcement ou, au contraire, diminution d'intensité pouvant aller jusqu'à la disparition.

Or, il y a des variations de phase continues dues à des variations de hauteur de la couche ou des variations dans la densité d'ionisation.

C'est ce type de fading qui se produit sans doute quand le récepteur est à la distance critique. C'est pourquoi les phénomènes de fading sont particulièrement intenses dans cette région.

**44. A distance un peu plus grande (fig. 17).** — A plus grande distance le rayon hertzien direct n'arrive pratiquement plus. Or, dans la journée, l'ionisation est insuffisante pour amener le renvoi du rayon

vers le sol. Les auditions diurnes sont donc nulles. Quand l'ionisation est suffisante, on reçoit l'onde indirecte au point C. Celle-ci est relativement moins affaiblie parce qu'elle a voyagé dans des régions presque vides et, dans tous les cas, où les obstacles sont totalement absents. Il est visible que la réception en C est assurée par les phénomènes qui se passent au voisinage du point B. Si une perturbation quelconque se produit en B, il y aura une variation d'intensité, d'où : évanouissement. On conçoit que, d'une manière générale, l'amplitude des phénomènes puisse être plus réduite que dans le cas précédent.

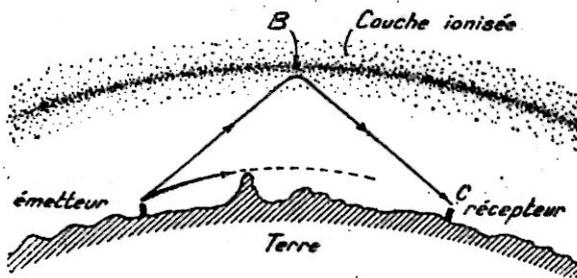


Fig. 17.

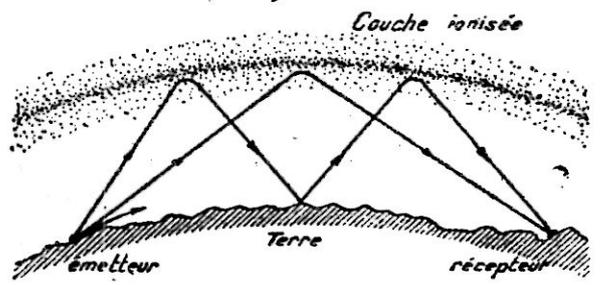


Fig. 18.

45. A très grande distance (fig. 18). — A très grande distance (fig. 18) les rayons hertziens peuvent arriver après avoir subi toute une série de réflexions entre la terre (qui est un conducteur) et la couche ionisée. Le collecteur d'onde captera donc des rayonnements en assez grand nombre présentant *divers écarts de phase*. Mais, dans ces conditions, on peut montrer<sup>1</sup> que si les variations de phase sont continues et n'obéissent à aucune loi, tout se passe comme si les amplitudes s'additionnaient arithmétiquement.

Cela permet d'expliquer qu'à très grande distance, les phénomènes d'évanouissement sont, en général, très peu marqués. On vérifiera sans peine cette observation en écoutant les émissions américaines sur *petites ondes*.

On peut aussi expliquer de la sorte l'existence fréquemment observée d'une seconde zone critique. C'est évidemment celle où arrivent simultanément les rayons hertziens ayant subi une ou deux réflexions successives (cas de la fig. 18).

46. Zones de silence. Explication des anomalies de propagation des ondes courtes (fig. 14). — Un émetteur d'ondes courtes est situé en A et son radiateur d'ondes envoie des rayons hertziens dans toutes les directions. Certains rayons presque verticaux, comme A J, traverseront la région E dans laquelle l'ionisation est trop faible pour avoir sur eux

1. Voir un exemple semblable dans le T. I, page 278, n° 277.

une action notable. Ils atteindront la région E au point D mais l'angle d'incidence (angle entre le rayon et la normale à la surface) est trop faible pour que la réfraction suffise à ramener le rayon vers le sol. Il y a simplement déviation et le rayon va se perdre dans l'espace.

Un rayon aura l'incidence critique, quand après son entrée dans la couche ionisée, il sera réfracté dans une direction parallèle à la couche.

Enfin, pour une incidence un peu plus grande, comme A G le rayon sort de la couche ionisée et retrouve le sol terrestre au point I. *Mais il est évident que le point I peut être situé à plusieurs centaines de kilomètres du point A.*

Autour du point A, s'étend le rayonnement direct, mais le rayon de la zone couverte ne dépasse pratiquement pas quelques dizaines de kilomètres. Cette étendue dépend de la puissance de l'émetteur et de la longueur d'onde. Plus le rayonnement a une fréquence élevée et plus il est rapidement absorbé.

On observera donc que la réception est impossible dans toute une zone annulaire. C'est la *zone de silence*.

La distance A I est appelée *Skip Distance* par les Américains.

Nous avons déjà exposé que l'indice de réfraction dépend non seulement de la densité d'ionisation, mais encore de la fréquence. Aussi doit-on naturellement observer que l'étendue de la zone de silence dépend de la longueur d'onde utilisée.

Enfin, la densité d'ionisation dépend, ainsi que nous le verrons, de la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon.

**47. Expérience d'optique** (fig. 19). — Une expérience d'optique, extrêmement simple à réaliser, permet de reproduire à une échelle minuscule les divers cas de la figure 14.

On utilise pour cela une cuve en verre que l'on emplira d'eau.

Le « rayon » sera issu, par exemple, d'une lampe de poche à foyer réglable (torche) qui permet d'obtenir un faisceau lumineux assez mince. Si l'eau de la cuve est très légèrement trouble on y verra parfaitement le trajet lumineux bleuté par suite de phénomènes de diffusion<sup>1</sup>. En utilisant une incidence comme en A B C on observera une première réfraction à l'entrée en B, puis un trajet rectiligne B C, puis une seconde réfraction en C, dans la direction D (parallèle, d'ailleurs à AB). Au point C se produit également une réflexion vers D.

Quand l'incidence est faible presque toute l'énergie lumineuse est réfractée.

1. C'est ce même phénomène qui nous fait voir la teinte bleue du ciel.

En utilisant une incidence un peu plus grande, comme en E F G H, on voit nettement que la proportion de lumière réfléchie vers H' augmente notablement.

Enfin, en utilisant une incidence limite de  $48^{\circ}5$  il y a *réflexion totale*.

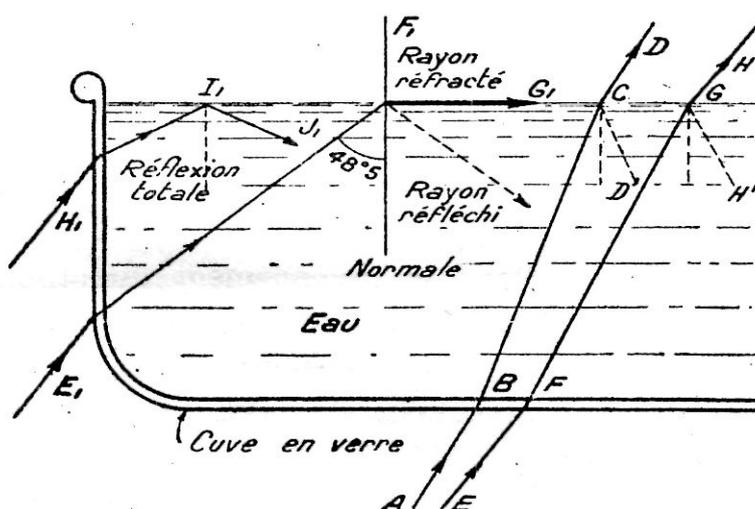


Fig. 19.

Il faut entendre par là que la direction du rayon réfracté est *rasante*, elle est, en  $G_1$ , parallèle à la surface du liquide. Pour atteindre cette limite, il faut « attaquer » la masse liquide non plus à travers la paroi horizontale de la cuve, mais à travers la paroi verticale.

Si nous augmentons l'incidence, comme en  $H_1 I_1 J_1$ , il n'y a plus du tout de rayon réfracté, toute la lumière est réfléchie.

Donnons maintenant, à l'expérience, une autre forme peut-être plus

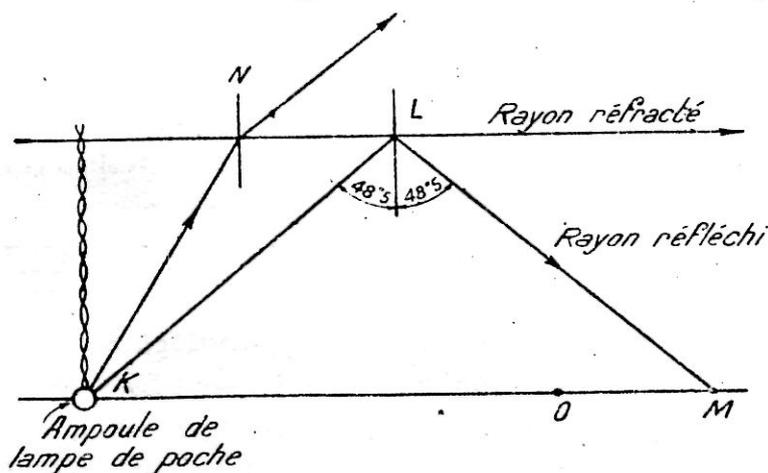


Fig. 20.

éloquente, bien que moins instructive (fig. 20). Plaçons au fond de la cuve une petite ampoule de lampe de poche, alimentée par un moyen quelconque. (Après avoir pris naturellement les précautions d'isolement

nécessaires. On peut aussi placer l'ampoule dans un tube à essais.)

Cette petite ampoule : c'est l'émetteur. Autour d'elle, nous observerons que le fond du bassin est éclairé d'une manière qui décroît avec la distance. *Mais à une certaine distance M apparaît une zone circulaire nettement plus éclairée.* Avant M, au point O, par exemple, nous étions dans la *zone de silence*, et seuls les rayons directs issus de K pouvaient nous parvenir. L'énergie lumineuse comprise dans l'angle K L M était en grande partie réfractée.

Nous reproduisons ainsi très exactement les observations faites au sujet de la propagation des ondes courtes. Dans ce dernier cas, il n'y a pas réflexion mais réfraction totale, bien que certains auteurs aient soutenu le contraire. Il est d'ailleurs probable que les deux effets coexistent ainsi que le montrent certaines expériences précises que nous citerons plus loin.

L'angle limite dépend de la fréquence de la radiation.

Il est évident que la distance K M dépend de la hauteur d'eau c'est-à-dire de l'altitude de la couche ionisée. On s'en rendra facilement compte en diminuant ou en augmentant la hauteur d'eau dans la cuve.

**48. Effet Luxembourg.** — Le passage d'un rayon hertzien dans une couche ionisée est accompagné d'une certaine absorption d'énergie. Celle-ci apparaît finalement sous forme de chaleur. Mais il n'est pas indifférent de chercher à définir par quel mécanisme ce résultat est obtenu. Il est probable que les électrons placés dans le champ hertzien puissant — qui a une composante électrique — sont l'objet d'une vibration sur place. Les chocs entre électrons et molécules déterminent une augmentation de l'agitation moléculaire, *c'est-à-dire un échauffement.*

Mais, ces mêmes électrons libres peuvent être l'agent de réfraction *d'un autre rayonnement.* Pour expliquer l'effet Luxembourg, il suffit que la loi de déplacement des électrons libres ne *soit pas linéaire.* Pour les déplacements d'amplitude assez grande, il en est très probablement ainsi, ce qui permet de comprendre pourquoi :

a) L'effet Luxembourg ne se produit que lorsque le milieu de la ligne entre émetteur et récepteur est situé au voisinage de l'émetteur brouilleur. Il est en effet évident que la région où s'opère la réfraction est, en général, située à mi-distance entre émetteur et récepteur (point B de la fig. 16).

b) Il ne se produit que pour des stations très puissantes (Luxembourg, Radio-Paris; Athlone, Moscou, etc...).

c) Il ne se produit que pour des catégories voisines de rayonnement, c'est-à-dire qui se réfractent dans les mêmes régions.

En faisant varier la longueur d'onde, on observe que la hauteur équivalente varie lentement et régulièrement, ce qui semble bien montrer que les différentes fréquences ne sont pas réfléchies par les mêmes régions de la couche.

Pour la *fréquence critique*, il y a une brusque discontinuité de la courbe, correspondant à une brusque variation de hauteur équivalente. On en déduit que les signaux cessent de se réfléchir dans la région considérée pour atteindre brusquement une autre région.

La connaissance de cette fréquence critique permet de connaître la densité d'ionisation.

Un exemple de détermination est donné dans la figure 22. La hauteur équivalente de la région E était de l'ordre de 100 kilomètres.

A 14 heures, la brusque discontinuité montre que l'onde de 100 mètres est allée se réfléchir dans la région F, située à environ 250 kilomètres. Enfin, vers minuit, un nouveau changement se produit brusquement.

Au cours d'une journée, on peut suivre les variations de la fréquence critique, ou ce qui revient au même, de la densité d'ionisation. Nous donnons figures 23 et 24 des résultats relatifs à deux moments différents de l'année (équinoxe et milieu de l'été).

**51. Méthode d'Appleton.** — La méthode d'Appleton diffère peu, en principe, de la précédente. On utilise encore un émetteur et un récepteur peu éloignés. L'émetteur ne transmet pas des signaux très brefs mais un signal dont la fréquence varie suivant une loi régulière. Dans ces conditions, il est évident que les composantes directes et réflé-

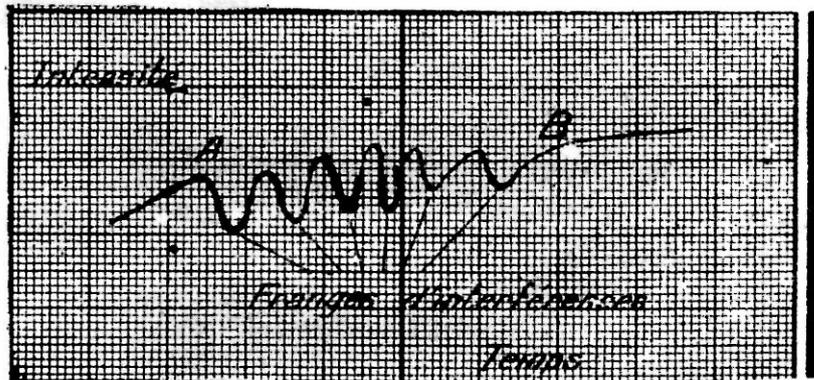


Fig. 25.

chies reçues en B auront des fréquences légèrement différentes. La fréquence *des battements*<sup>1</sup> ainsi produits renseignera sur la hauteur équivalente.

1. Voir Tome I, n° 282, page 285.

Comme dans la méthode précédente, on observera une brusque discontinuité au moment du passage par la fréquence critique.

Nous donnons figure 25 un exemple des résultats donnés par cette méthode.

De la connaissance du temps passé entre le point A et le point B, on pourra déduire la variation de longueur d'onde et, par conséquent, après avoir déterminé le nombre de battements (six dans le cas de la figure), on peut en déduire le retard de l'onde réfractée.

Cette méthode tend à être abandonnée. Elle ne donne pas des mesures aussi directes que la précédente.

Il existe aux Etats-Unis des installations qui utilisent systématiquement et régulièrement la méthode des « tops » pour l'exploration de l'ionosphère.

**52. Les causes d'ionisation.** — L'observation journalière suffit à montrer qu'une relation certaine existe entre l'activité solaire et la propagation. En effet, les variations d'ionisation moyennes suivent parfaitement la marche du soleil au-dessus de l'horizon avec, toutefois, un léger décalage dans le temps, dû sans doute au fait que les rayons solaires baignent la haute atmosphère bien avant et bien après son lever et son coucher.

On peut donc admettre que l'ionisation est sans doute causée en grande partie par l'ultra-violet solaire. Notons, en passant, que la surface de la terre ne reçoit qu'une infime partie de cet ultra-violet, la plus grande partie étant absorbée par l'atmosphère.

Certains physiciens ont retenu, parmi les causes d'ionisation, l'arrivée de nuages d'ions et d'électrons issus directement du soleil. Mais ces particules électrisées voyagent à une vitesse considérablement plus faible que celle de la lumière. Ils atteignent la terre après avoir suivi des trajectoires extraordinairement compliquées.

Si l'on a pu montrer l'influence certaine de ces nuages cosmiques dans la formation *des aurores boréales*, il n'en est pas de même pour les phénomènes de propagation.

Il est néanmoins certain que ces phénomènes jouent un rôle mais il semble bien qu'il s'agisse d'un effet accessoire.

On constatera par exemple que la réception des ondes courtes est particulièrement mauvaise quand il y a un *orage magnétique*.

De même, une relation certaine existe entre l'apparition de taches solaires et la propagation du rayonnement.

**53. Explication des échos retardés.** — On peut dire qu'à l'heure actuelle, le mystère des échos retardés, c'est-à-dire qui parviennent au

récepteur plusieurs secondes après le signal normal, n'est pas entièrement élucidé.

Deux hypothèses restent en présence. Celle du *Professeur Karl Störmer* d'après laquelle les échos retardés seraient dus à une réflexion des signaux sur les nuages d'électrons arrivant du soleil, nuages dont il fut question dans le paragraphe précédent.

Cette hypothèse soulève de graves difficultés. Il faudrait admettre, dans certains cas, que les nuages réfléchissants sont situés *au delà de l'orbite de la Lune*. Il faudrait donc que les rayons hertziens puissent traverser les couches ionisées à l'aller et au retour et, ensuite, qu'ils soient capables de faire un aussi long voyage sans atténuation notable.

L'autre hypothèse est due au Dr. van der Pol. D'après ce dernier, on peut montrer qu'un rayon se propageant dans un milieu dont la fréquence critique est voisine de sa fréquence propre peut avoir une « vitesse de groupe »<sup>1</sup> extrêmement réduite. Le signal voyageant, dans ce cas spécial, avec une vitesse très inférieure à celle de la lumière.

## APPENDICE DU CHAPITRE II

### I. — Étude mathématique de la réfraction ionique.

Dans les chapitres précédents, nous avons admis qu'un rayon hertzien qui pénètre dans un milieu ionisé est dévié de la même manière qu'un rayon lumineux qui pénètre dans un milieu de réfringence différente.

En optique, on appelle *angle d'incidence* l'angle que fait le rayon incident avec la

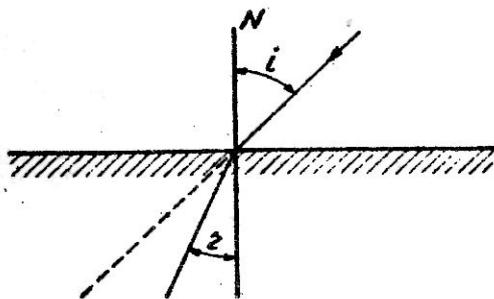


Fig. 26.

perpendiculaire à la surface au point d'incidence (angle  $i$ , fig. 26). L'angle de réfraction

démontre que l'on a toujours :

$$\sin i = n \sin r$$

ou encore  $n = \frac{\sin i}{\sin r}$  c'est-à-dire que le rapport des sinus des deux angles est cons-

1. Voir appendice, page 63.

tant et égal à l'indice de réfraction d'une des substances par rapport à l'autre. Les indices de réfraction par rapport au vide sont les *indices de réfraction absolus*.

On peut montrer que l'indice de réfraction relatif à deux milieux est égal au rapport des vitesses de propagation dans ces milieux.

Pour étudier l'influence du nuage de particules électrisées sur la rayon hertzien, il sera particulièrement commode de chercher comment le phénomène affecte la vitesse. Si  $K'$  est l'indice de réfraction du milieu ionisé on aura, par rapport au vide absolu :

$K' = \frac{c}{v}$ ,  $v$  étant la vitesse de propagation dans le milieu et  $c$  la vitesse de propagation dans le vide.

Un calcul qu'il est inutile de reproduire ici conduit à l'expression suivante :

$$K' = \sqrt{1 + \frac{Ne^2}{\pi m (F_p^2 - F_r^2)}}$$

dans laquelle :

$N$  = nombre d'électrons libres par centimètres cubes.

$e$  = charge de l'électron.

$m$  = masse de l'électron.

$F_p$  = la fréquence moyenne propre des particules électrisées.

$F_r$  = fréquence du rayonnement.

Si le milieu ionisé était constitué par des *ions*, la formule serait encore valable à condition de remplacer les constantes de l'électron ( $e$ ,  $m$ ,  $F_p$ ) par celles des ions. On admet, en général, que l'effet des ions est négligeable par rapport à celui des électrons.

Cette intéressante formule rend parfaitement compte des résultats observés.

Dans le cas particulier où  $F_p = F_r$ , il y a une discontinuité.

Quand  $F_r$  est plus petit que  $F_p$ , l'indice de réfraction est obligatoirement positif et plus grand que 1. Il y a donc abaissement du rayon vers le sol et son retour est possible.

Pour des fréquences  $F_r$  beaucoup plus petites que  $F_p$ , on peut négliger  $F_r$  dans la formule et, en conséquence, en déduire que l'indice de réfraction est constant. Toutes les fréquences se comporteront de la même manière. En d'autres termes, on peut admettre que tout se passe comme si les ondes longues étaient réfléchies.

Pour des fréquences supérieures à la fréquence critique, l'indice de réfraction est plus petit que 1; c'est-à-dire que le rayon réfracté au lieu d'être ramené vers la terre en est, au contraire, écarté. Mais il est douteux que, dans ces conditions, la formule puisse encore être appliquée.

**Vitesse de phase. Vitesse de groupe.** — Mais dans le cas des grandes ondes, la vitesse de propagation dans le milieu considéré devient plus grande que  $c$ , d'après la formule :

$$K' = \frac{c}{v}$$

N'y a-t-il point là une contradiction avec la théorie d'Einstein qui admet, en principe absolu, qu'aucune vitesse ne peut dépasser celle de la lumière?

Cette contradiction n'est qu'apparente. Les considérations d'Einstein s'appliquent à des particules ou à des moyens de communication (signaux).

La vitesse de propagation déduite de la formule précédente est la *vitesse de phase*. C'est celle qui existe dans le milieu, quand l'onde se propage d'une manière régulière depuis un certain temps.

Mais ce n'est nullement la vitesse avec laquelle se propage un signal quelconque. Les phénomènes qui correspondent à la période d'établissement du phénomène sont beaucoup plus lents. Leur vitesse de propagation est désignée par *vitesse de groupe*. Elle est toujours inférieure à  $c$ , *vitesse de la lumière*.

**Note sur les émetteurs synchronisés.** — Pour utiliser au mieux les longueurs d'ondes allouées par les conférences internationales, plusieurs pays d'Europe et, en particulier l'Angleterre, ont été amenés à placer plusieurs émetteurs puissants sur la même longueur d'onde. Mais il est alors nécessaire que ces longueurs d'ondes soient rigoureusement les mêmes. Il faut que toute variation accidentelle de fréquence de l'un des émetteurs soit suivie par une variation égale des autres ou, encore, que les sources de fréquence de tous les émetteurs soient communes. A grande distance, l'écoute de ces émetteurs révèle des anomalies parfois assez curieuses. Des périodes relativement longues de stabilité sont suivies par des périodes de perturbations intenses : bruit, parasites, battements, etc... On peut s'expliquer le phénomène en songeant que les rayons hertziens provenant de régions différentes — présentent des différences de marche ou de phase qui sont cause des interférences observées.

## CHAPITRE III

### **Théorie de la production du rayonnement.**

**54. Généralités.** — Le moyen le plus simple et le plus généralement employé pour produire du rayonnement hertzien, est de passer par l'intermédiaire *des courants de haute fréquence*.

C'est la méthode qui fut utilisée par Hertz dans ses fameuses expériences et c'est encore la méthode employée aujourd'hui dans toutes les stations émettrices.

Dans l'esprit de bien des techniciens, *rayonnement* et *courant de haute fréquence* sont devenus synonymes. Pourtant, cette manière de voir n'est guère admissible et la chose apparaît comme évidente pour peu qu'on veuille bien y réfléchir.

*Le courant de haute fréquence n'est pas du rayonnement; pas plus qu'un courant téléphonique n'est une vibration sonore.* Pour passer d'un état à l'autre, il faut utiliser un transformateur d'énergie qui est, dans le premier cas, *un radiateur d'ondes* ou *antenne d'émission*, et, dans le second cas, *un haut-parleur*.

Un circuit électrique peut être le siège d'un courant de haute fréquence très intense sans qu'il y ait trace de rayonnement.

Il est donc intéressant de chercher à comprendre comment on peut passer d'une forme de l'énergie à la forme rayonnée.

L'étude mathématique de la question a été entreprise par *Maxwell* qui en a donné une solution absolument complète. Les travaux de *Maxwell* sont encore aujourd'hui les bases de l'étude théorique du rayonnement, sous les réserves faites dans le premier chapitre de cet ouvrage. Il faut, en particulier, considérer les champs de *Maxwell* non pas comme des réalités physiques se propageant dans un milieu (Ether) mais *comme des vecteurs*.

*Il faut se garder de vouloir construire un modèle réel de rayonnement d'après les équations de Maxwell. Cela ne pourrait avoir aucun sens. C'est pourtant dans cette erreur qu'on tombe en traçant, comme dans la figure 27, les « composantes » du rayonnement comme deux champs*

*électrique et magnétique orthogonaux* de même fréquence et en assimilant cette image à celle du rayonnement.

Il est facile de faire ressortir l'absurdité de cette conception. Tout d'abord, d'après les lois de Coulomb, l'intensité de chacun des champs doit décroître *comme le carré* de la distance; alors que l'intensité de la composante rayonnée dans le vide absolu, décroît comme la distance.

D'autre part, en superposant expérimentalement un champ magnétique et un champ électrique, on n'obtient pas de rayonnement. La force magnétique, comme la force électrique sont deux manifestations absolument indépendantes et qui n'ont aucune réaction mutuelle.

Il faut donc considérer les champs de Maxwell comme deux aspects particuliers du rayonnement, aussi différents du rayonnement lui-même

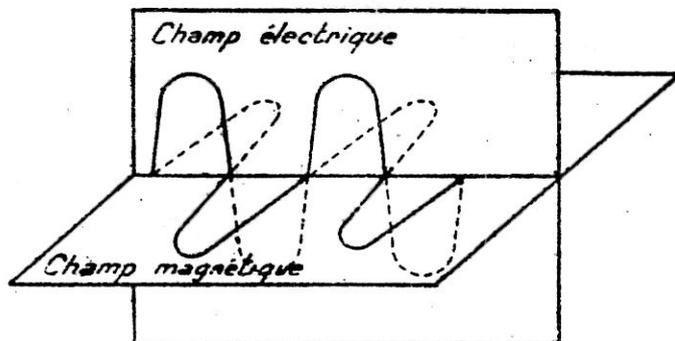


Fig. 27.

qu'un dessin construit à deux dimensions est différent d'un modèle à trois dimensions.

Nous le répétons : il ne faut pas essayer de construire un modèle de rayonnement comme nous avons construit, dans le tome I, un modèle de courant électrique. Néanmoins, il n'est pas interdit de chercher à comprendre comment l'énergie peut passer de la forme électrique, à la forme rayonnée. Nous avons signalé plus haut que le rayonnement était de l'énergie *détachée de son support de matière*. Il s'agit d'expliquer comment un tel détachement peut se produire.

**55. Transformation du courant en rayonnement (fig. 28).** — Imaginons qu'un électron, primitivement au repos, se mette à se mouvoir. En d'autres termes, le conducteur qui le guide est le siège d'un *courant électrique*. Le résultat, que nous avons étudié en détail dans le premier tome de cet ouvrage, c'est qu'un *champ magnétique* va se développer tout autour du conducteur.

On a cru longtemps que *ce champ magnétique* envahissait brusquement

tout l'espace. Or on sait, depuis *Einstein*, qu'il ne peut pas y avoir d'action instantanée. Tous les phénomènes pouvant servir de signaux, quels qu'ils soient, se propagent avec une vitesse finie dont le maximum possible est, précisément  $c$ , la vitesse de la lumière. Le champ magnétique, comme le champ électrique, comme le champ de gravitation, se propage, dans le vide avec cette même vitesse  $c$ .

En conséquence, le champ magnétique, envahira donc de proche en proche tout l'espace. Il apparaîtra au point  $P$  avant d'apparaître au point  $P'$ .

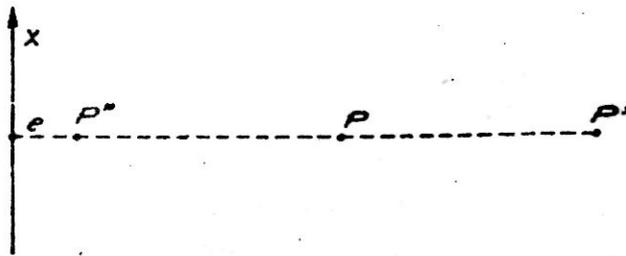


Fig. 28.

Quand nous aurons atteint un régime stationnaire, le champ au point  $P$ , comme au point  $P'$  sera constant et ne dépendra que de la vitesse de l'électron et de la distance  $d$  qui sépare le point considéré du conducteur.

D'une manière plus précise, la valeur de ce champ sera donnée par

$$H = \frac{e v}{d^2 c}$$

Nous avons aussi montré dans le tome I qu'un champ magnétique représente *une certaine énergie*.

$$W = \frac{\mu H^2}{8\pi} \text{ ergs par cm}^3$$

$\mu$  étant la perméabilité du milieu considéré. C'est-à-dire que, dans l'air, on aurait tout simplement :

$$\frac{H^2}{8\pi} \text{ ergs par cm}^3.$$

Nous avons également montré que cette énergie était fournie par la force électromotrice de la source, pendant la période d'établissement du courant, en luttant contre la force contre-électromotrice de self-induction.

Au moment où le courant cesse de circuler, le champ magnétique disparaît mais, *en temps normal*, l'énergie totale qu'il représente apparaît sous forme

d'un extra-courant ou d'une tension de self-induction. C'est ainsi que, lorsqu'on coupe un circuit ayant un coefficient de self-induction important, on voit apparaître une étincelle de rupture.

On peut imaginer assez facilement le phénomène de la self-induction, au moment de la coupure du courant. Les *lignes de force* (lignes imaginaires) se replient progressivement autour de  $e$  et, en balayant le conducteur, alimentent la tension de self-induction. Les manifestations seront d'autant plus frappantes que l'énergie emmagasinée dans le champ magnétique apparaîtra en un temps plus réduit.

Mais supposons que le mouvement de l'électron puisse être *brusquement arrêté*. Que deviendrait l'énergie emmagasinée dans le champ magnétique? Il lui serait alors impossible de se manifester dans le circuit puisque nous supposons que l'électron est immobilisé. Cet artifice nous permet, en quelque sorte, de détacher *complètement l'énergie du champ magnétique de son support matériel*. Elle apparaît alors sous forme de rayonnement.

Lorsque nous coupons brusquement un circuit électrique nous faisons apparaître une étincelle de rupture mais, en même temps, nous créons *une onde électromagnétique*. L'expérience nous apprend que la simple rupture d'un circuit d'éclairage au voisinage d'un récepteur de T. S. F. produit un bruit perturbateur. Plus la rupture est brusque et plus la composante rayonnée est relativement importante.

Cela s'explique. Si la rupture est relativement lente, la période de cessation du courant dure assez longtemps, grâce à l'étincelle de rupture, pour que la plus grande partie des lignes de force puisse revenir actionner l'électron avant qu'il ne soit contraint à l'arrêt absolu. Ainsi le champ magnétique correspondant au point  $P$  aura le temps de revenir en  $e$ , alors que celui de  $P'$  pourra rester dans l'espace. L'avantage d'un arrêt brutal nous apparaît ainsi beaucoup mieux car l'intensité du champ magnétique est inversement proportionnelle au carré de la distance.

**56. Utilisation de courants de haute fréquence.** — Reprenons notre supposition précédente : un électron est au repos dans un conducteur. Pour produire une composante rayonnée aussi intense que possible, il faut :

1) Communiquer à l'électron, *le plus rapidement possible*, une vitesse aussi élevée que possible, ce qui ressort clairement de l'expression du champ magnétique :

$$H = \frac{e}{d^2} \frac{v}{c}$$

En effet, plus  $v$  sera grand et plus  $H$  sera grand, c'est-à-dire que cha-

que centimètre cube de l'espace environnant aura emmagasiné une plus grande quantité d'énergie.

Puisque l'électron est supposé parti d'une vitesse nulle, on traduira ce qui précède sous une autre forme en disant qu'il faut communiquer à l'électron une *accélération positive* aussi grande que possible.

2) Après quoi, il faut l'arrêter dans le minimum de temps c'est-à-dire lui communiquer une *accélération négative* aussi élevée que possible en valeur absolue.

Dès que l'électron sera arrêté, la composante rayonnée sera lancée dans l'espace. Les conditions seront les mêmes qu'au début et tout pourra recommencer.

Pour obtenir du rayonnement d'une manière continue, nous serons donc amené à lancer notre électron, à l'arrêter, puis à recommencer. Le résultat sera exactement le même si, au lieu de faire progresser l'électron toujours dans le même sens, nous le lançons *alternativement dans un sens, puis dans l'autre*.

Mais lorsque les électrons d'un conducteur partent alternativement dans un sens, puis dans l'autre, en conservant toujours la même position moyenne, nous avons convenu de dire, dans le tome I, *que le conducteur est le siège d'un courant alternatif*. Pour obtenir du rayonnement, il faut créer du courant alternatif.

**57. Influence de la fréquence.** — L'intensité de courant dans un conducteur représente la quantité d'électricité, c'est-à-dire, *le nombre d'électrons* qui traverse une section en une seconde. On conçoit, d'après cela que, dans le conducteur de la figure 28, cette intensité sera proportionnelle à l'amplitude du déplacement de notre électron supposé unique. Comme il s'agit de courant alternatif nous serons amené à considérer l'amplitude maximum de l'oscillation (correspondant à l'intensité maximum).

Il est clair que, pour une même amplitude, les accélérations transmises à l'électron seront d'autant plus importantes que la fréquence sera plus grande. L'accélération est, en effet, l'accroissement de vitesse dans l'unité de temps.

Nous avons montré plus haut que la composante rayonnée devenait plus importante quand on augmentait l'accélération communiquée à l'électron. Il est donc certain que le rayonnement sera plus facile à mettre en évidence si l'on utilise des courants de haute fréquence.

Avec un courant de fréquence relativement faible, le rayonnement sera imperceptible au point P'', parce que l'énergie du champ magnétique pourra, en quelque sorte, réintégrer le circuit. Si la fréquence est

assez grande, l'énergie au point P' restera dans l'espace, c'est-à-dire apparaîtra sous la forme rayonnée.

Il découle des raisonnements précédents que la fréquence du rayonnement est nécessairement égale à celle du courant qui lui a donné naissance. Comme le rayonnement se propage dans l'espace, on peut lui faire correspondre les notions de longueur d'onde, *mais en tenant compte expressément des réserves formulées dans le premier chapitre.*

Les mêmes raisonnements nous fournissent ce résultat tout à fait inattendu que la composante rayonnée doit être négligeable au voisinage même du conducteur (au point P'', par exemple). *C'est bien ce qu'on peut observer expérimentalement.* En réalité, au voisinage d'une antenne d'émission les phénomènes observés dans les circuits récepteurs sont dus à l'induction et non pas au rayonnement.

Il est relativement facile de faire la différence expérimentale entre le rayonnement et l'induction. Dans ce dernier cas, *le champ inducteur est un véritable prolongement du circuit inducteur.* Quand nous agissons d'une manière quelconque sur ce champ nous faisons apparaître une réaction inévitable dans le circuit inducteur. Ainsi, toute variation de l'intensité secondaire d'un transformateur se traduit par une variation correspondante de l'intensité primaire.

Au contraire, même si toute l'énergie rayonnée par un émetteur pouvait être recueillie par un seul récepteur — ce qui n'est pas impossible avec les ondes ultra-courtes dirigées — il n'y aurait aucune réaction entre cette énergie absorbée et l'intensité de courant à haute fréquence dans l'antenne. Cette remarque permet de mieux comprendre ce qu'il faut entendre quand nous écrivons que l'énergie rayonnée est *détachée* de la matière.

Mais on est alors en droit de se demander où s'arrête l'induction et où commence le rayonnement. On passe insensiblement d'un phénomène à l'autre, toutefois, on peut montrer que la composante rayonnée devient nettement prépondérante *à partir d'une distance égale à la longueur d'onde.*

Nous pouvons ainsi nous expliquer pourquoi le rayonnement produit par les courants industriels 50 p : s est pratiquement nul. En effet, la longueur d'onde correspondante est, en centimètres :

$$\lambda = \frac{V}{F} \text{ ou } \frac{3 \times 10^{10}}{50} \text{ ou, enfin } 6 \times 10^8 \text{ cm.}$$

c'est-à-dire 6.000.000 de mètres ou 6.000 kilomètres. Ce qui veut dire que, pour observer la composante rayonnée, par exemple, par une ligne de transport de force, il faudrait placer les appareils récepteurs à 6.000 ki-

lomètres. De plus le rayonnement ne pourrait être produit que par l'intermédiaire d'un radiateur d'ondes dont les dimensions seraient de même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Il y a donc impossibilité.

Si Hertz a pu, dans ses célèbres expériences, mettre en évidence la composante rayonnée, au voisinage même de l'émetteur, c'est parce que, d'après leurs constantes, les circuits qu'il utilisait produisaient des rayonnements dont la longueur d'onde était de quelques centimètres seulement.

Si le hasard avait voulu qu'il se servît de circuits rayonnant des ondes de quelques dizaines de mètres, il n'aurait mis en évidence qu'une induction entre deux circuits, ce qui n'aurait nullement constitué une découverte.

Certains auteurs expliquent le rayonnement en comparant émetteur et récepteur au primaire et au secondaire d'un transformateur. Il est utile de souligner que cette assimilation ne correspond nullement à la réalité.

**58. Influence du radiateur d'onde.** — Pour que le rayonnement soit intense à grande distance il faut que les effets produits par les électrons qui circulent dans chacun des éléments du conducteur s'ajoutent. Par exemple, ce résultat ne serait pas obtenu par la disposition figure 29 a :

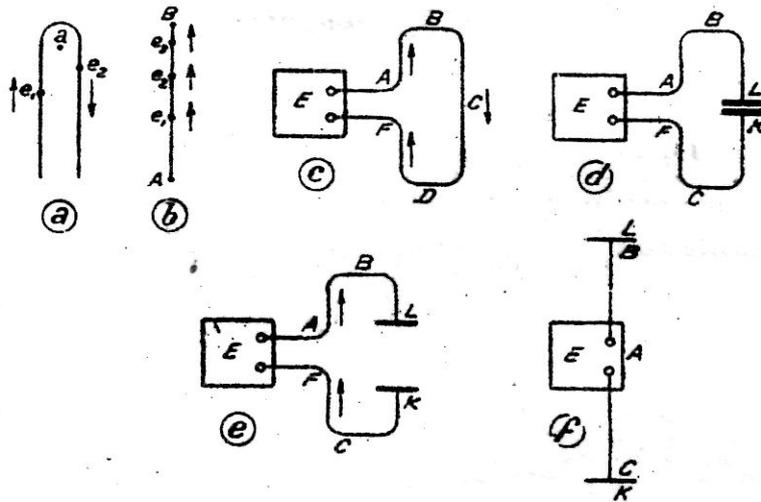


Fig. 29.

Le champ magnétique produit en un point par l'électron  $e_1$ , serait en opposition avec le champ produit par  $e_2$ , si bien que le rayonnement pourrait être négligeable. D'autre part, d'une manière générale, le rayonnement en un point  $a$  sera encore négligeable puisque la distance entre ce point et les conducteurs est inférieure à la longueur d'onde.

59. **Antenne demi-onde.** — L'idéal serait évidemment de réaliser un radiateur d'onde dans lequel tous les électrons circulent dans une même direction. Ce serait un simple fil vertical, analogue à la figure 29 *b*. Mais, à première vue, une telle réalisation est impossible car il semble qu'au cours du fonctionnement les électrons voisins de l'extrémité B comme  $e_3$  devraient être projetés dans l'espace, alors qu'en A, il faudrait admettre que des électrons d'une origine quelconque devraient pénétrer dans le conducteur.

L'emploi d'un *circuit ouvert* permet de tourner cette difficulté.

Soit le schéma général de l'installation figure 29 *c*. Il s'agit de supprimer les brins comme AB et FD dont l'action vient contrarier celle du brin rayonnant BD.

Sans rien changer au fonctionnement général, nous pouvons intercaler un condensateur LK. L'ensemble du circuit peut même être déterminé pour être en résonance avec l'émetteur E, ce qui correspond au maximum d'intensité du courant, donc au maximum de rayonnement.

Nous pouvons (29 *e*) écarter les armatures LK sans modifier les conditions de fonctionnement, car nous compenserons la diminution de capacité résultant de l'écartement, par une augmentation de la surface de L et K. *Dans l'intervalle LK, il n'y a pas de courant.*

A la limite, nous placerons L et K à l'extrémité des deux conducteurs et nous aurons précisément réalisé le cas de la figure 29 *b*. Nous aurons ainsi réalisé un *dipole* ou une *antenne en doublet*.

En agissant convenablement sur la longueur des brins AB et FC on peut même pratiquement supprimer les plaques K et L, car il existe une certaine capacité répartie tout le long des conducteurs.

Un tel système est dit une *antenne demi-onde*. L'intensité de courant n'est pas constante tout le long du conducteur. Elle est maximum en AF

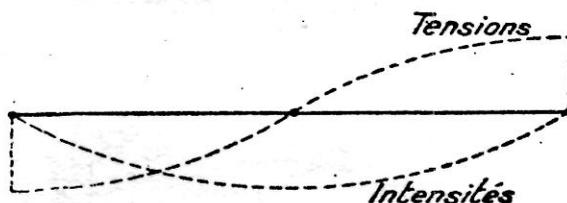


Fig. 30.

— ce qui constitue un *ventre d'intensité*; elle est nulle aux extrémités B et C — où il y a un *nœud d'intensité*. Il résulte de cette observation que les électrons sont immobiles aux extrémités et ne quittent pas le conducteur.

La répartition des intensités est indiquée figure 30. Ce graphique permet de comprendre pourquoi l'antenne est nommée *demi-onde* : la distance

entre les deux extrémités est égale à la demi-longueur d'onde. Ainsi, pour rayonner une longueur d'onde de 20 mètres, il faut prévoir deux brins de 5 mètres.

On peut aussi imaginer d'autres répartitions des intensités.

Il faut et il suffit :

- 1° Qu'il y ait un ventre d'intensité à l'endroit où est connecté l'émetteur;
- 2° Que les deux extrémités correspondent à des nœuds d'intensités.

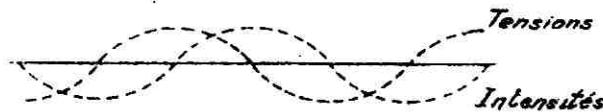


Fig. 31.

Nous donnons figure 31, la distribution des intensités dans le cas d'accord sur l'harmonique III.

On peut comparer le mode de fonctionnement d'une antenne demi-onde, avec celui d'un tuyau sonore ouvert.

Le radiateur d'ondes peut être disposé horizontalement ou verticalement.

**60, Antenne quart d'onde.** — Puisqu'on peut comparer l'antenne précédente à un tuyau sonore ouvert, on peut se demander s'il n'existe pas un modèle de radiateur d'onde comparable à un *tuyau fermé*.

Au lieu de relier la borne F à un second brin rayonnant, on peut tout simplement la connecter à la terre qui est, par définition, le potentiel zéro. Tout se passe comme si le brin rayonnant unique AB était réfléchi à la surface du sol et, à une certaine distance, l'effet est exactement le

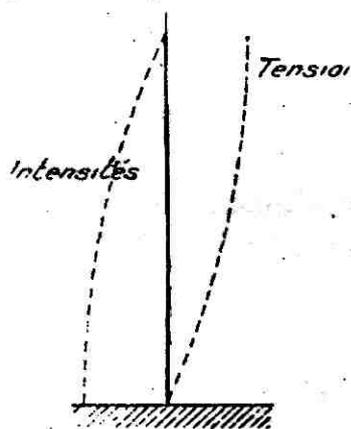


Fig. 32.

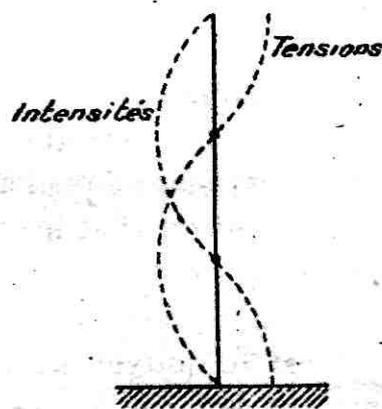


Fig. 33.

même. Il faudra nécessairement que F soit un nœud de potentiel. On obtiendra donc la distribution indiquée figure 32 — ce qui permet de comprendre pourquoi ce type d'aérien est nommé « *antenne quart d'onde* ».

Des réglages sur harmoniques sont également possibles (fig. 33).

On peut remplacer la connexion à la terre par une liaison avec une masse

métallique présentant une surface importante. L'antenne fonctionne alors avec *contreponds*. C'est le cas des émetteurs d'avions ou d'automobiles.

**61. Excitation des antennes. Couplage.** — Pour introduire l'énergie dans l'antenne, il faut évidemment prévoir un moyen de couplage quelconque avec le générateur à haute fréquence. On arrive à ce résultat en intercalant une bobine de couplage, placée en un ventre d'intensité.

En conséquence, la bobine de couplage sera intercalée à la base de l'antenne dans le cas d'une antenne *quart d'onde* (fig. 34 a). Elle sera, au contraire, placée au milieu du radiateur s'il s'agit d'une antenne *demi-onde*.

On peut *accorder* une antenne d'une forme quelconque sur une longueur d'onde donnée. On peut, à cet effet, introduire des condensateurs ou des

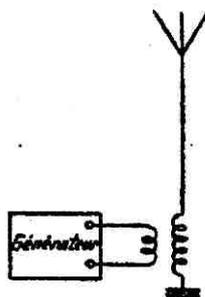


Fig. 34 a.

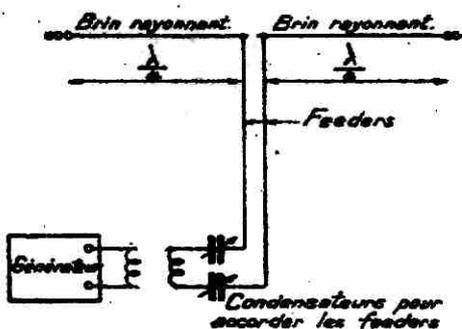


Fig. 34 b.

bobines de self-induction en série. Dans le premier cas on diminue la longueur d'onde propre, dans le second, on l'augmente.

On est parfois amené à placer le radiateur d'onde loin du générateur de courants de haute fréquence. Dans ce cas, la connexion a lieu à l'aide de *feeders*. Il s'agit de conducteurs spécialement conçus pour ne pas rayonner d'énergie. On arrive à ce résultat de différentes manières : par exemple, un des conducteurs est placé dans l'axe d'un cylindre relié à la terre (câbles coaxiaux). On peut aussi utiliser deux fils parallèles dont la distance est négligeable par rapport à la longueur d'onde et dont les intensités de courant sont en opposition de phase. Les rayonnements produits sont ainsi annulés. C'est le moyen utilisé pour alimenter les antennes en doublet. Il faut encore *accorder* les feeders de telle sorte qu'un ventre d'intensité se produise au point d'alimentation.

On arrive à ce résultat à l'aide de bobines de self-induction et de condensateurs variables (fig. 34 b).

**62. Hauteur effective (fig. 35).** — Imaginons (fig. 35) un poste émetteur réduit à sa plus simple expression. Un générateur de courants

alternatifs de haute fréquence débite dans une antenne quart d'onde. Cette dernière transforme l'énergie électrique en rayonnement de haute fréquence, exactement comme un tuyau sonore transforme en son l'énergie développée par la soufflerie.

Mais dans quelle proportion l'énergie produite sera-t-elle transformée en rayonnement? Nous avons montré plus haut (paragraphe n° 57) que, suivant la forme du radiateur d'onde il pouvait y avoir une composante rayonnée plus ou moins importante. Ainsi, nous pouvons prévoir que la forme de l'antenne doit jouer un rôle important. C'est pour cette raison

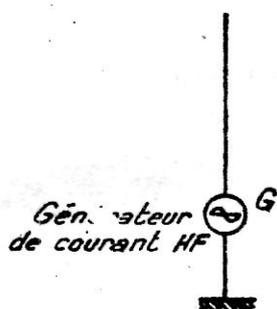


Fig. 35.

qu'on introduit la notion de *hauteur effective* ou *hauteur de rayonnement* d'une antenne, qu'il ne faut pas confondre avec sa hauteur au-dessus du sol.

Dans le cas simple d'une antenne verticale de hauteur  $h$  vibrant en quart d'onde, la hauteur de rayonnement  $h_r$  est donnée par :

$$h_r = \frac{2h}{\pi}.$$

Si la longueur d'onde est très grande par rapport à  $h$  on a simplement :

$$h_r = \frac{h}{2}.$$

Enfin, pour une antenne comportant une nappe horizontale très importante, par rapport à sa hauteur :

$$h_r = h.$$

Il ne s'agit là que de résultats approchés. Le seul moyen de déterminer avec précision la hauteur  $h_r$  est de la mesurer par des méthodes appropriées (voir Mesny, *Radio-électricité Générale*. Tome I, pages 250 et suivantes).

**63. Rendement d'une antenne émettrice.** — Le générateur G (fig. 35) fournit une certaine puissance. Comment cette énergie est-elle utilisée? Nous savons déjà que cette puissance n'est pas entièrement

rayonnée. Il y a évidemment une fraction de puissance perdue par effet Joule dans les conducteurs, une partie perdue par les courants de Foucault, par hystérésis diélectrique, etc.. en un mot dans toutes les pertes du système antenne-terre. La fraction qui reste est précisément celle qui nous intéresse. C'est celle qui a été convertie en rayonnement.

Si  $W_t$  représente la puissance électrique totale fournie par le générateur, et si  $W_r$  est la puissance rayonnée, on appellera *rendement de l'antenne*, le rapport :

$$\frac{W_r}{W_t}$$

**64. Résistance de rayonnement.** — Mais si  $W_p$  est la puissance correspondant aux pertes diverses du système antenne-terre, on aura évidemment :

$$W_r = W_t - W_p$$

On peut admettre que les pertes entières sont causées par l'équivalent d'une résistance  $R_p$ , et l'on écrira :

$$W_p = I_r^2 \times R_p$$

En procédant de même pour l'énergie rayonnée, on sera amené à définir une certaine quantité  $R_r$ , mesurée en ohms, qui est la *résistance de rayonnement* de l'antenne considérée et l'on aura finalement, pour exprimer le rendement de l'antenne :

$$\frac{R_r}{R_t} \quad \text{ou encore} \quad \frac{R_r}{R_p + R_r}$$

*Une antenne d'émission sera d'autant meilleure que les pertes seront plus petites et que la résistance de rayonnement sera plus grande.*

La résistance de rayonnement est, comme on peut le supposer, déterminée par la *hauteur de rayonnement*.

On peut montrer que, dans le cas d'une antenne peu élevée par rapport à la longueur d'onde rayonnée, on a approximativement :

$$R_r = 160 \pi^2 \left( \frac{h_r}{\lambda} \right)^2$$

Cette formule ne donne que des résultats approchés. Il est impossible de calculer avec précision la résistance d'une antenne.

**65. Constantes pratiques des antennes quart d'onde.** — La formule précédente a, toutefois, l'avantage de montrer que la résistance de rayonnement des antennes pour les grandes longueurs d'onde est

toujours faible, puisque  $h_r$  demeure petit par rapport à  $\lambda$ . On peut en déduire que le rendement des antennes pour les plus grandes longueurs d'ondes demeure toujours faible.

Ainsi, par exemple, la résistance de rayonnement de *Bordeaux-Lafayette* n'était que de 0,13 ohm. Celle de la gigantesque antenne de Sainte-Assise était de 0,19 ohm. Dans ce dernier cas, le chiffre total des pertes et de  $R_r$  était de l'ordre de 0,55 ohm, ce qui conduisait à un rendement *tout à fait exceptionnel* de 35 %. Encore faut-il dire que l'antenne possédait un ensemble formidable de pylônes de 250 mètres de hauteur. Dans la majorité des cas, le rendement des antennes grandes ondes ne dépassait guère 10 %.

Sur ondes moyennes (600 m.) on peut, sans difficulté, construire des antennes dont la résistance de rayonnement est de 2 ou 3 ohms.

Enfin, sur ondes courtes, une résistance de rayonnement de 40 à 50 ohms n'est pas exceptionnelle. Dans ces conditions comme les pertes peuvent être rendues presque négligeables, on peut atteindre des rendements de l'ordre de 90 %.

C'est encore un facteur intéressant à mettre à l'actif des ondes courtes.

**66. Cas d'une antenne isolée du sol.** — Les considérations précédentes sont spécialement applicables aux antennes dont une des extrémités est directement reliée au sol. Elles ne peuvent donc pas s'appliquer au cas d'une antenne d'avion, par exemple.

Le calcul théorique est, dans ce cas, encore plus inexact que dans le cas précédent.

On admet que l'influence du sol ne devient négligeable que dans le cas où la hauteur de l'antenne au-dessus du sol est au moins égale à une demi-longueur d'onde.

Il est intéressant de noter que la résistance de rayonnement et, par conséquent, le rendement de l'antenne sont notoirement plus élevés.

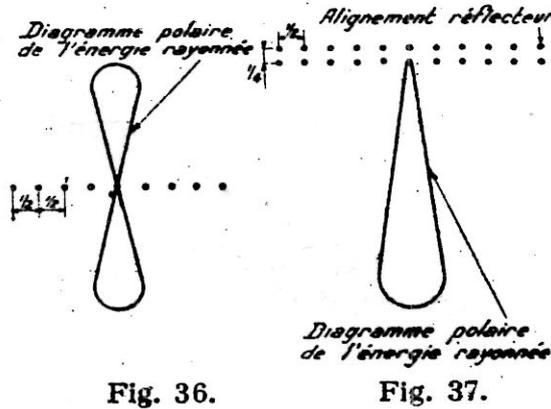
**67. Antennes diverses. Antennes dirigées.** — Il serait fastidieux de passer en revue toutes les formes d'antennes. On peut réaliser des antennes en nappes verticales, des antennes prismatiques, des antennes en L, des antennes en T, des antennes en parapluie, etc...

Sur les ondes courtes, il est possible de réaliser des antennes qui projettent l'énergie rayonnée dans une ou plusieurs directions privilégiées.

Considérons, par exemple, un alignement d'antennes verticales, distantes d'une demi-longueur d'onde (fig. 36). L'énergie rayonnée sera concentrée dans une direction perpendiculaire à la direction de l'ali-

gnement. La concentration sera d'autant meilleure que la longueur de l'alignement sera plus grande.

Si, maintenant, on dispose derrière cet ensemble un second alignement semblable à une distance égale à un quart de longueur d'onde on obtient une antenne unidirectionnelle. Le second alignement joue exactement le rôle d'un écran ou d'un réflecteur. Il faut noter que les antennes du



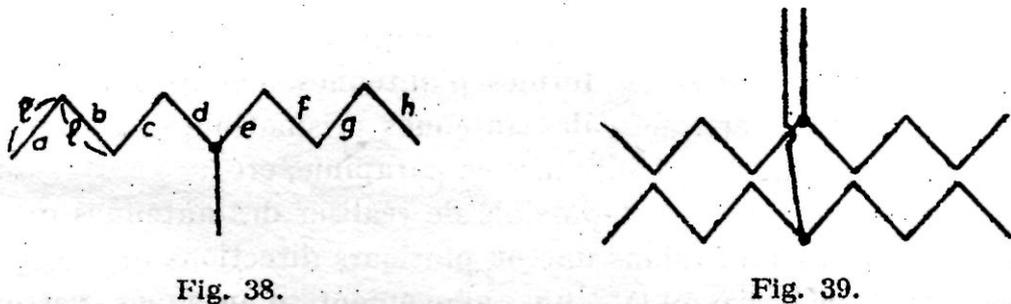
réflecteur sont excitées par induction. Elles ne sont pas reliées au générateur de courant à haute fréquence (fig. 37).

Pour que l'effet directif soit aussi parfait que possible, il est nécessaire que les différentes antennes de l'alignement rayonnant soient alimentées parfaitement *en phase*. Cette condition peut soulever des difficultés pratiques importantes.

Il n'en est pas de même avec les nappes d'antenne du type *Chireix-Mesny*.

Le radiateur d'onde est constitué par un fil replié en dents de scie, à angle droit, et dont les différents éléments sont égaux à une demi-longueur d'onde. En alimentant l'antenne au point *e*, on montre que les courants dans les différents brins se comportent comme si l'on était en présence de l'alignement figure 36.

En superposant deux éléments semblables (fig. 38) les courants dans



les conducteurs d'alimentation sont à chaque instant en opposition de phase et ne rayonnent aucune énergie.

Enfin, un dispositif semblable placé à l'arrière constitue un réflecteur et concentre toute l'énergie rayonnée dans une seule direction (fig. 39).

On sait construire aujourd'hui des antennes directrices très simples et très efficaces. Elles sont tout simplement constituées par un conducteur horizontal en forme de *losange* alimenté d'une manière convenable.

### APPENDICE DU CHAPITRE III

#### I. — Hauteur de rayonnement d'une antenne

(d'après Mesny — page 250, tome I).

On considère une antenne *verticale* de hauteur  $h$ .  $I$  est l'intensité de courant en un point quelconque  $M$  et  $I_0$  l'intensité au ventre de courant — c'est-à-dire, généralement, à la base de l'antenne.

Soit  $dz$  un élément de la longueur du brin rayonnant au point. La hauteur de rayonnement est la longueur  $h_r$  définie par :

$$I_0 h_r = \int_0^h I dz.$$

Cette expression sert de base à la définition suivante : *La hauteur de rayonnement d'une antenne est la longueur d'une autre antenne verticale qui serait parcourue sur toute sa hauteur par un courant d'intensité égale à l'intensité qui existe au ventre de la première et qui produirait la même intensité de champ rayonnée que la première, à la surface du sol.*

## CHAPITRE IV

### Étude théorique du circuit oscillant émetteur.

**68. Généralités.** — Le moyen le plus anciennement connu pour obtenir des oscillations de haute fréquence est celui que Hertz utilisa lors de ses fameuses expériences. Il consiste à décharger un condensateur dans un circuit qui possède de la *self-induction*  $L$  et une *certaine résistance*  $R$ .

Lorsque certaines conditions que nous allons étudier plus loin sont respectées, on observe que la décharge du condensateur devient *périodique*. Il faut entendre par là que l'ensemble du circuit (fig. 40) est le siège des phénomènes suivants :

- a) Le condensateur, en se déchargeant, produit une variation de courant dans l'inductance.
- b) Cette variation déclenche l'apparition d'une force électromotrice de self-induction entre les extrémités de  $L$ .
- c) Cette tension recharge le condensateur dans l'autre sens.
- d) Les mêmes phénomènes se reproduisant en sens inverse, on arrive de nouveau aux conditions initiales.

Ces divers échanges se font suivant un rythme pratiquement régulier qui ne dépend que de différentes constantes ( $R$ ,  $C$  et  $L$ ).

Il est évident que la résistance  $R$ , traversée par l'intensité de courant

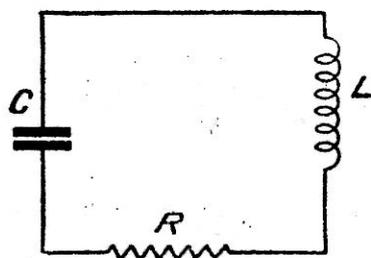


Fig. 40.

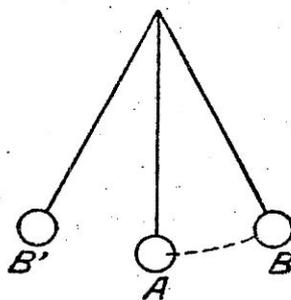


Fig. 41.

est le siège d'une dégradation d'énergie. L'énergie primitivement emma-

gasinée dans le condensateur  $\left(\frac{1}{2} CV^2\right)$  se dissipe peu à peu en chaleur dans R. On peut donc supposer que l'amplitude des oscillations ainsi produites diminue rapidement. Nous serons donc en présence d'*oscillations amorties*.

A ce sujet, il est intéressant d'établir une comparaison entre les *oscillations électriques* du circuit de la figure 40 et les oscillations pendulaires d'un corps suspendu à un fil (fig. 41).

Lors de l'étude du pendule<sup>1</sup> nous avons souligné que les oscillations étaient dues à une transformation constante de l'énergie accumulée dans le corps pesant. A son point le plus bas, en A sur la figure 41, le corps pesant est animé de la plus grande vitesse. L'énergie cinétique est maximum  $\left(\frac{1}{2} MV^2\right)$ , M étant la masse et V la vitesse à cet instant). Au contraire, aux points les plus élevés en B ou en B', le corps est immobile, sa vitesse est nulle, par contre son énergie potentielle est maximum. L'expérience constante nous apprend que le mouvement du pendule durera d'autant plus longtemps que les frottements seront plus réduits. Si les frottements ou, d'une manière plus précise, l'amortissement, atteint une valeur excessive, il n'y aura plus d'oscillations : le corps pesant reprendra directement sa position d'équilibre sans la dépasser. Nous serons alors en présence d'*un mouvement aperiodique*. On pourra faire varier l'amortissement, en munissant, par exemple, le corps pesant de palettes en carton produisant un frottement contre l'air. Pour une certaine valeur précise de l'amortissement qui est la *valeur critique* on passe du régime oscillant *periodique* au régime *aperiodique*.

Au moment où nous commençons l'expérience de la figure 40 le condensateur est chargé; il n'y a encore aucun courant dans la bobine L. Toute l'énergie électrique est, sous la *forme potentielle*, dans le condensateur.

Au bout d'un quart de période, la tension aux bornes du condensateur est complètement nulle. Il n'y a donc plus d'*énergie potentielle*. Par contre, le courant dans L est maximum et l'*énergie magnétique* emmagasinée est  $\frac{1}{2} L I^2$  (exactement de même forme que  $\frac{1}{2} MV^2$ ). Il y a donc là encore une *transformation oscillante de l'énergie*.

Dans le cas du pendule, l'amortissement est l'ensemble des phénomènes inévitables qui dégradent à chaque oscillation, une certaine fraction d'énergie. Cette perte apparaît sous forme de chaleur. Il en est exacte-

1. Voir Tome I, n° 135, page 147.

ment de même dans l'expérience du circuit oscillant. Les courants, en traversant obligatoirement R, y font apparaître une certaine quantité de chaleur par effet Joule. C'est R qui est la cause de l'amortissement.

On peut, d'ailleurs, pour simplifier l'étude, admettre que le coefficient R représente l'ensemble de toutes les causes qui apportent une certaine dégradation d'énergie aussi bien dans la bobine L que dans le condensateur. R est, en réalité, le coefficient de pertes.

**69. Décharge oscillante.** — L'étude mathématique du problème est assez compliquée. Nous en donnons un aperçu dans l'appendice de ce chapitre (page 88). Nous nous bornerons à en donner ici les principaux résultats.

Ainsi que le raisonnement intuitif permet de le supposer (voir paragraphe précédent), la décharge du condensateur dans le circuit ne prend le caractère oscillatoire que si l'amortissement est assez réduit.

D'une manière plus précise, on démontre que  $R^2$  doit être plus petit que  $\frac{4L}{C}$  pour qu'il y ait échange oscillant d'énergie entre le condensateur et la bobine.

Lorsque  $R^2$  est égal à  $\frac{4L}{C}$  c'est le régime critique. La décharge est aperiodique.

Il en est de même quand  $R^2$  est plus grand que  $\frac{4L}{C}$ . L'étude du premier cas ( $R^2 < \frac{4L}{C}$ ) est particulièrement importante<sup>1</sup>.

En voici les principaux résultats (d'après Mesny).

L'intensité instantanée et la tension instantanée aux bornes du condensateur sont données par les expressions :

$$i = -\frac{V_0}{\tau_1 L} e^{-at} \sin \tau_1' t$$

$$v = \frac{V_0}{\sin \chi'} e^{-at} \sin (\tau_1' t + \chi') \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg} \chi' = \frac{\sqrt{\tau_1'^2 - a^2}}{a}$$

où

$$a = \frac{R}{2L} \quad \tau_1'^2 = \tau_1^2 - a^2 \quad \tau_1^2 = \frac{1}{L.C}$$

$V_0$  est la tension aux bornes du condensateur au temps  $t = 0$ .

Les deux courbes correspondantes sont tracées figure 42. Les deux quantités s'annulent périodiquement à des intervalles  $T = \frac{2\pi}{\tau_1'}$ . C'est

1. Voir les calculs dans l'appendice, page 88.

pourquoi cette quantité est appelée *la pseudo-période*. Il ne faut pas perdre de vue qu'il ne s'agit pas d'un mouvement véritablement périodique. Il faudrait, pour cela, que l'amplitude se maintint égale pour chaque période.

Il n'en est pas ainsi et nous sommes en présence *d'oscillations amorties*.

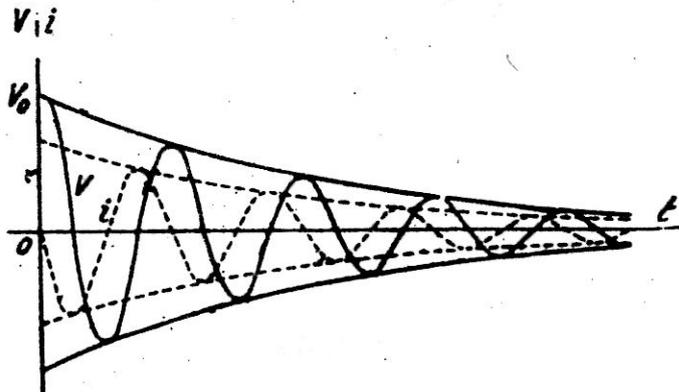


Fig. 42.

La courbe enveloppe des variations d'intensité et de tension est une *exponentielle*, dont l'équation s'écrit :

$$e^{-at}$$

Quand  $R^2$  demeure très petit par rapport à  $\frac{4L}{C}$ , ce qui est pratiquement le cas pour les circuits de T. S. F., on peut considérer que l'intensité de courant et la tension aux bornes du condensateur sont en quadrature. C'est exactement le résultat prévu par le raisonnement intuitif : le condensateur est déchargé quand le courant est maximum, il est, au contraire, au maximum quand l'intensité s'annule.

La pseudo-période est  $\frac{2\pi}{\gamma'}$  c'est-à-dire, en remplaçant  $\gamma'$ , par sa valeur :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}} \quad (3)$$

Mais si  $R^2$  est très petit par rapport à  $\frac{4L}{C}$  cette expression est très approximativement égale à :

$$2\pi \sqrt{LC}$$

c'est la formule de Thomson<sup>1</sup> que nous avons déjà rencontrée dans le Tome I; pour exprimer la période de résonance d'un circuit d'inductance

1. Voir utilisation pratique en appendice.

$L$  et de capacité  $C$ . C'est pourquoi on dit encore que  $2\pi\sqrt{LC}$  est la *période propre* du circuit.

**70. Amortissement critique.** — Lorsque la résistance cesse d'être négligeable par rapport à  $\sqrt{\frac{4L}{C}}$  on observe, d'après la formule, que la durée de la pseudo-période augmente progressivement. Quand la condition d'amortissement critique est réalisée :

$$R^2 = \frac{4L}{C}$$

il n'y a plus qu'une seule demi-période d'une durée infiniment grande.

**71. Décharge apériodique.** — Enfin, quand  $R^2 > \frac{4L}{C}$ , la décharge du condensateur est apériodique. La tension aux bornes suit une loi exponentielle. Il faut entendre par là qu'elle diminue progressivement et qu'elle tend vers zéro. Elle n'atteindra cet état limite qu'au bout d'un temps théoriquement infini.

L'intensité de courant part d'une valeur nulle, subit une période de croissance, passe par un maximum, décroît et ne s'annule qu'au bout d'un temps théoriquement infini. Tout cela est évident a priori.

La décharge sera d'autant plus lente, c'est-à-dire que la quantité d'électricité restant dans le condensateur sera d'autant plus importante que la résistance en circuit sera plus grande. La plus grande rapidité de décharge correspond à la résistance critique.

L'allure des courbes de variation de la tension et de l'intensité est donnée figure 43.

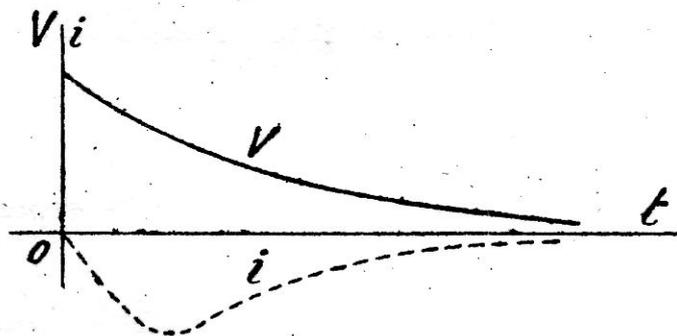


Fig. 43.

Il n'y a pas lieu de s'étonner en constatant que la décharge du condensateur n'est complète qu'au bout d'un temps infiniment grand. Nous avons sous les yeux chaque jour de nombreux phénomènes comparables.

Un pendule, suffisamment amorti pour ne pas osciller, ne revient à la position verticale qu'au bout d'un temps infiniment grand. Deux vases communiquant par une mince tubulure (pour éviter les oscillations) ne peuvent atteindre le niveau d'équilibre... qu'après un temps infini.

Mais ce sont là des résultats théoriques.

On dira, en pratique, que le condensateur est déchargé lorsqu'il ne contiendra plus, par exemple, que la 10.000<sup>e</sup> partie de sa charge maximum. Et ce résultat pourra être atteint dans de nombreux cas au bout d'une infime fraction de seconde. Il est intéressant de noter que les conditions critiques correspondent à la plus grande rapidité de décharge. C'est une observation semblable qu'on applique pour amortir les oscillations de certains appareils de mesure.

**72. Charge oscillante du condensateur.** — Nous avons étudié dans le tome I, de cet ouvrage, la charge d'un condensateur à travers un circuit résistant. Si le circuit comporte, en outre, une bobine de self-induction, la charge peut prendre le caractère oscillatoire quand la condition  $R^2 < \frac{4L}{C}$  est remplie.

Cette étude serait exactement la réciproque de l'étude précédente.

**73. Facteurs agissant sur l'amortissement d'un circuit. Décrément. Facteur de surtension. Constante de temps.** — Le facteur le plus important est la résistance  $R$ ; puisqu'en faisant simplement varier cette caractéristique on peut rendre un circuit apériodique ou, au contraire, oscillant. Mais, on peut adopter des rapports différents entre  $L$  et  $C$  pour une même *pseudo-période*, celle-ci étant, en effet, déterminée par  $2\pi \sqrt{LC}$ .

Il ne faut pas perdre de vue que cette formule n'est applicable que si la valeur de la résistance  $R$  est négligeable par rapport à

$$\sqrt{\frac{4L}{C}}$$

Les différentes combinaisons correspondront à des valeurs différentes de l'amortissement. Il est donc intéressant de pouvoir exprimer cette caractéristique par des coefficients simples.

Le *coefficient d'amortissement*, désigné par la lettre  $\alpha$ , dans les précédentes formules, est égal à  $\frac{R}{2L}$ .

Mais il est difficile de se représenter à quoi correspond pratiquement cette quantité. On conçoit intuitivement que l'amortissement serait

commodément représenté par un facteur permettant d'apprécier le rapport entre *les amplitudes successives*.

Or, ce rapport est précisément constant et égal à  $e^{-\alpha T}$ . On a choisi comme constante la quantité  $\alpha T$  qui est appelée *décroissance logarithmique*<sup>1</sup>, ou, tout simplement : *décroissance du circuit* et qu'on désigne habituellement à l'aide de la lettre  $\delta$  (lettre grecque delta).

$$\delta = \frac{R}{2L} T = \alpha T.$$

On voit, d'après cette formule, que  $\delta$  sera d'autant plus petit que R sera plus petit et L plus grand.

Les circuits de qualité courante ont un décroissance de l'ordre de 1/30. On peut facilement en choisissant les éléments, réaliser des circuits ayant des décroissances de l'ordre de 1/100. On nomme aussi parfois décroissance un facteur égal au précédent, divisé par  $\pi$

$$d = \frac{\delta}{\pi}$$

Dans le tome I, nous avons défini la *constante de temps* d'une bobine ou d'un condensateur associés à une résistance.

D'une manière analogue, on sera amené à définir la *constante de temps* du circuit oscillant comme *l'inverse du coefficient d'amortissement* :

$$\theta = \frac{1}{\alpha} = \frac{2L}{R}$$

Il est facile de montrer que le rapport  $\frac{2L}{R}$  est *homogène à un temps*.

En effet, dans le système électromagnétique, on a :

*équation de dimensions* de L = L (longueur)

*équation de dimensions* de R =  $LT^{-1}$

Rapport :  $\frac{L}{LT^{-1}}$  ou T.

Le nom de *constante de temps* est donc parfaitement justifié et sa grandeur s'exprime en secondes.

Ce coefficient joue un rôle important en télégraphie automatique. Un circuit de grande qualité électrique (grande constante de temps) est incapable de suivre des variations rapides comme celles de la manipulation automatique.

Il est d'ailleurs important de souligner que la constante de temps varie avec la fréquence.

1. Voir appendice, page 89.

On peut aussi définir le *facteur de surtension* d'un circuit oscillant. Nous avons défini ce coefficient pour une inductance L :

$$s_L = \frac{L\omega}{R}$$

et pour un condensateur C

$$s_C = \frac{1}{RC\omega}$$

Par analogie, on définira le facteur de surtension d'un circuit comme :

$$s = \frac{L\eta}{R} = \frac{1}{C\eta R}$$

$\eta$  étant la pulsation propre du circuit  $\eta = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

**74. Relations entre les constantes d'amortissement.** — Tous ces coefficients expriment des aspects différents de la réalité physique qui est *l'amortissement*. Il est, en conséquence, intéressant de rechercher quelles relations unissent ces coefficients.

Nous avons déjà montré que :

$$\delta = aT$$

*Le décrement d'un circuit est égal au produit du coefficient d'amortissement  $\left(\frac{R}{2L}\right)$  par la pseudo-période.*

Le décrement est un nombre sans dimension.

D'autre part, on a :

$$a = \frac{R}{2L}$$

et  $T = 2\pi\sqrt{LC}$

$$\text{mais } \eta = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

d'où

$$T = \frac{2\pi}{\eta}$$

d'où enfin :

$$\delta = \frac{2\pi a}{\eta} \text{ ou } \frac{\pi R}{L\eta}$$

Nous avons précisément indiqué plus haut que le facteur de surtension était :

$$\frac{\eta L}{R}$$

En conséquence :

Le décrement d'un circuit est égal à 3,1416 divisé par le facteur de sur-tension

$$\gamma = \frac{3,1416}{s}$$

Pour la même raison, nous avons aussi :

$$s = \frac{1}{d}$$

#### APPENDICE DU CHAPITRE IV

##### I. — Équation de la décharge du condensateur dans un circuit comportant self-induction et capacité

(Fig. 44).

Soit  $i$  l'intensité du courant instantanée dans le circuit fermé de la figure 44. Nous

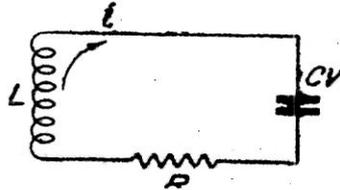


Fig. 44.

pouvons écrire la loi de Kirchoff d'après laquelle la somme des tensions le long d'un contour fermé est nulle.

Ces tensions sont :

- a) celle qui existe entre les armatures du condensateur au moment considéré ( $v$ );
- b) la force contre-électromotrice de self-induction que fait naître la variation de courant dans l'inductance ( $L \frac{di}{dt}$ );
- c) la chute de tension dans R, ( $Ri$ ).

Il est évident que les deux dernières sont en opposition avec la première. On peut écrire :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + v = 0 \quad (1)$$

il vient, en dérivant cette équation par rapport au temps

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + v = 0. \quad (2)$$

Nous avons aussi à tous les instants :

$$q = Cv$$

$q$  représentant la quantité d'électricité chargeant le condensateur au moment considéré.

Nous pouvons dériver, par rapport au temps, les deux membres de cette équation.

$$c \frac{dv}{dt} = \frac{dq}{dt}$$

Mais  $\frac{dq}{dt}$  représente précisément l'intensité de courant instantanée  $i$  qui figure déjà dans l'équation 1).

Nous pouvons tirer de cette remarque :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C} \text{ et en remplaçant dans (2)}$$

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + \frac{Rdi}{dt} + \frac{i}{C} = 0.$$

Équation qu'il sera plus commode de mettre sous la forme :

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{CL} = 0$$

ou, en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{R}{L} = 2a \\ \text{et } \frac{1}{CL} = \gamma^2 \end{array} \right.$$

$$\frac{d^2i}{dt^2} + 2a \frac{di}{dt} + \gamma^2 i = 0.$$

C'est une équation linéaire du second ordre à coefficients constants, sans second membre.

L'équation caractéristique est :

$$\gamma^2 + 2a\gamma + \gamma^2 = 0$$

dont les solutions sont :

$$\gamma = -a \pm \sqrt{a^2 - \gamma^2}.$$

Le discriminant (quantité sous le radical) est :

$$\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}$$

Il sera positif pour  $R^2 > \frac{4L}{C}$  (2 racines réelles)  
 nul pour  $R^2 = \frac{4L}{C}$  (1 racine réelle)  
 et négatif pour  $R^2 < \frac{4L}{C}$  (racines imaginaires)

Seule, la dernière condition conduit à une solution oscillatoire, qui est de la forme :

$$i = A e^{-at} \sin [(\gamma^2 - a^2) t + \psi]$$

on peut poser  $\gamma' = \gamma^2 - a^2$  et l'équation devient :

$$i = A e^{-at} \sin (\gamma' t + \psi) \quad (4)$$

A et  $\psi$  étant des constantes que la connaissance des conditions initiales nous permettra de fixer.

En effet, au début de l'expérience, le condensateur a été chargé à une tension  $V_0$  et le courant de décharge était évidemment nul.

$$\left\{ \begin{array}{l} t = 0 \\ i = 0 \\ v = V_0 \end{array} \right.$$

En reprenant l'équation 1)

$$\frac{Ldi}{dt} + Ri + v = 0.$$

Nous avons à ce moment-là :

$$\frac{L di}{dt} = -V_0$$

$$\frac{di}{dt} = -\frac{V_0}{L} \text{ au temps zéro.}$$

Il nous suffit de remplacer cette valeur dans la dérivée de l'équation (4) pour trouver

$$\psi = 0 \text{ et}$$

$$A = -\frac{V_0}{L\eta'}.$$

et l'équation qui donne l'intensité de courant en fonction du temps est :

$$i = -\frac{V_0}{\eta' L} e^{-at} \sin \eta' t \quad (5)$$

Nous avons établi plus haut que  $\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C}$ . Cette relation nous permet par simple dérivation, de trouver l'équation donnant la tension instantanée aux bornes du condensateur :

$$v = \frac{V_0}{\sin \chi'} e^{-at} \sin (\eta' t + \chi') \quad \text{avec } \operatorname{tg} \chi' = \frac{\sqrt{\eta'^2 - a^2}}{a}.$$

## II. — Décrément logarithmique d'un circuit.

On peut poser dans l'équation (5) :

$$\frac{V_0}{\eta' L} = I_0$$

et l'expression qui donne le courant instantané devient :

$$= I_0 e^{-at} \sin \eta' t.$$

Deux maxima de courant successifs correspondent à des temps pour lesquels  $\sin \eta' t = 1$ ; et cet intervalle est évidemment égal à la pseudo-période  $T = \frac{2\pi}{\eta'}$ .

On peut en déduire que le rapport entre ces deux maxima est évidemment :  $e^{-at}$

$$\text{ou } e^{-\frac{2\pi a}{\eta'}}$$

la quantité  $a T = \frac{2L}{R} T$  est le décrément logarithmique du circuit.

Le qualificatif « logarithmique » vient de ce fait qu'on a :

$$\operatorname{Log}_e \frac{I_n}{I_{n+1}} = \frac{2L}{R} T$$

$I_n$  désignant l'intensité maxima de la pseudo-période de rang  $n$  et  $I_{n+1}$  celle de pseudo-période suivante.

On peut encore montrer (voir Mesny, *Radioélectricité générale*. Tome I, page 44) que :

*Le décrément d'un circuit est aussi le rapport de l'énergie qu'il dissipe en une demi-période à l'énergie totale qu'il contient à ce moment.*

## III. — Utilisation pratique de la formule de Thomson.

La formule de Thomson donne la valeur de la période propre d'un circuit  $T$ , en fonction de la capacité  $C$  et du coefficient de self-induction.

Cette période sera, naturellement, donnée en *secondes* si l'on exprime C en *Farads* et L en *Henrys*.

$$T_{(\text{secondes})} = 2 \pi \sqrt{L_{(\text{Henrys})} C_{(\text{Farads})}}$$

Or, aucune de ces dernières unités n'est pratiquement utilisée. Il est donc intéressant de chercher à exprimer cette formule pour pouvoir calculer, par exemple, la longueur d'onde, en *mètres*, d'un circuit dont on connaît la capacité en *millièmes de microfarads* et le coefficient de self-induction en *microhenrys*.

Pour exprimer des longueurs d'ondes, on multipliera la période par la vitesse de propagation  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/s.

Après calculs faits la formule devient :

$$\lambda_{(\text{mètres})} = 59,6 \sqrt{L_{(\text{microhenrys})} C_{(\text{millième de microfarads})}}$$

ou même tout simplement :

$$\lambda_{(\text{mètres})} = 60 \sqrt{LC}$$

Si l'on désire calculer non plus une longueur d'onde, mais une fréquence exprimée en *kilocycles par seconde*, on appliquera la formule pratique :

$$F_{(\text{Kc/s.})} = \frac{5.000}{\sqrt{L_{(\text{microhenrys})} C_{(\text{millièmes de microfarads})}}}$$

Formules qu'il est indispensable d'avoir toujours présentes à la mémoire.

## CHAPITRE V

### Ondes amorties. Ondes entretenues. Ondes modulées.

**75. Généralités.** — Un circuit oscillant, c'est-à-dire un circuit comportant *self-induction*  $L$ , *capacité*  $C$  et *résistance*  $R$ , telles que  $R$  soit plus petit que  $\sqrt{\frac{4L}{C}}$  constitue le moyen le plus simple pour obtenir des oscillations de haute fréquence. Il suffit de charger le condensateur et de le laisser se décharger dans le circuit. Il y a aussi production d'un *train d'oscillations* dont la durée dépend de l'amortissement.

Nous retrouverons, d'ailleurs, ce même circuit dans bien des pages de cet ouvrage et, en particulier, dans le chapitre consacré au circuit oscillant récepteur.

L'oscillateur de Hertz n'était pas autre chose qu'un circuit comportant *self-induction* et *capacité*.

Dans le précédent chapitre nous avons étudié ce circuit fondamental sous un angle un peu théorique. Le chapitre qu'on va lire est consacré aux applications ayant pour objet la production du rayonnement. Mais il ne s'agira que d'un vaste coup d'œil, d'une revue d'ensemble de la question. Nous reviendrons sur certains détails quand nous aurons étudié les lampes à plusieurs électrodes.

**76. Production de trains d'ondes amorties.** — Nous pouvons, dès maintenant, concevoir un poste d'émission sous la forme du schéma figure 45. Le circuit oscillant comporte une bobine  $L$  et un condensateur  $C$ .

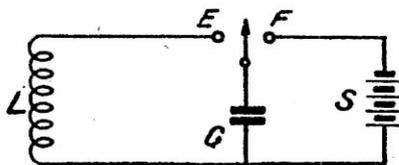


Fig. 45.

La période propre de l'ensemble  $T = 2\pi \sqrt{LC}$  a été choisie par nous suivant le but à remplir.

Si cette condition était la seule à respecter nous aurions le choix entre

une grande quantité de combinaisons puisque nous pourrions prendre  $L$  très petit et  $C$  très grand ou, au contraire,  $L$  très grand et  $C$  très petit. Mais nous n'avons, en réalité, que peu de liberté. En effet, l'énergie mise en jeu pendant un train d'oscillations est, au maximum, celle que peut emmagasiner le condensateur chargé par la source  $S$  —  $W = \frac{1}{2} CV^2$ .

D'autre part, le *décroissement* du circuit sera d'autant plus petit que  $L$  sera plus grand, puisqu'il est égal à  $\frac{R}{2L} T$ .

Comme en bien d'autres matières, la sagesse sera donc de s'éloigner également des extrêmes et de choisir pour  $L$  une valeur moyenne, ce qui, évidemment, amène automatiquement à prendre aussi une valeur moyenne pour  $C$ .

En plaçant le commutateur dans la position  $F$  nous provoquerons la charge du condensateur à la tension  $S$ . Cette charge d'une durée théoriquement infinie peut, néanmoins, être pratiquement instantanée.

Ainsi donc, après avoir placé le commutateur en  $F$ , nous le ramènerons en  $E$  pour obtenir une décharge oscillante. Nous obtiendrons ainsi un *train d'oscillations* amorties qui durera pratiquement une fraction de seconde. Après quoi nous pourrions replacer le commutateur sur la position  $F$  pour recommencer.

Il est important de pouvoir recharger le condensateur le plus rapidement possible car on comprend bien que l'énergie convertie en courants de haute fréquence et, en conséquence, en rayonnement, croîtra proportionnellement au nombre de manœuvres faites dans un temps donné.

**77. Émetteurs à étincelles ou à éclateurs.** — On pourrait évidemment faire appel à des contacteurs mécaniques mais, pratiquement, la décharge oscillante ne dure guère que quelques *dix millièmes de seconde*. On peut donc charger et décharger le condensateur *plusieurs milliers de fois par seconde* et l'emploi d'un dispositif mécanique semble alors difficile.

Le moyen le plus simple pour charger et décharger très rapidement le condensateur est d'utiliser *un éclateur*. Un éclateur n'est pas autre chose qu'une coupure dans le circuit oscillant.

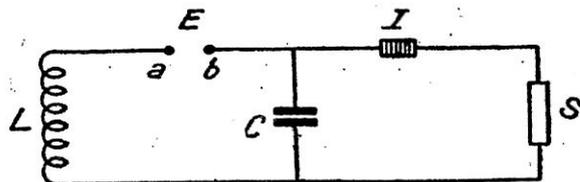


Fig. 46.

La disposition de l'émetteur est indiquée figure 46. La source  $S$  charge

le condensateur à travers une impédance  $I$ . La tension aux bornes du condensateur et, par conséquent, entre les deux électrodes de l'éclateur  $E$  croît progressivement. Elle sera bientôt suffisante pour faire éclater une étincelle entre  $a$  et  $b$ .

*La résistance entre  $a$  et  $b$  était infinie avant l'éclatement.* Tout se passait comme lorsque nous tournions le commutateur dans la position  $F$ , sur la figure 45.

*L'éclatement de l'étincelle vient brusquement changer la face des choses.* Elle provoque l'ionisation de l'air dans l'intervalle  $a b$  et la résistance de la coupure devient assez faible pour que la condition d'oscillation du circuit ( $R^2 < \frac{4L}{C}$ ) soit respectée. Aussi, la décharge du condensateur à travers  $a b$  sera-t-elle oscillante. Quand le condensateur est déchargé, l'étincelle s'éteint d'elle-même. Dans de nombreux systèmes on prévoit, d'ailleurs, un système de soufflage.

Les oscillations ainsi produites ne sont pas court-circuitées par la source grâce à la présence de l'impédance  $I$ . Il faut d'ailleurs noter que le plus souvent, cette impédance est celle de la source elle-même.

Le condensateur se charge de nouveau dès que l'étincelle s'éteint.

**78. Rôle et influence de l'étincelle (fig. 47).** — Il est extrêmement important de bien comprendre le rôle exact de l'étincelle. Ce n'est pas l'éclatement qui est cause de la production des oscillations; la cause unique est la décharge oscillante du condensateur. *Sans aucune étincelle* le système de la figure 45 permet de produire des oscillations amorties.

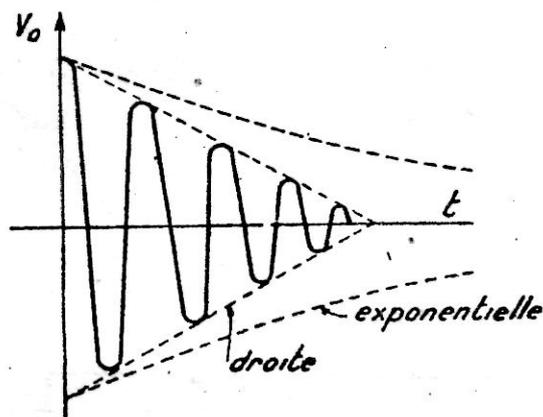


Fig. 47.

L'étincelle n'est pas autre chose qu'un commutateur automatique facile à réaliser, à vérifier et à entretenir.

Toutefois, ce moyen n'est pas parfait et présente même un certain nombre d'inconvénients qu'il ne faut pas dissimuler.

La résistance de l'étincelle dépend évidemment d'un certain nombre de facteurs mais, dans tous les cas, elle n'est nullement négligeable. Alors qu'il est facile d'établir des circuits dont le décrement est de l'ordre de  $1/100$ , le décrement des circuits comportant un éclateur est de l'ordre de  $1/10$ .

D'autre part, la résistance en circuit n'est pas constante. Elle varie au cours même d'une série d'oscillations; il en résulte que la loi de décroissance des amplitudes n'est plus exponentielle. On observe expérimentalement qu'elle est pratiquement linéaire : que la courbe tangente aux amplitudes successives n'est plus une exponentielle mais une droite (fig. 47).

**79. Émissions ronflées. Émissions musicales.** — Une émission amortie sera constituée par des trains d'oscillations successifs, d'une durée généralement très brève, séparés par des intervalles relativement importants.

Il ne faut pas confondre la *période des oscillations* ( $T$  sur la fig. 48) avec la *période des trains d'ondes* ( $D$  sur la fig. 48).

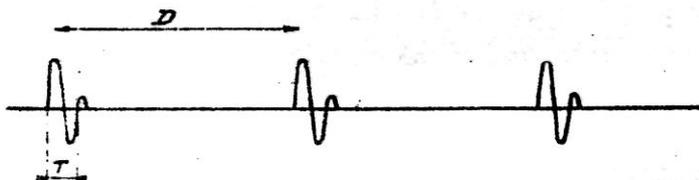


Fig. 48.

Quand la fréquence des trains d'ondes est faible et ne correspond pas à un son normalement audible (20 p/s par exemple), on dit qu'il s'agit d'une *émission ronflée*.

On dira qu'il s'agit d'une *émission musicale* si la fréquence des trains d'ondes correspond à un son normalement audible.

On obtiendra commodément des ondes amorties musicales en alimentant directement l'éclateur avec un alternateur à fréquence musicale, l'éclateur pourra tourner en synchronisme avec l'alternateur et l'on obtiendra un soufflage automatique de l'étincelle. Un tel émetteur est dit à éclateur tournant.

Avant la généralisation de l'emploi des ondes entretenues on utilisait de nombreux modèles d'éclateurs dont l'étude ne peut offrir aujourd'hui qu'un intérêt documentaire ou historique.

L'émetteur de Hertz (fig. 49) ne différait pas, en principe, de celui de la figure 46. Il comportait deux boules métalliques qui jouaient le rôle de la capacité  $C$  et en même temps du radiateur d'ondes. L'inductance était celle des connexions. Capacité et self-induction étaient très faibles, aussi les ondes produites par Hertz n'avaient-elles que quelques décimètres. C'est d'ailleurs grâce à cela qu'il put aussi facilement les

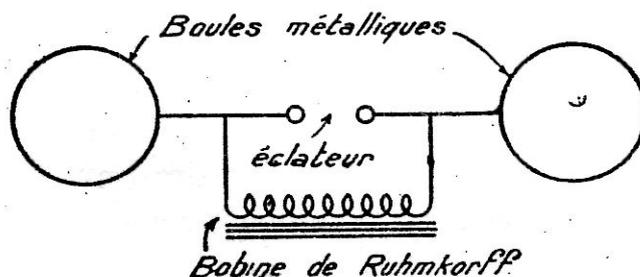


Fig. 49.

mettre en évidence et montrer qu'elles se comportaient sensiblement comme des rayons lumineux ou sonores.

**80. Oscillations entretenues.** — Un pendule, constitué par un corps pesant suspendu à un fil, donne l'image d'oscillations amorties. Au contraire, le balancier d'une horloge subit des *oscillations entretenues*. Il faut entendre par là que toutes les oscillations ont non seulement *une période* mais encore *une amplitude égales*.

Si nous représentons des oscillations entretenues comme nous l'avons fait figure 48 pour des oscillations amorties, nous obtiendrons le diagramme figure 50. Il s'agit d'une sinusoïde et la représentation est exactement celle

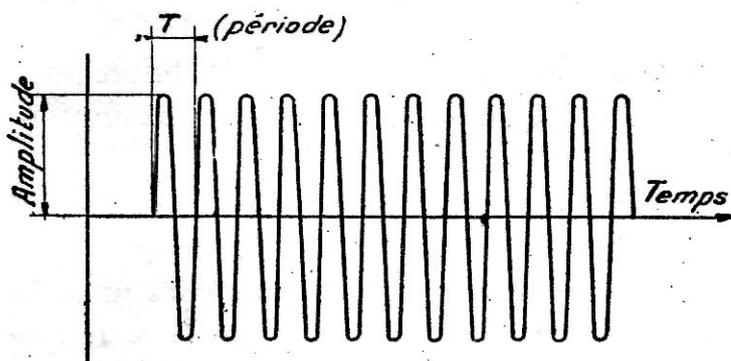


Fig. 50.

que nous avons tracée dans le tome I pour un courant alternatif. Il y a cependant une différence essentielle. C'est que *la fréquence*, au lieu d'être de 50 périodes par seconde, doit être *au moins* de plusieurs dizaines de milliers de périodes par seconde.

Ainsi, la longueur d'onde moyenne de 1.000 mètres correspond à la fréquence de 300.000 périodes par seconde...

**81. Alternateurs haute fréquence.** — Cette énorme différence nous permettra de comprendre que les moyens de production puissent, malgré l'identité qualitative des phénomènes, être notoirement différents. Néanmoins, tant qu'il s'est agi de produire des ondes longues, de plusieurs milliers de mètres, le même procédé, celui de *l'alternateur*, a pu être utilisé pour produire des *ondes entretenues*.

A cette époque, déjà lointaine, la construction d'une station d'émission ne différait pas sensiblement de celle d'une centrale électrique. Une source motrice entraînait tout simplement un alternateur à haute fréquence dont le courant était directement envoyé dans l'antenne d'émission.

Le gros problème était évidemment de construire des machines capables de produire des courants de haute fréquence avec un rendement satisfaisant. Nous avons montré (Tome I — N° 147 — page 161) que la fréquence du courant fourni était directement proportionnelle à la vitesse de rotation. Il était, en conséquence, nécessaire de construire des machines tournant à très grande vitesse. Pour réduire les frottements et, ainsi, améliorer le rendement, on faisait, dans certains cas, *tourner l'alternateur dans le vide*.

Une autre solution adoptée surtout en Allemagne, consistait à utiliser un alternateur donnant une fréquence moyenne et à multiplier cette fréquence par des moyens sur lesquels nous ne pouvons insister ici.

Le gros problème à résoudre était la stabilité de la fréquence émise. La manipulation des signaux se traduit par des variations de charge de l'alternateur. La puissance demandée au moteur est donc variable : d'où variation de vitesse et, par conséquent, de longueur d'onde. Des dispositifs régulateurs très ingénieux avaient été réalisés ainsi, d'ailleurs, que des procédés de manipulation permettant de maintenir la charge constante.

Malgré tout, l'alternateur restait dans l'impossibilité de produire des ondes entretenues plus courtes que quelques milliers de mètres.

Il fallait donc demander ce résultat à d'autres procédés dont le plus répandu était *l'arc de Poulsen*, dont il sera question un peu plus loin.

**82. Entretien d'oscillations.** — Les oscillations d'un pendule s'éteignent parce qu'à chaque période correspond la dégradation d'une fraction de l'énergie primitivement emmagasinée. De même, les oscillations électriques d'un circuit s'éteignent parce qu'à chaque alternance

une certaine énergie électrique est transformée en chaleur dans la résistance R. Comme cette transformation est irréversible, le courant s'éteint progressivement.

Le balancier d'une horloge électrique nous fournit l'image d'une oscillation *d'amplitude et de fréquence constantes*; c'est donc une *oscillation entretenue*. Le mécanisme d'entretien est facile à saisir. Dans la plupart des modèles, le balancier de la pendule porte un barreau aimanté NS (fig. 51) dont l'extrémité pénètre à l'intérieur d'une bobine B. Celle-ci est connectée en série avec une pile et un commutateur disposé de telle sorte qu'un contact soit établi pendant une fraction de seconde, au moment où le balancier passe par la verticale, *en allant vers la bobine*

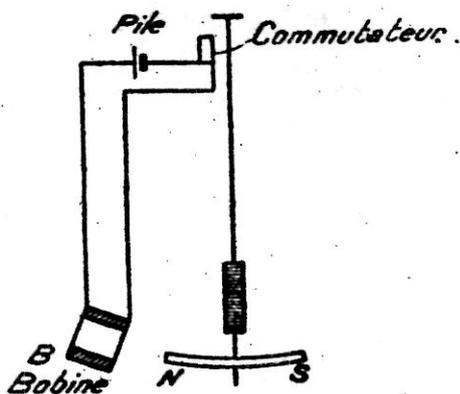


Fig. 51.

(sens de la flèche). Quand le balancier passe par la verticale, en allant dans l'autre sens, le contact reste ouvert.

Lorsque le contact est fermé, un courant traverse la bobine de telle sorte que le pôle Nord N soit attiré.

Ainsi, chaque fois que le balancier passe par la verticale, en allant vers la bobine, il reçoit une légère impulsion, dans le sens de la flèche. Il suffit que l'énergie qu'on lui transmet de la sorte soit au moins égale à celle qu'il a perdue pendant le cours de l'oscillation précédente pour que le mouvement conserve la même amplitude : *il est entretenu*.

Un enfant qui joue à l'escarpolette ne procède pas autrement. En déplaçant légèrement son centre de gravité à chaque période, il communique au système oscillant dont il fait partie une petite impulsion qui suffit à compenser les pertes.

Il est naturellement nécessaire que chaque impulsion arrive exactement *en phase* avec le mouvement. On comprend intuitivement que des impulsions réparties au hasard ne pourraient point *entretenir* le mouvement.

Ce synchronisme est obtenu automatiquement dans le cas de l'horloge

électrique, puisque c'est le balancier lui-même qui commande le commutateur. Dans une horloge mécanique, dans une montre, le mécanisme d'entretien est exactement le même. La seule différence, c'est que l'énergie est emmagasinée dans le ressort, ou dans les poids, et qu'elle est transmise sous forme d'impulsions mécaniques par le dispositif appelé *échappement*.

Il est facile de comprendre que l'équilibre exact entre les impulsions et l'amplitude du mouvement s'établisse de lui-même. En effet, supposons que l'impulsion communiquée à l'aimant corresponde à une énergie plus grande que les pertes par frottement pendant une période. On observera naturellement une augmentation d'amplitude du mouvement. Mais à cette augmentation correspondra nécessairement une augmentation des frottements, c'est-à-dire des pertes. Aussi est-il obligatoire que le mobile trouve rapidement un nouvel état d'équilibre.

On constatera, d'ailleurs, que cet équilibre n'est pas atteint immédiatement. L'amplitude augmente peu à peu, à chaque période, et c'est après un certain nombre de périodes que l'équilibre est réalisé. On saisira plus loin l'importance de cette remarque<sup>1</sup>.

**83. Notion de résistance négative.** — Ce sont les différentes pertes par frottements qui produisent l'amortissement d'un pendule. *Ces frottements sont, en d'autres termes, des phénomènes irréversibles d'après lesquels une partie de l'énergie emmagasinée dans le système mobile est transformée en chaleur.* Mais cette définition s'applique aussi bien aux pertes électriques dans un circuit (pertes par effet Joule, hystérésis, courants de Foucault, etc...). Nous avons convenu plus haut d'englober délibérément toutes ces pertes dans le facteur  $R$  qui est une extension de la notion de résistance. Nous aurons, d'ailleurs, l'occasion de retrouver ce même coefficient  $R$  dans bien des pages de cet ouvrage.

Quand l'équilibre est réalisé, les impulsions transmises électriquement par la bobine  $B$  (fig. 51) ou mécaniquement par l'échappement de l'horloge, viennent donc exactement *compenser* les pertes par frottement.

Puisque les frottements sont apparemment nuls, c'est qu'on a ajouté au système un quelque chose qu'on pourrait, avec quelque raison, désigner sous le nom d'*anti-frottement*. On préfère dire que le mécanisme d'entretien a pour effet d'introduire dans le système oscillant un effet de frottement négatif. De la même manière, on sera conduit, dans le cas d'un circuit électrique, à cette même *notion de résistance négative*.

Nous pourrions donc entretenir des oscillations dans un circuit accordé

1. Influence de la constante de temps sur la rapidité des signaux et paragraphe 93.

en introduisant un dispositif capable de produire un effet de *résistance négative*. On peut chercher, dès maintenant, s'il n'est pas possible de préciser davantage cette notion.

Dans un circuit à résistance positive  $R$  on observe naturellement que toute *augmentation* d'intensité  $di$  se traduit par une *augmentation* de chute de tension  $dv$  aux bornes de  $R$ .

En d'autres termes, les variations de tension et les variations d'intensité

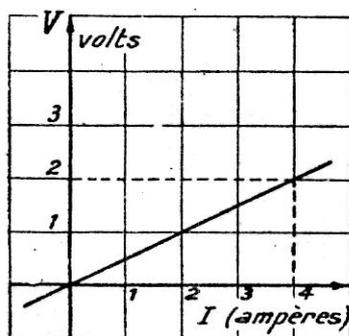


Fig. 52.

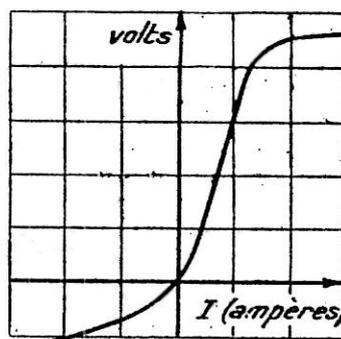


Fig. 53.

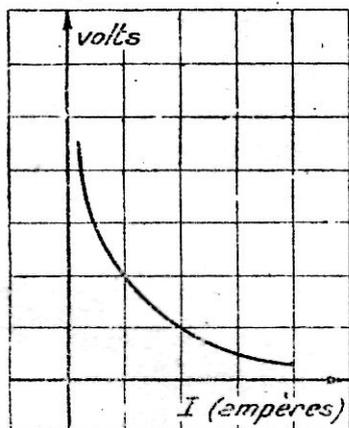


Fig. 54.

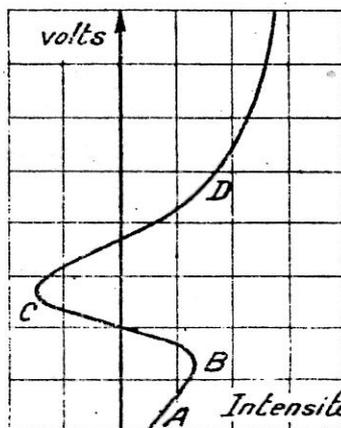


Fig. 55.

ont toujours le même signe, si bien que leur rapport est toujours positif. D'ailleurs, ce rapport :  $\frac{dv}{di}$  est précisément la définition de la *résistance positive*.

On sera amené à considérer que la résistance est négative quand précisément, ce rapport sera négatif. Il faut, pour cela, qu'une *augmentation* d'intensité corresponde à une *diminution* de chute de tension.

Ces notions sont traduites graphiquement sur les figures 52, 53, 54 et 55. La *caractéristique* de la figure 52 traduit simplement la loi d'Ohm. Intensité de courant et tension aux bornes sont proportionnelles. On peut facile-

ment déduire de ce diagramme que la grandeur de la résistance est de 0,5 ohms.

Sur la figure 53, le dispositif a toujours une résistance positive parce que l'inclinaison de la courbe est toujours dans le même sens. *Par contre, le système ne suit pas la loi d'Ohm.* Tension aux bornes et intensité de courant suivent une loi quelconque qui n'est pas une simple loi linéaire.

Le dispositif de la figure 54 (arc) a une résistance négative. L'inclinaison de la courbe est toujours dans le même sens, mais elle est opposée à celui des figures 52 et 53. Le rapport est variable et toujours négatif.

Enfin la caractéristique figure 55 est relative à un dispositif dont la résistance est tantôt *positive* et tantôt *négative*. Elle est positive dans la région AB, devient infiniment grande au point B pour devenir négative dans la région BC. Elle devient de nouveau infiniment grande en C pour devenir encore une fois positive.

**84. Utilisation d'un arc voltaïque.** — Lorsque, après les avoir mises en court-circuit, on écarte deux électrodes reliées à une source de courant d'une tension suffisante, on provoque un *arc voltaïque*. C'est un brillant phénomène qu'on utilisait pour l'éclairage avant la mise au point des

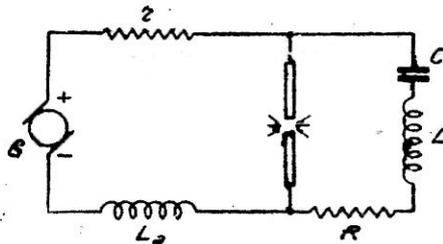


Fig. 56.

lampes à incandescence. On utilise encore l'arc quand on désire obtenir une lumière très intense et presque ponctuelle.

L'arc est encore un *phénomène électronique* ou plutôt *électroïonique*. Les gaz entre les électrodes sont ionisés au moment de la rupture et le phénomène s'entretient dès qu'il a été amorcé. Dans certaines circonstances précises, la caractéristique d'un arc est semblable à la courbe figure 54. C'est donc là un moyen de produire un effet de résistance négative.

Un émetteur d'ondes entretenues à arc sera donc constitué, en principe, comme nous l'indiquons sur la figure 56. La puissance nécessaire est fournie par un générateur à courant continu G, à travers une résistance  $r$  qui sert à stabiliser le fonctionnement et une inductance  $L_a$  qui s'oppose au retour des courants de haute fréquence dans le générateur G. Le circuit oscillant constitué par la capacité C, l'inductance L et la résistance R est connecté aux bornes de l'arc. Le coefficient R englobe non

seulement toutes les pertes, mais encore la résistance de rayonnement de l'antenne.

Sous la forme simple que lui avait donnée *Duddell*, son inventeur, l'arc ne pouvait fournir que des oscillations à fréquence relativement faible (d'où le nom d'arc chantant). Il faut, en effet, noter que le mécanisme met en jeu des phénomènes d'ionisation *qui ne sont nullement instantanés*.

*Poulsen* perfectionna le procédé de *Duddell* en 1903. Les deux électrodes fixes de carbone furent remplacées par une cathode tournante de charbon et une anode de cuivre rouge, refroidie par circulation d'eau. L'arc est produit dans une atmosphère d'hydrogène ou de gaz d'éclairage. Il est *soufflé* par un champ magnétique transversal. Dans ces conditions il devient possible d'entretenir des oscillations correspondant à une fréquence maximum de 100 kc/s (3.000 mètres). Le rendement en énergie peut atteindre 50 %.

La manipulation des signaux soulevait de grosses difficultés. Il était impossible de désamorcer l'arc. Un procédé communément employé consistait à court-circuiter partiellement l'inductance d'antenne. Dans ces conditions, l'émission n'était pas coupée, mais sa longueur d'onde était changée (contre-manipulation). Les oscillations produites par les arcs étaient loin d'être sinusoïdales; d'où production de nombreux harmoniques extrêmement gênants.

**85. Émetteurs à tubes électroniques.** — Les tubes électroniques fournissent actuellement un moyen incomparablement plus commode pour obtenir des effets de résistance négative et, par conséquent, d'entretien des oscillations à haute fréquence. Ils permettent de produire des oscillations pures jusqu'à des longueurs d'onde quasi optiques, de quelques centimètres. On construit actuellement des tubes de quelques centièmes de watts jusqu'à des tubes géants de 500 kW, avec circulation d'eau.

L'étude des tubes à plusieurs électrodes fera l'objet de développements spéciaux qu'on trouvera plus loin. Mais nous ne saurions clore ce chapitre sans étudier, tout au moins d'une manière sommaire, le principe des différents émetteurs.

L'action par laquelle un tube à plusieurs électrodes entretient des oscillations dans un circuit est absolument comparable à celle de l'échappement de l'horloge que nous avons choisie comme base de comparaison. A chaque alternance d'un certain sens, une impulsion est produite dans le sens voulu pour compenser les pertes. Comme le dispositif qui déclanche l'impulsion est précisément celui qui impose sa fréquence au système,

on conçoit que la mise en synchronisme soit obligatoire. Dans l'horloge, c'est la longueur du pendule (distance du point de suspension au centre de gravité) qui impose sa fréquence ; dans le générateur électrique, ce sont les constantes du circuit oscillant : inductance et capacité.

On montre en chronométrie qu'il est nécessaire que l'impulsion ait lieu au moment du passage par la position d'équilibre pour que l'échappement ne modifie nullement la période du système oscillant. La même loi s'applique exactement en électricité.

**86. Générateurs auto-entretenus.** — Dans ces générateurs, un seul tube monté en auto-oscillateur entretient directement des oscillations

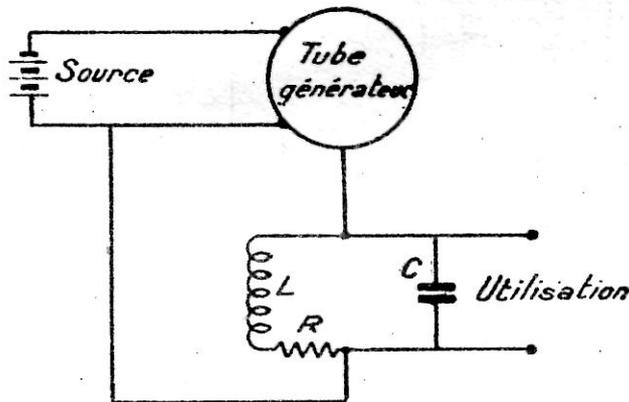


Fig. 57.

dans un circuit. C'est ce qu'on peut schématiser par le croquis figure 57. Le tube est simplement chargé de rythmer convenablement les impulsions de la source pour neutraliser les pertes dans la résistance.

Dans les montages de cette espèce, les difficultés principales viennent des réactions entre les différents circuits et le circuit oscillant. En d'autres termes, les variations dans les constantes des circuits des tubes ou celles de l'utilisation se traduisent par des variations de la fréquence émise. Le montage n'est point parfaitement stable.

D'autre part, les oscillations produites ne sont pas pures : elles comportent des composantes harmoniques qui sont relativement considérables.

Par contre, le montage a pour lui les avantages d'un rendement élevé et d'une grande simplicité.

Il n'est plus guère utilisé, à l'heure actuelle, que pour des émetteurs de petite puissance.

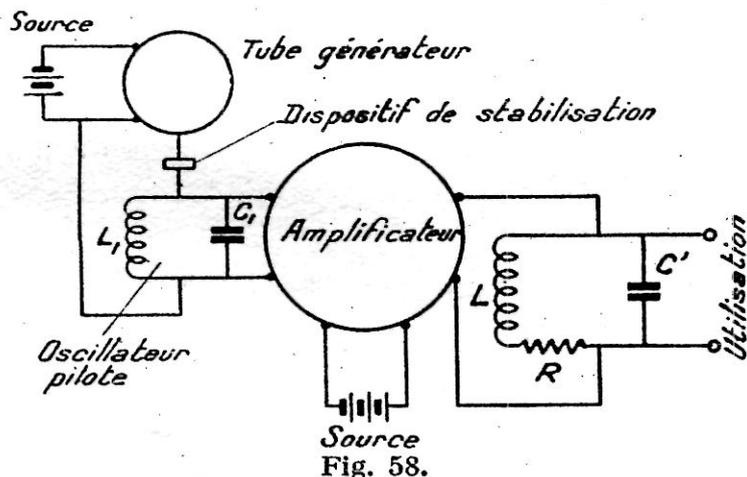
**87. Émetteurs avec oscillateur pilote.** — La solution généralement adoptée aujourd'hui est notoirement différente.

On utilise un circuit auto-générateur de très petite puissance, lui-même

stabilisé par un dispositif qui est généralement *un cristal de quartz*, taillé suivant certaines règles précises <sup>1</sup>.

Ce cristal, véritable étalon de fréquence, impose au générateur d'osciller sur une fréquence bien définie.

Les oscillations stables ainsi produites sont amplifiées à l'aide de tubes de plus en plus puissants (fig. 58). Notons, en passant, qu'on construit des tubes d'une puissance de *plusieurs centaines de kilowatts*.



Le circuit oscillateur primaire est encore appelé l'émetteur pilote ou maître-oscillateur. Grâce à ses petites dimensions électriques et mécaniques on peut le soustraire entièrement aux influences extérieures.

L'amplificateur, s'il est bien réalisé, supprime d'une manière absolue toute réaction entre les circuits d'utilisation et le circuit oscillateur.

L'émission produite est ainsi d'une stabilité presque absolue, particulièrement précieuse sur les ondes courtes.

Dans certains cas, il est difficile de construire un émetteur pilote fournissant directement la longueur d'onde dont on a besoin.

On règle alors le pilote sur une longueur d'onde deux ou quatre fois plus grande et l'on intercale dans l'amplificateur *des circuits doubleurs de fréquence*.

**88. Stabilisation par quartz.** — Le dispositif stabilisateur est, en général, un cristal de quartz taillé suivant certaines lois.

Nous avons indiqué, dans le premier chapitre, que lorsqu'on comprime ou qu'on dilate une lame de certains cristaux, on faisait apparaître sur les deux faces opposées des charges électriques de signe différent.

D'autre part, une lame d'une épaisseur donnée a la propriété de vibrer sur une fréquence bien définie qui dépend principalement de sa nature

1. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre spécialement consacré au tube générateur.

et de ses dimensions. Il s'agit là de vibrations élastiques, exactement comme celles d'un diapason ou d'une corde tendue.

Mais la période propre d'une lame de quartz assez mince est relativement très élevée; elle correspond, en fait, à des fréquences élastiques ultra-sonores. C'est ainsi qu'il n'est pas impossible de tailler des lames vibrant sur 3.000.000 c/s.

Le coefficient de température du quartz est extrêmement faible. On peut d'ailleurs enfermer le cristal dans une enceinte dont la température est maintenue rigoureusement constante. On obtient ainsi un véritable étalon de fréquences élastiques. Grâce au phénomène de piézo-électricité, on passe facilement des vibrations élastiques aux vibrations électriques (courants de haute fréquence). Ces notions seront précisées plus loin.

**89. Ondes modulées. Radiotéléphonie.** — Pour transmettre des signaux télégraphiques on découpe le rayonnement amorti ou entretenu en signaux. Il s'agit simplement d'interrompre et de rétablir l'émission en respectant un certain rythme. Le problème de la transmission de téléphonie est notoirement plus compliqué.

Nous avons montré, dans le tome I de cet ouvrage, qu'il était possible de traduire électriquement les vibrations sonores. Il faut entendre par là que le son est remplacé par des courants alternatifs complexes ayant les mêmes rapports d'amplitude et de fréquence que les vibrations originales. Un son pur sera traduit par un courant sinusoïdal, un son comportant les harmoniques pairs sera traduit par un courant complexe comportant, lui aussi, les harmoniques pairs.

L'appareil chargé de traduire les vibrations sonores en vibrations électriques est le *microphone*.

Nous avons observé que, dans certains systèmes de téléphonie, on pouvait distinguer le *courant porteur* et le *courant de modulation*. Le second a pour effet de modifier l'amplitude du premier. Nous retrouverons exactement cette analogie dans le paragraphe suivant.

**90. Modulation en amplitude (fig. 59 a, b, c).** — Nous avons également montré, dans le tome I, que toute vibration complexe pouvait être considérée comme la résultante d'une vibration simple, ayant la fréquence fondamentale de la vibration complexe et d'une série d'autres vibrations harmoniques. Dans le but de simplifier cette étude, nous pouvons donc admettre qu'il s'agit simplement de moduler une vibration simple à haute fréquence par une vibration, également simple, correspondant aux fréquences acoustiques.

La modulation consistera à faire varier périodiquement l'amplitude du courant à haute fréquence, avec la fréquence des vibrations du courant de modulation.

Les croquis, figure 59 a, b et c, feront sans doute mieux comprendre

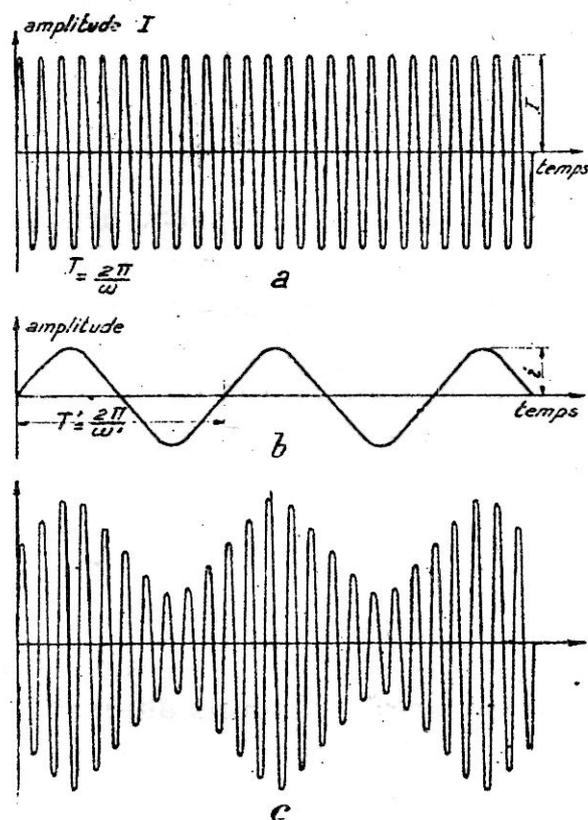


Fig. 59.

le sens de la définition précédente. Le premier nous donne l'image des oscillations à haute fréquence dont la période d'oscillation est  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ,  $\omega$  étant la pulsation.

A la ligne suivante, nous trouvons le diagramme du courant à fréquence téléphonique, qu'il faut, en quelque sorte, graver ou imprimer dans les oscillations à haute fréquence. La période est  $T' = \frac{2\pi}{\omega'}$ .

Enfin, nous avons figuré en c le résultat de l'opération de la modulation. Il serait faux de prétendre que la fréquence de ces oscillations est celle des oscillations à basse fréquence (b). La fréquence est demeurée celle des oscillations à haute fréquence, mais l'amplitude varie à la fréquence des oscillations de basse fréquence.

D'après cela, on conçoit pourquoi le courant a est désigné sous le nom d'onde porteuse, le courant b est le courant de modulation ou modulateur

et le résultat  $c$  est un *courant de haute fréquence modulé en amplitude*.

Il convient d'ailleurs de noter que, pour la clarté du dessin, nous avons été amené à choisir des fréquences qui sont beaucoup moins différentes que dans la pratique. En effet, la fréquence de  $a$  est seulement 10 fois plus grande que celle de  $b$ . En réalité, on sera, par exemple, amené à moduler une onde de 300 mètres par une fréquence de 1.000 cycles/seconde. Le rapport des fréquences est alors  $\frac{10^6}{10^3}$  ou  $10^3$ . Il est donc 100 fois plus grand que dans la figure 59.

**91. Étude mathématique.** — Il est particulièrement instructif de chercher à quoi correspond physiquement la modulation d'une vibration de pulsation  $\omega$  par une vibration de pulsation  $\omega'$ . Si l'amplitude maximum en l'absence de modulation est  $I$  (partie droite du croquis 59  $c$ ) et si  $i$  est l'amplitude maximum du courant de modulation, il est évident que l'amplitude, à un moment donné, sera donnée par la relation :

$$i_m = (I + i \sin \omega' t) \sin \omega t.$$

Il faut, en effet, remarquer que : 1° la fréquence du courant modulé reste la même, l'équation est donc de la forme :  $y \sin \omega t$ ; 2° l'amplitude moyenne reste la même et, de plus, l'amplitude instantanée varie avec une pulsation  $\omega'$ . On arrive ainsi à la relation ci-dessus qui peut s'écrire :

$$\begin{aligned} i_m &= I \sin \omega t + i \sin \omega' t \sin \omega t \\ &= I \sin \omega t + \frac{i}{2} 2 \sin \omega' t \sin \omega t. \end{aligned}$$

Mais on peut remarquer que :

$$\begin{aligned} 2 \sin \omega' t \sin \omega t &= \cos (\omega - \omega') t - \cos (\omega + \omega') t \\ i_m &= I \sin \omega t + \frac{i}{2} \cos (\omega - \omega') t - \frac{i}{2} \cos (\omega + \omega') t. \end{aligned}$$

Ce qui se traduit par le résultat physique remarquable suivant :

Un courant de fréquence  $F$ , modulé par un courant de fréquence  $f$ , se comporte exactement comme la résultante de trois courants dont les fréquences sont respectivement :  $F$ ,  $F + f$  et  $F - f$ .

Tout se passe donc, en définitive, comme si nous étions en présence de trois oscillations d'amplitude maximum invariable. Une des composantes  $a$ ) figure 60, a exactement la fréquence et l'amplitude de l'onde porteuse supposée non modulée. Quant aux deux autres composantes, elles sont écartées d'un intervalle égal à la fréquence de modulation, de part et d'autre de l'onde porteuse et leur amplitude respective est égale à la moitié de l'amplitude du courant de modulation.

Si nous utilisons une échelle proportionnelle des fréquences, ces composantes occuperont des positions symétriques par rapport à l'onde porteuse.

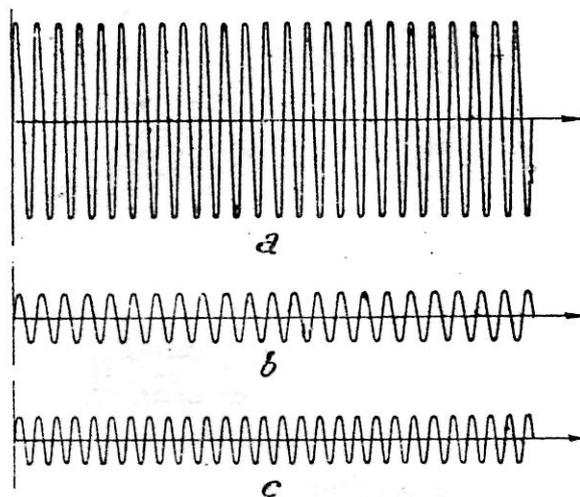


Fig. 60.

Elles seront d'autant plus écartées que la fréquence de modulation sera plus grande.

Nous avons expliqué dans le tome I ce qu'on devait entendre par *spectre* d'une fonction périodique complexe. Si, en utilisant la même

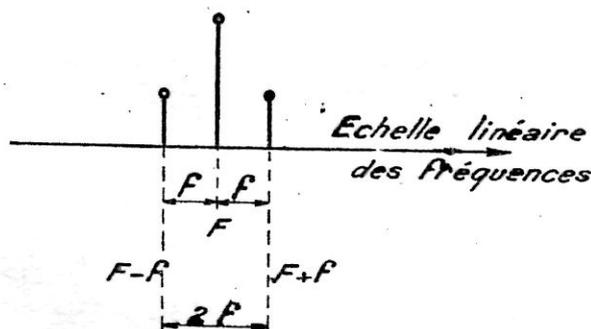


Fig. 61.

méthode avec une échelle linéaire, nous traçons le spectre d'une oscillation modulée, nous obtiendrons le résultat figure 61.

**92. Bandes de modulation.** — Nous arrivons ainsi à ce résultat extrêmement important que les oscillations modulées ne correspondent pas à une seule fréquence bien définie, mais qu'elles occupent, en réalité, *une certaine bande de fréquences*.

La largeur de cette bande dépend essentiellement des fréquences de modulation.

Si les fréquences de modulation atteignent, au maximum, la fréquence  $f$ , la largeur de bande de la transmission sera de  $2f$ .

D'une manière plus générale encore, si les oscillations sont modulées

par des fréquences s'échelonnant entre  $f_1$  et  $f_2$  on constatera que la largeur de bande est  $2f_2$  ( $f_2$  étant la plus grande fréquence de modulation) et que toutes les composantes de modulation sont incluses dans deux *bandes de modulation*, larges de  $f_2 - f_1$ , et situées de part et d'autre de la fréquence

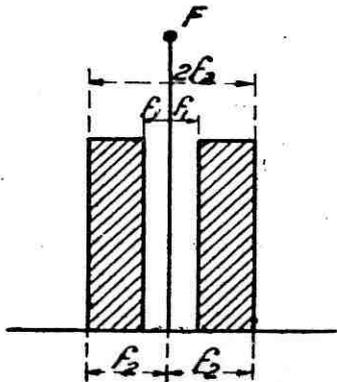


Fig. 62.

porteuse (fig. 62). Les bandes de modulation sont encore appelées assez souvent : *bandes latérales*.

**93. Conséquences. Récepteurs sélectifs.** — Les conséquences qui peuvent découler des remarques précédentes sont d'une extrême importance. Nous aurons l'occasion de les étudier en détail par la suite, mais il nous semble nécessaire de souligner immédiatement quelques résultats.

Supposons qu'il s'agisse, par exemple, de recevoir une émission faite sur une longueur d'onde de 1.500 mètres (ou 200 kc/s) et modulée à la fréquence 5.000 cycles par seconde.

L'émission occupera évidemment une largeur de bande de 10 kilocycles et s'étendra, en réalité, depuis 195 jusqu'à 205 kc/s.

Si le récepteur utilisé n'était sensible qu'à la fréquence 200 kc/s, il est certain que seule la composante à fréquence 200 kc/s pourrait agir sur lui. Celle-ci est une onde entretenue pure. Aussi observerait-on la *disparition complète de toute modulation*.

Pour que celle-ci garde exactement le caractère qu'elle avait dans la transmission originale, il faudra que le récepteur garde exactement la même sensibilité entre 205 et 195 kc/s, ou, si l'on préfère, entre 1.460 et 1.540 mètres environ.

En pratique, le récepteur n'agira jamais comme le récepteur théorique cité plus haut, mais il présentera une sensibilité d'autant plus faible qu'on s'écartera davantage de la fréquence de résonance. Aussi pourra-t-on observer une réduction progressive d'amplitude des composantes de modulation à mesure que leur fréquence augmente.

C'est un effet bien connu que les récepteurs exagérément sélectifs

atténuent ou même suppriment la transmission des fréquences acoustiques aiguës.

**94. Profondeur de modulation.** — L'examen de la figure 59 peut suggérer cette idée que le courant de modulation est, en quelque sorte, imprimé ou gravé dans les oscillations porteuses. Mais une gravure peut être plus ou moins profonde. En d'autres termes, on peut utiliser une partie plus ou moins grande de l'amplitude de l'onde porteuse. Ainsi, pour une même fréquence, la modulation sera d'une profondeur moyenne dans le schéma 59 c. Elle sera moins profonde dans la partie AB de la figure 63, elle aura une profondeur nulle de B en C et elle aura, au contraire, une profondeur maximum de C en D, puisque, à certains moments, l'onde porteuse est pratiquement annulée.

Le rapport entre l'amplitude maximum de l'onde porteuse et l'amplitude maximum de la modulation donne précisément une mesure de ce *taux* ou de cette profondeur de modulation. C'est le rapport  $\frac{i}{I}$  qui s'exprime généralement en %. Dans le cas figure 59 c, le taux de modulation est de :  $1/2$  ou 50 %.

Dans la partie AB, figure 63, il est de :  $0,5/2$  ou 25 %.

Dans la partie BC, il est de zéro.

Dans la partie CD, il est de  $2/2$  ou 100 %.

On pourrait définir aussi bien le taux de modulation en raisonnant non plus sur intensité, mais sur la tension instantanée. Ce serait alors le rapport  $\frac{v}{V}$ .

**95. Remarques pratiques sur la profondeur de modulation.** — On a évidemment intérêt à augmenter le plus possible le taux de modulation. On peut, à ce sujet, reprendre exactement la comparaison de la téléphonie avec courant porteur. Ce dernier n'est qu'un intermédiaire. L'intensité d'audition ne dépend point de l'intensité du courant porteur, elle ne dépend que de l'amplitude totale des variations du courant téléphonique. Dans le cas présent on dira que la puissance utile dépend essentiellement de la profondeur de modulation.

Il n'est point possible, on le comprend sans peine, d'utiliser le taux de modulation maximum. En effet, une transmission radiotéléphonique, quelle qu'elle soit, comprend forcément *des nuances*, c'est-à-dire des variations d'intensité. S'il s'agit d'un morceau de musique, certains passages sont joués *piano*, d'autres sont joués *forte*, voire même *fortissimo*. Nous avons appris en acoustique que le rapport des niveaux entre « piano » et « fortissimo » était fort important. Si nous admettons que la profondeur

de modulation soit réglée à 100 % pour le fortissimo, elle ne sera plus, en moyenne, que d'une valeur beaucoup plus réduite<sup>1</sup>. Pratiquement le *taux moyen* de modulation ne dépasse point 30 à 50 %.

D'ailleurs, un taux voisin de 100 % n'est réalisable pratiquement ni à l'émission ni à la réception; dans les deux cas il se traduit *par de la distorsion*, c'est-à-dire par une déformation des vibrations à transmettre.

On remarquera, en effet, que *si la puissance moyenne* de l'émetteur ne change pas avec la profondeur de modulation, il n'en est pas de même de la *puissance instantanée* qui est proportionnelle au carré de l'intensité instantanée. Ainsi, au point X (fig. 63), par exemple, la puissance instan-

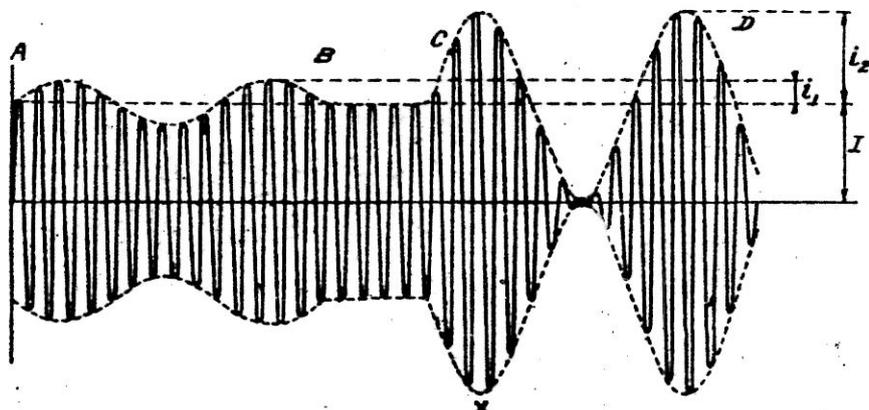


Fig. 63.

tanée fournie par l'émetteur *est quatre fois plus grande* que la puissance moyenne. Si l'émetteur est incapable de fournir cette pointe, s'il n'a pas la réserve de puissance nécessaire, il y aura déformation de la modulation et *distorsion*.

En conséquence, il est d'autant plus difficile d'obtenir une *modulation linéaire* parfaite, que la profondeur de modulation est plus grande.

Les émetteurs anglais de la B.B.C., dont les transmissions sont certainement les meilleures d'Europe, et peut-être du monde, ont une profondeur de modulation relativement faible.

D'après ce qui précède, on comprendra que le taux de modulation ne peut pas dépasser 100 %. Si l'amplitude du courant de modulation devient supérieure à celle du courant à moduler, il y a évidemment suppression de ce dernier pendant certaines fractions de la période. Il en résulte encore des déformations importantes.

**96. Modulation en fréquence.** — Dans la modulation en *amplitude*, on agit sur la grandeur de l'amplitude mais non sur la fréquence de l'onde

1. Voir appendice, page 113.

porteuse. On peut aussi imaginer une modulation *en fréquence* dans laquelle l'amplitude demeure constante. Ainsi, si le courant de modulation est sinusoïdal, l'onde modulée présentera une variation sinusoïdale de fréquence en fonction du temps. Ce système, difficilement applicable aux longueurs d'onde courantes de radiodiffusion, pourrait se prêter à des combinaisons intéressantes sur les ondes courtes et ultra-courtes. Il pourrait, en particulier, présenter une protection très efficace contre les parasites (expériences d'Armstrong).

#### APPENDICE DU CHAPITRE V

##### I. — Valeur efficace des éléments des oscillations amorties.

(Voir Mesny, page 37. Tome I.)

Une émission amortie est constituée par des *trains d'oscillations* fort courts que séparent des intervalles de silence relativement longs. On peut néanmoins définir l'*intensité efficace* exactement comme dans le cas d'un courant alternatif. C'est l'intensité d'un courant continu dont les effets, dans un circuit purement résistif et non rayonnant, seraient exactement les mêmes.

On aurait donc, en prenant un temps égal à une seconde :

$$i_{eff}^2 = \int_0^1 i^2 dt.$$

Mais s'il y a N trains d'oscillations en une seconde nous pouvons écrire :

$$i_{eff}^2 = N \int i^2 dt.$$

L'intégrale s'appliquant à une décharge complète du condensateur que nous pouvons supposer infiniment longue.

L'intensité de courant instantanée est donnée par :

$$i = I e^{-at} \sin \eta t.$$

En intégrant cette expression, on trouve (voir Mesny, page 38, tome I) :

$$i_{eff}^2 = \frac{I\eta}{2} \sqrt{\frac{N}{a(a^2 + \eta^2)}}$$

et, comme on peut, en général, négliger  $a^2$  par rapport à  $\eta^2$ , la formule simplifiée est

$$i_{eff}^2 = \frac{I}{2} \sqrt{\frac{N}{a}}$$

##### II. — Puissance d'une émission modulée.

D'après ce qui a été étudié dans les chapitres précédents, on peut comprendre que la *puissance utile* d'une émission radiotéléphonique est tout entière contenue dans les *bandes latérales*. Les amplitudes maxima des bandes latérales sont égales à  $\frac{i}{2}$ ,  $i$  étant l'amplitude maximum du courant téléphonique — ou de modulation.

La puissance correspondante est donc proportionnelle à  $\frac{i^2}{4}$  et, comme il y a deux bandes

latérales, la puissance totale utile est proportionnelle à  $\frac{i^2}{2}$ . Mais, d'après la définition donnée, si le taux de modulation est :

$$m = \frac{i}{I}$$

$$\text{d'où } i = mI.$$

La puissance utile est donc proportionnelle à  $\frac{m^2 I^2}{2}$ .

La puissance représentée par l'onde porteuse est proportionnelle à  $I^2$ .

La puissance totale fournie par l'émetteur est proportionnelle à

$$I^2 + \frac{m^2 I^2}{2}$$

ou

$$I^2 \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right).$$

### III. — Émission sans onde porteuse.

Dans les meilleures conditions possibles, c'est-à-dire quand la profondeur de modulation est égale à 1 ou 100 %, la puissance totale fournie par l'émetteur est proportionnelle à  $1 + \frac{1}{2}$  quand la puissance utile est proportionnelle à  $\frac{1}{2}$ . C'est-à-dire que le tiers seulement de la puissance produite est, en réalité, utilisée.

Mais, puisque la puissance de l'onde porteuse ne sert à rien, on peut envisager sa suppression. C'est le principe utilisé dans les *transmissions sans ondes porteuses*. On obtient ce résultat au moyen de dispositifs assez compliqués dont il est inutile de donner ici la description.

L'économie de puissance ainsi réalisée est notable, puisque, dans le cas le plus favorable l'onde porteuse représente les  $\frac{2}{3}$  de la puissance produite. On rapprochera cette solution de celle qui consiste à supprimer le courant continu porteur dans une transmission téléphonique. Il y a toutefois une différence importante. On peut considérer le courant continu comme un courant de fréquence zéro. Les rapports entre fréquence de modulation et fréquence porteuse sont additifs et soustractifs. Rien n'est donc changé quand on supprime la fréquence zéro.

Mais, dans le cas présent, il s'agit d'une fréquence bien définie. Aussi devient-il nécessaire de rétablir exactement cette fréquence à la réception, au moyen d'un petit générateur local.

Bien que simple en principe, le problème soulève en pratique des difficultés assez grandes. Ce moyen n'est pas utilisé dans les transmissions de radiodiffusion.

### IV. — Suppression d'une seule bande de modulation.

Pour réduire la largeur d'une transmission radiophonique en observant que les deux bandes latérales sont symétriques on peut supprimer l'une d'elles.

On peut aussi combiner ce moyen avec le précédent.

### V. — Modulation avec porteuse commandée.

Sans aller aussi loin que ces solutions extrêmes, on peut imaginer des dispositifs tels que l'amplitude de l'onde porteuse varie automatiquement en accord avec l'amplitude du courant de modulation. On obtient ainsi, tout en conservant les nuances

une émission dont la profondeur de modulation se maintienne automatiquement voisine de 100 %.

Il est évident que ce système ne pourrait être utilisé en radiodiffusion, car la sensibilité des récepteurs est automatiquement corrigée par l'amplitude de l'onde porteuse (régulateur antifading).

#### VI. — Taux de modulation et nuances musicales. Aplatissement des contrastes.

Lorsque le taux de modulation est trop faible, la réception est défectueuse pour cette simple raison que la puissance utile est elle-même très faible. Les bruits perturbateurs inévitables (ronflements à l'émetteur comme au récepteur, parasites divers, etc...) sont alors du même ordre d'amplitude que la modulation. Il est donc nécessaire qu'en moyenne, le taux de modulation demeure supérieur à ce minimum.

Dans un morceau musical quelconque, le taux de modulation minimum correspondra aux passages *piano* ou *pianissimo*. Mais, dans ce même morceau, existeront des passages *forte* et *fortissimo*. On peut apprécier en décibels l'écart de niveau qui existe entre ces deux extrêmes. Cet écart dépend d'ailleurs de l'œuvre musicale elle-même aussi bien que des artistes qui l'interprètent.

Connaissant le niveau qui correspond au taux minimum de modulation et celui qui correspond au maximum voisin de 100 % on peut en exprimer le rapport. Or, il est facile de montrer que cet écart est, pour la plupart des œuvres musicales, inférieur au rapport trouvé pour les nuances extrêmes. Il est donc impossible de traduire exactement dans les meilleures conditions, les œuvres musicales. La solution adoptée d'une manière générale consiste à réduire artificiellement les contrastes. En conséquence, dans un récepteur du modèle courant, l'écart entre les nuances est moindre que dans l'audition directe. Le *pianissimo* est trop fort et le *forte* ne l'est pas assez. Pour rendre à la musique son accent réel il n'est d'autre solution que de rétablir les choses dans l'ordre, au moment de la reproduction. Ce ne serait pas une chose impossible si la loi de compression était connue. Mais, en général, le soin d'aplatir les nuances est confié à un opérateur qui n'obéit qu'à ses propres réflexes.

#### VII. — Réalité des bandes de modulation. Sténodémodulateur.

Il y a quelques années, des techniciens anglais et, en particulier, le Dr. Robinson, ont mis en doute l'existence réelle des bandes de modulation. Ils n'ont voulu voir dans cette conception qu'un artifice purement mathématique ne correspondant à rien de concret. A leurs yeux une seule chose était réelle : les variations d'amplitude de l'onde porteuse.

Ils ont voulu en déduire qu'on pouvait construire des récepteurs d'une sélectivité aussi grande qu'on le désirait et permettant cependant la reproduction de toutes les fréquences musicales. Il suffisait de compenser la diminution d'amplification des fréquences aiguës par un gain supplémentaire de l'amplificateur.

Il semble bien qu'aujourd'hui la chose soit entièrement jugée. On ne peut mettre en doute l'existence réelle des bandes de modulation. On peut, certes, construire des récepteurs très sélectifs et cependant relativement fidèles, en compensant les fréquences aiguës, mais c'est sans doute grâce à un phénomène accessoire que nous étudierons plus loin (démodulation).

## CHAPITRE VI

### Réception. Circuit oscillant. Récepteur. Sélectivité. Couplage.

**94. Généralités.** — Le phénomène du rayonnement est réversible. Quand des courants de haute fréquence parcourent un conducteur, il y a production de rayonnement, surtout si le conducteur réalise certaines conditions qui ont été définies plus haut. De même, quand un conducteur qui réalise ces mêmes conditions est placé dans un champ de rayonnement, il est le siège de courants de haute fréquence. Ceux-ci sont la copie fidèle, mais à échelle réduite, des courants qui parcouraient le radiateur d'onde. Le conducteur du poste récepteur sera naturellement désigné sous le nom de *collecteur d'ondes*.

Ces courants de haute fréquence, engendrés par l'antenne réceptrice, représentent une certaine *puissance électrique*, laquelle, dans certains cas, sera suffisante pour actionner directement certains dispositifs (écouteur téléphonique) et, dans d'autres, pourra agir sur des *relais* ou *dispositifs amplificateurs* qui lui substitueront d'autres courants, d'une amplitude plus grande, empruntés à une source locale.

Mais l'espace est simultanément sillonné par des quantités de rayonnements ayant diverses origines. Parmi ceux-ci, il faut pouvoir choisir celui qui nous intéresse et, pour cela, mettre en jeu des *dispositifs sélectifs*. Le plus répandu de ces derniers est le circuit accordé que nous avons déjà étudié longuement dans les chapitres précédents et dans le premier tome de cet ouvrage <sup>1</sup>.

**95. Circuit accordé récepteur.** — Le circuit accordé de réception peut être schématisé comme nous l'avons indiqué sur les figures 64 ou 65. Dans certains cas (circuit d'antenne) on doit admettre que la force électromotrice alternative est en série; dans d'autres cas (fig. 65) on doit considérer qu'elle est en parallèle (circuit anodique de lampe).

1. Voir tome I, n° 169 à 176, pages 189 à 201.

Il s'agit donc d'établir, par exemple, une formule donnant la valeur du rapport  $I^2/I_{\max}^2$  ou de son inverse  $I_{\max}^2/I^2$  en fonction de  $s$ ,  $\eta$ , fréquence de résonance, et  $\omega$ , fréquence correspondant au désaccord.

A la résonance, tout se passe comme si le circuit était uniquement résistant, l'intensité de courant  $I_{\max}$  est inversement proportionnelle à  $R$  et  $I_{\max}^2$  à  $R^2$ .

Pour la fréquence  $\eta$  l'intensité de courant est inversement proportionnelle à  $\sqrt{R^2 + \frac{L^2}{\omega^2}(\omega^2 - \eta^2)^2}$ , ce qui découle immédiatement des formules données dans le premier tome <sup>1</sup>.

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{I_{\max}^2}{I^2} = \frac{R^2 + \frac{L^2}{\omega^2}(\omega^2 - \eta^2)^2}{R^2}$$

ou encore :

$$= 1 + \left[ \frac{L}{R\omega} (\omega^2 - \eta^2) \right]^2.$$

Or  $\omega^2 - \eta^2$  peut s'écrire  $(\omega + \eta)(\omega - \eta)$ . Si  $\omega$  et  $\eta$  sont peu différents on fait une erreur négligeable en remplaçant  $\omega + \eta$  par  $2\omega$ . D'où :

$$\omega^2 - \eta^2 = 2\omega(\omega - \eta), \text{ ou encore } = 2\omega^2 \frac{(\omega - \eta)}{\omega}$$

Mais  $\frac{\omega - \eta}{\omega}$  est l'expression du désaccord relatif que l'on peut désigner par  $x$ .

En remplaçant, il vient :

$$= 1 + \left( \frac{2L\omega x}{R} \right)^2$$

et, on remarque que  $\frac{L\omega}{R}$  est précisément le facteur de surtension  $s$  :

$$= 1 + 4s^2x^2.$$

Mais si l'expression choisie comme ordonnée de la courbe n'est pas  $\frac{I_{\max}^2}{I^2}$  mais son inverse  $\frac{I^2}{I_{\max}^2} = y$

$$y = \frac{1}{1 + 4s^2x^2}.$$

**98. Facteur de sélectivité.** — La sélectivité d'un circuit est cette qualité qui lui permet de favoriser davantage la fréquence de résonance par rapport aux autres fréquences.

On convient de nommer *facteur de sélectivité* désigné par  $S$  l'expression

1. Voir en appendice page 131, note II.

simplifiée des rapports  $\frac{I_{\max}}{I}$  ou  $\frac{E_{\max}}{E}$  en fonction du désaccord  $\omega - \gamma$  ou  $\Delta\omega$ , supposé petit. C'est précisément l'expression trouvée précédemment :

$$S^2 = 1 + 4s^2x^2$$

dans laquelle  $x^2 = \left(\frac{\omega - \gamma}{\omega}\right)^2$  ou  $\frac{(\Delta\omega)^2}{\omega^2}$

et  $s = \frac{L\omega}{R}$ .

Cherchons à exprimer cette expression non plus en fonction du facteur de surtension mais de la constante de temps  $\frac{2L}{R} = \theta$ .

$$S^2 = 1 + \frac{4L^2\omega^2}{R^2}$$

ou  $S^2 = 1 + \theta^2\omega^2x^2$ .

Remplaçons  $x^2$  par sa valeur :

$$S^2 = 1 + \theta^2(\Delta\omega)^2$$

ou  $S = \sqrt{1 + \theta^2(\Delta\omega)^2}$

ou, si l'on préfère maintenir la valeur de  $\theta$

$$S = \sqrt{1 + \left(\frac{2L}{R} \Delta\omega\right)^2}. \quad (5)$$

Cette formule montre que la sélectivité d'un circuit oscillant est d'autant plus grande que la *résistance est plus petite* et que le *coefficient de self-induction est plus important*. C'est la constante de temps qui commande la sélectivité du circuit.

Toutefois, il ne faut pas perdre de vue que cette expression ne peut avoir de sens que pour des écarts relatifs assez petits.

Son extension à des valeurs importantes du désaccord conduirait à des résultats absurdes.

**99. Largeur de bande passante** (fig. 67). — On peut encore considérer que l'expression  $S = \frac{I_{\max}}{I}$  (ou  $\frac{E_{\max}}{E}$ ) est la fonction qui donne l'affaiblissement relatif à un désaccord  $\Delta\omega$ . En remplaçant, dans cette équation, la quantité  $\frac{2L}{R}$  par son équivalent  $\frac{2s}{\omega}$ , il vient

$$S = \sqrt{1 + 4s^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2}.$$

Mais il peut être intéressant de connaître la *largeur de bande* correspondant à un affaiblissement  $S$  donné. La courbe de résonance étant symé-

trique il est évident que nous obtiendrons l'expression de cette largeur de bande en cherchant la valeur de  $2\Delta\omega$  (voir fig. 67).

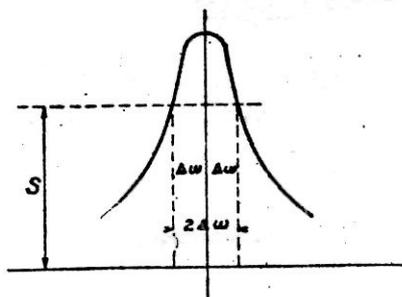


Fig. 67.

En élevant au carré, nous pouvons écrire :

$$S^2 = 1 + 4s^2 \frac{(\Delta\omega)^2}{\omega^2}$$

d'où 
$$\Delta\omega = \frac{\omega}{2s} \sqrt{S^2 - 1}$$

et 
$$l = 2\Delta\omega = \frac{\omega}{s} \sqrt{S^2 - 1}.$$

**100. Mesure graphique de coefficient de surtension.** — La formule précédente nous permet d'imaginer un moyen pratique pour déterminer le facteur de surtension d'un bobinage.

Tirons, en effet, la valeur de  $s$

$$s = \frac{\omega}{l} \sqrt{S^2 - 1}.$$

Lorsque dans cette formule nous faisons  $\sqrt{S^2 - 1} = 1$  (c'est-à-dire  $S = \sqrt{2}$ ) l'inverse de la largeur de bande relative nous donne une mesure du coefficient de surtension.

La règle pratique sera donc la suivante. *On tracera la courbe de résonance en portant, en ordonnées, le rapport  $\frac{I}{I_{\max}}$  ou  $\frac{E}{E_{\max}}$ . Les abscisses seront les variations relatives de fréquence ou de pulsation  $\frac{\Delta f}{f}$  ou  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$  exprimées, par exemple, en centièmes (courbes de la fig. 66). On tracera l'ordonnée correspondant à un affaiblissement de  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  ou 0,707 ou encore 3 décibels — l'inverse de la largeur de bande totale exprimé en centièmes donnera la valeur du coefficient  $s$ .*

Le résultat est facile à vérifier sur la figure 66 et, de plus, nous donnons deux exemples de détermination sur la figure 68. La précision de cette méthode n'est évidemment point très grande.

On peut d'ailleurs montrer que l'erreur correspondant à  $S \sqrt{2}$  est de l'ordre de  $\frac{1}{2s}$ .

Pour de très faibles valeurs de  $s$ , la méthode donne des résultats inexacts parce que la formule appliquée n'est valable que pour un désaccord assez petit. Quand  $s$  est lui-même très petit, il faut introduire un désaccord important pour que l'atténuation soit égale à 0,7.

En résumé, si la méthode peut donner une idée précise des ordres de

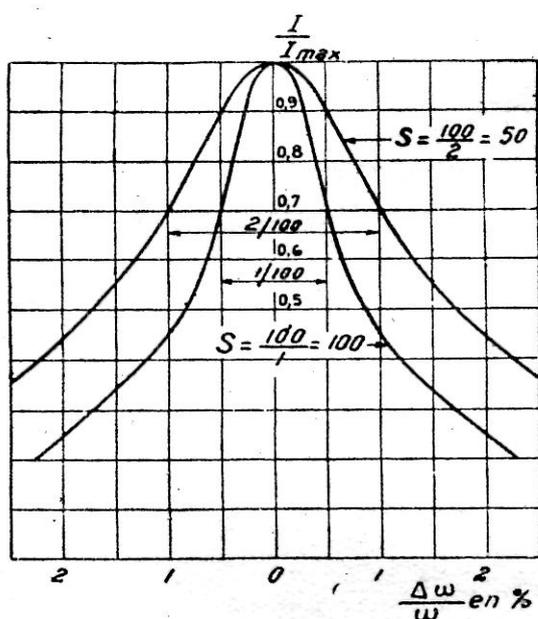


Fig. 68.

grandeur, elle n'est utilisable, en pratique, que sous certaines réserves.

La même méthode s'applique évidemment lorsque les rapports  $\frac{I}{I_{max}}$  ou  $\frac{E}{E_{max}}$  sont traduits en décibels. On tiendra seulement compte de ce fait que le rapport  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  correspond à - 3 décibels.

**101 Couplage des circuits.** — On dit que les deux circuits sont couplés lorsque des variations de courant produites dans un des circuits déterminent l'apparition de courants induits dans l'autre circuit. Lorsque les actions mutuelles deviennent faibles, on dit que le couplage est lâche. On dit qu'il est serré dans le cas contraire. Nous verrons plus loin comment on peut préciser ces notions.

Le primaire et le secondaire d'un transformateur sont des circuits présentant un couplage extrêmement serré. Les circuits habituellement

utilisés en haute fréquence présentent des couplages beaucoup plus lâches que dans cet exemple. C'est pour cette raison que l'étude théorique des circuits couplés doit se faire avec une méthode bien différente.

Cette étude est extrêmement délicate et nous ne pouvons qu'en donner ici les plus importants résultats. Nos lecteurs en trouveront une étude très détaillée et plus complète dans le tome I de *Radioélectricité générale* par R. Mesny (pp. 51 à 120).

**102. Modes de couplage.** — Il serait fastidieux de passer en revue toutes les méthodes possibles de couplage. Nous nous bornerons à signaler les principales.

*Couplage électromagnétique* (fig. 69a, b, c). — Il existe un coefficient d'induction mutuelle entre les deux circuits. Ce couplage peut être obtenu

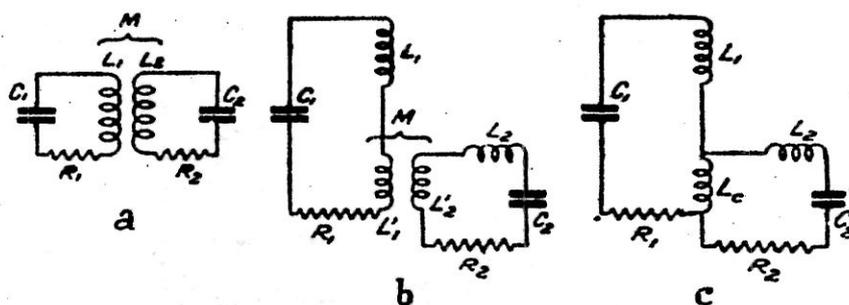


Fig. 69.

entre la totalité des inductances (fig. 69a), entre une partie seulement (fig. 69b) ou même parce qu'il existe une portion d'inductance qui est commune aux deux circuits.

*Couplage statique* (fig. 70a, b). — Les deux circuits, au lieu d'être couplés par un champ magnétique sont couplés par un champ électrique.

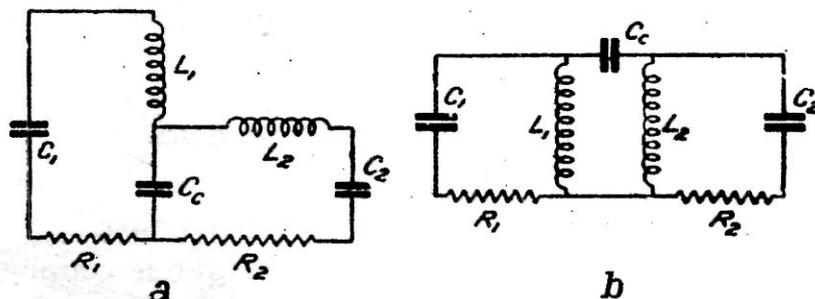


Fig. 70.

Le croquis figure 70 correspondrait au croquis 69c. On pourrait, d'ailleurs, imaginer facilement des croquis correspondant aux autres schémas.

*Couplage ohmique ou galvanique* (fig. 71). — Le couplage est obtenu par une résistance commune aux deux circuits (fig. 71).

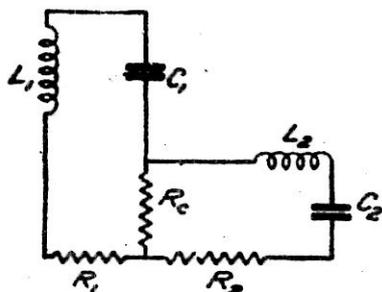


Fig. 71.

*Couplages mixtes* (fig. 72, fig. 73). — On peut aussi combiner les moyens précédents et obtenir des couplages mixtes. Ainsi, le croquis figure 72

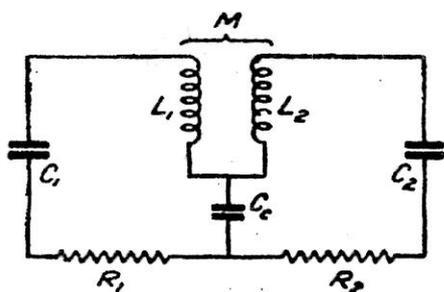


Fig. 72.

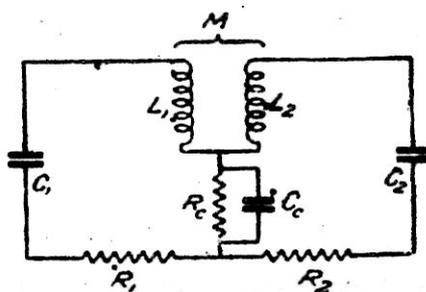


Fig. 73.

correspond à un couplage électromagnétique grâce au coefficient d'induction mutuelle et électrostatique, grâce à la capacité de  $C_c$ .

Le montage figure 73 est une combinaison des trois méthodes. On comprendra facilement, d'après cela, que les variantes puissent être innombrables.

Il suffit, d'ailleurs, d'étudier un seul cas pour que les résultats obtenus puissent être utilisés dans les autres cas.

En conséquence, nous nous bornerons à étudier le cas figure 69 qui présente un intérêt pratique évident, parce que son emploi est extrêmement répandu en radio.

**103. Aperçu du problème général.** — Il est facile d'imaginer pourquoi l'étude complète de la question, sans soulever des difficultés insurmontables, est cependant assez complexe.

Étant donnés deux circuits couplés, on peut, par exemple, étudier :

a) Comment, pour une fréquence donnée, varie l'impédance du circuit I, quand on modifie la fréquence propre du circuit II.

b) Comment varie l'impédance de I, pour une fréquence variable, en fonction de la fréquence propre de II.

c) Comment varie l'intensité ou la tension dans le circuit II quand on modifie la fréquence d'excitation.

d) De quelle forme sont les oscillations libres, c'est-à-dire celles qui se développent dans les deux circuits à la suite d'un choc électrique, en fonction, soit du degré de couplage, soit des fréquences propres.

e) Comment se comportent les circuits en oscillations contraintes, c'est-à-dire quand on injecte à l'un d'eux une force électromotrice sinusoïdale.

d) Reprendre la plupart des problèmes précédents en fonction des caractéristiques d'amortissement des deux circuits.

Etc..., etc...

Devant l'impossibilité de traiter tous ces cas, nous nous bornerons à quelques observations pratiques d'application immédiate.

Soit les deux circuits de la figure 69a. Il existe un coefficient d'induction mutuelle entre les deux bobines dont la valeur non négligeable est M.

Là valeur de l'impédance du circuit L supposé seul, pour un courant alternatif de pulsation  $\omega$  a été déterminée dans le premier tome, c'est-à-dire qu'en l'absence du circuit II nous pouvons connaître facilement la valeur efficace de l'intensité de courant.

Mais nous approchons maintenant le circuit II, Si  $I_1$  est le courant dans le primaire, nous induirons dans le secondaire une tension alternative de pulsation  $\omega$  et dont la valeur efficace sera

$$E_2 = \omega MI_1.$$

Sous l'influence de cette force électromotrice un courant prend naissance dans le secondaire, courant qui induit à son tour une force électromotrice  $\omega MI_2$  dans le circuit primaire. Il est donc évident que l'intensité efficace dans le primaire se trouvera modifiée, ce que nous traduirons en disant que le fait d'approcher le circuit secondaire a modifié l'impédance du primaire. Cette modification peut, d'ailleurs, avoir lieu dans un sens ou dans l'autre.

Le rapport entre les intensités, dans le circuit primaire et le circuit secondaire est

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{M\omega}{Z_2}$$

$Z_2$  étant l'impédance du circuit secondaire supposé seul. L'expression précédente est encore appelée rapport de transformation du système.

On sait (voir Tome I) que M se comporte exactement comme un coeffi-

cient de self-induction dont la grandeur peut être définie par l'expression :

$$M = k \sqrt{L_1 L_2}.$$

$k$  pouvant varier depuis  $-1$  jusqu'à  $+1$ , en passant par zéro. Le coefficient  $k$  ainsi défini est appelé *coefficient de couplage*. En pratique on ne peut guère, en valeur absolue, dépasser des couplages supérieurs à 0,6.

Mais l'action mutuelle des circuits dépend aussi de leur qualité, c'est-à-dire des pertes dans chacun d'eux, pertes qui sont représentées par les coefficients  $R_1$  et  $R_2$ . Dans les calculs, on est amené à considérer également le *degré de couplage* qui est égal à :

$$n = \frac{M_\omega}{\sqrt{R_1 R_2}}.$$

Ce coefficient permet de préciser les notions de *couplage lâche* et de *couplage serré*. En effet, suivant qu'il est plus grand ou plus petit que 1 les phénomènes diffèrent très notablement.

Aussi dira-t-on que le couplage est *lâche* quand  $n$  est plus petit que 1 et qu'il est *serré* dans le cas contraire.

Le cas spécial  $n = 1$  est souvent désigné sous le nom de *couplage critique*.

**104. Cas de deux circuits identiques. Filtre de bande.** — Un cas particulièrement intéressant en radio est le couplage de deux circuits identiques, accordés chacun séparément sur la même fréquence  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ .

Le premier circuit est soumis à une force électromotrice  $E \sin \tau t$ ; il s'agit d'étudier l'intensité de courant dans le secondaire quand  $\tau$  varie et pour différentes valeurs du couplage.

a) *Couplages lâches.*

$$n = \frac{M_\omega}{\sqrt{R_1 R_2}} < 1.$$

Il est évident que si  $R_1 = R_2 = R$  la condition devient donc

$$\frac{M_\omega}{R} < 1.$$

Les variations d'intensité dans le secondaire reproduisent, à plus faible échelle, les variations d'intensité dans le primaire.

Le secondaire prélève une certaine énergie dans le primaire, ce qui se traduit par une diminution d'intensité, à mesure que croît le couplage. Le maximum d'intensité secondaire, ainsi que le maximum d'intensité primaire, correspondent rigoureusement à la fréquence propre des deux circuits.

Nous avons tracé figure 74 les courbes de l'intensité secondaire pour différentes valeurs du coefficient  $n$ . Nous avons porté en abscisse le rapport  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$  (ou, ce qui revient au même  $\frac{\Delta f}{f}$ ) exprimé en centièmes.

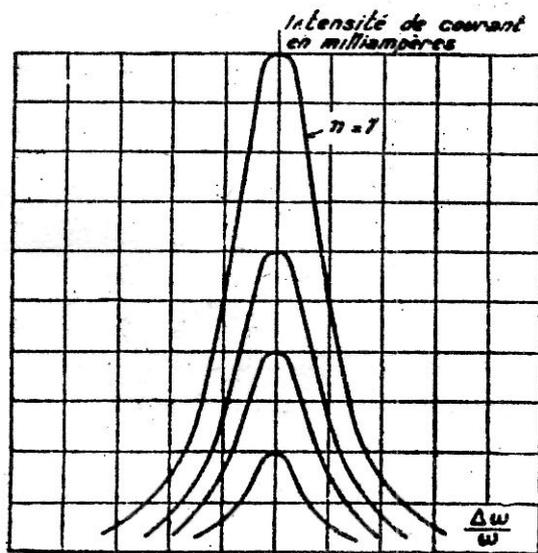


Fig. 74.

b) *Couplage critique.* — La courbe correspondante est tracée également sur le même graphique. Elle correspond au maximum de puissance absorbée par le secondaire.

c) *Couplages serrés.*

$$n = \frac{M\omega}{R} > 1.$$

Le phénomène change immédiatement d'aspect. On observe qu'il y a deux maxima de l'intensité secondaire situés symétriquement de part et d'autre de la résonance  $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0$ , tout au moins pour des couplages qui ne s'écartent pas trop de la valeur critique. A mesure que la valeur de  $n$  s'accroît, les deux maxima qui étaient d'abord rapprochés au point d'être peu distincts, s'écartent de plus en plus. Il est remarquable de constater que l'intensité maxima secondaire demeure très sensiblement égale à celle qui correspond au couplage critique. En réalité, elle est très légèrement inférieure et cette différence tend à s'accroître quand le couplage s'accroît.

Il est intéressant de pouvoir situer l'emplacement de ces deux maxima, par rapport à la fréquence de résonance.

On peut établir (voir Mesny, tome I, page 78, paragraphe 13c) que le

carré du rapport des intensités de courant  $\left(\frac{I_{2\max}}{I_2}\right)^2$  dans le secondaire est donné par l'expression :

$$\left(\frac{I_{2\max}}{I_2}\right)^2 = \frac{1}{\zeta^2} = 1 + \left[\frac{2(1 \pm k)}{d'} \frac{\Delta\omega}{\omega_s}\right]^2.$$

Dans cette expression  $k$  est le coefficient de couplage défini plus haut.  $d'$  est une quantité égale  $\frac{R}{L\omega}$ ; c'est donc, en réalité, une variable.

$$\Delta\omega = \omega - \omega_s$$

ce qui revient à prendre  $\omega_s$  pour origine des abscisses.

Les pulsations qui correspondent aux deux maxima satisfont à la relation approchée

$$\tau_i^2 = (1 \pm k) \omega_s^2.$$

D'où les deux valeurs

$$\omega_s' = \frac{\eta}{\sqrt{1+k}} \quad \text{et} \quad \omega_s'' = \frac{\eta}{\sqrt{1-k}}$$

On peut en déduire que les deux fréquences de résonance sont symétriques par rapport à la fréquence propre des circuits.

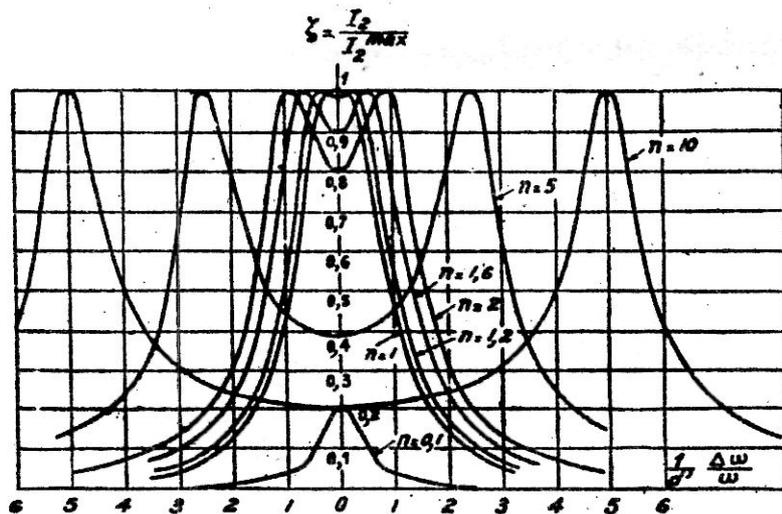


Fig. 75.

On trouvera, figure 75, une série de courbes correspondant aux conditions suivantes :

$$d = \frac{1}{100} \text{ (c'est-à-dire } s = 100).$$

$n$  variant depuis 1 jusqu'à 10.

Une courbe relative à  $n = 0, 1$  a également été figurée.

La figure 76 correspond à un couplage très fort.

$$d = \frac{1}{100}$$

$$n = 50$$

$$k = 0,5.$$

On remarquera que, dans ce dernier cas, les deux résonances ne correspondent plus à des courbes semblables.

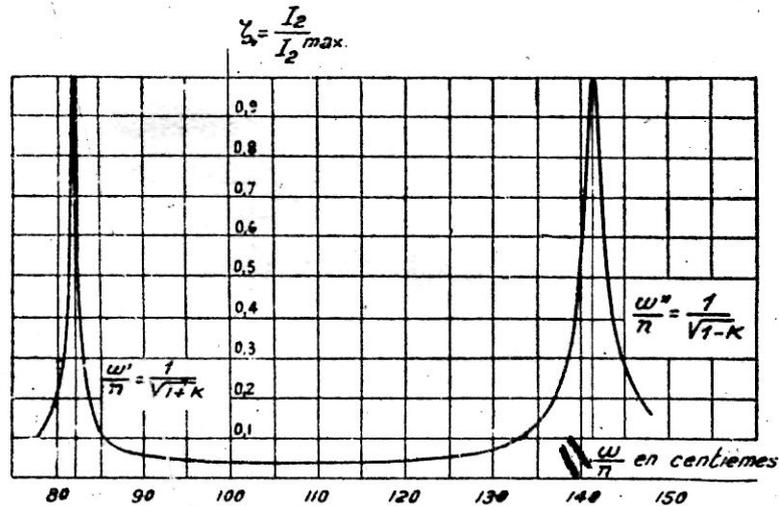


Fig. 76.

**105. Voisinage du couplage critique.** — L'étude du cas précédent est particulièrement intéressante au voisinage du couplage critique.

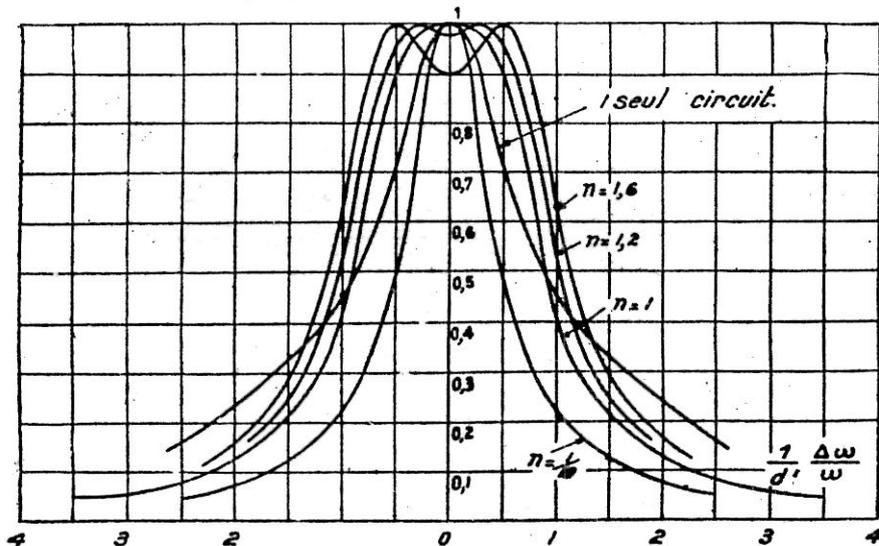


Fig. 77.

C'est, en effet, dans ces conditions qu'on utilise habituellement les circuits couplés en radio-réception. Nous avons tracé, à plus grande échelle, sur la figure 77, les courbes correspondant à un couplage assez voisin

du couplage critique ( $n = 1, 1,2, 1,6$ ) ainsi que la courbe relative à un couplage assez faible ( $n = 1/10$ ).

Pour permettre de faire la comparaison nous avons tracé, également, la courbe relative à un seul circuit de même coefficient de surtension et toutes les courbes ont été ramenées à la même valeur de  $I_{\max}$ . On remarquera les points suivants :

a) En dépassant légèrement le couplage critique on observe tout d'abord un élargissement très net du sommet de la courbe. Les deux circuits constituent alors un véritable filtre de bande. Comme, d'autre part, le couplage critique correspond au maximum d'énergie transmise entre les deux circuits, la sensibilité du système demeure excellente.

b) Il faut remarquer également que la zone dans laquelle on peut considérer l'ensemble comme un filtre de bande est extrêmement réduite. Dans le cas présent, le degré de couplage *doit varier entre 1 et 1,2 ou 1,3 environ*. Pour  $n = 1,6$  il y a deux maxima fort nets, l'atténuation de la partie centrale correspond déjà à 10 % (soit 1 db), ce qui n'est déjà plus négligeable. *Par conséquent, pour obtenir cet effet, un réglage extrêmement précis est nécessaire.*

c) Il ne faut pas oublier que le degré de couplage  $n$  est, dans le cas présent

$$\frac{M\omega}{R}$$

c'est-à-dire un coefficient *qui varie* avec la fréquence et avec  $R$ . On peut en déduire les conséquences suivantes :

1. Si, pour deux circuits donnés, le couplage convenable est réalisé par une certaine pulsation  $\omega_1$ , il ne sera plus réalisé par une pulsation notablement différente  $\omega_2$ . Suivant que  $\omega_2$  sera plus grand ou plus petit on observera un changement dans l'allure des courbes, et l'on pourra, par exemple, passer de  $n = 1,6$  à  $n = 0,8$ .

Si les deux circuits I et II doivent être accordés sur une large bande de fréquence (cas des circuits d'accord), il est nécessaire de modifier le coefficient  $M$ , de telle sorte que  $M\omega$  demeure constant.

2. La grandeur de  $M$  (définie par  $M = k \sqrt{L_1 L_2}$ ), pour obtenir une courbe de même allure, dépend de la *qualité* des circuits puisque le facteur  $R$ , coefficient de perte de chacun des circuits, intervient dans la détermination de  $n$ .

Ainsi, pour obtenir un effet de filtre de bande, il faut coupler davantage des circuits de mauvaise qualité.

d) Quand la fréquence de résonance  $\omega$  est fixe on peut déterminer  $n$  à volonté. Mais en passant par exemple de  $n = 0,1$  à  $n = 1,6$  on modifie

à volonté la largeur de bande. C'est donc un moyen extrêmement simple d'obtenir des circuits à *sélectivité variable*.

e) Nous avons tracé sur la figure 77 la courbe relative à un seul circuit de même qualité. Il est important de remarquer que, pour des faibles écarts, la sélectivité du circuit unique est meilleure. *Par contre, elle est beaucoup plus mauvaise pour des écarts importants. L'emploi de deux circuits couplés n'est donc pas justifié quand il s'agit de séparer deux stations voisines. Il faudrait, pour cela, réaliser un couplage tel que  $n = 1/10$ , par exemple, mais, dans ce cas, la perte de sensibilité serait considérable.*

**106. Cas du couplage statique. Couplage mixte.** — On peut montrer que toutes les conclusions précédentes s'appliquent au cas où les deux circuits sont couplés par une capacité  $C_c$  commune aux deux circuits (fig. 70 a). Dans les calculs on serait amené à remplacer la quantité

$$n = \frac{M\omega}{R}$$

par

$$n' = \frac{1}{RC_c\omega}$$

La condition de couplage critique est cette fois,  $n' = 1$ .

Les quantités  $C_c$  et  $\omega$  passant au dénominateur, elles agiraient, naturellement, en sens inverse. C'est ainsi qu'une augmentation de  $\omega$  correspondrait à une diminution de couplage, alors que ce serait le contraire s'il s'agissait d'un couplage électromagnétique. On ferait le même raisonnement pour  $C_c$ .

On peut mettre cette observation à profit pour réaliser des circuits dont le couplage soit sensiblement constant quand  $\omega$  varie. En effet, quand le couplage par le condensateur diminue, le couplage par induction mutuelle augmente. On conçoit donc qu'il soit possible d'obtenir une compensation et qu'en déterminant judicieusement les éléments  $C_c$  et  $M$  on puisse réaliser un couplage sensiblement constant quand  $\omega$  varie. Un tel circuit est indiqué figure 72.

Quand la capacité de couplage est disposée comme dans la figure 70 b, le couplage *augmente* avec la fréquence.

APPENDICE DU CHAPITRE VI

I

**Facteur de sélectivité de plusieurs circuits identiques faiblement couplés.**

Par analogie avec ce qui précède (paragraphe 98) on peut définir le facteur de sélectivité de plusieurs circuits faiblement couplés par le rapport  $\frac{I_{p\max}}{I_p}$ .

$I_{p\max}$  est l'intensité de courant dans le circuit de rang  $p$  à la résonance ( $\omega = \eta$ ) et  $I_p$  pour une valeur  $\Delta\omega$ .

On arrive à l'expression (Mesny, tome I, p. 127) :

$$S = \sqrt{1 + (\theta \sqrt{p})^2 (\Delta\omega)^2}$$

dans laquelle  $\theta$  est la constante de temps d'un circuit isolé.

On arrive donc à cette conclusion que l'ensemble se comporte comme un circuit dont la constante de temps serait  $\sqrt{p}$  fois plus grande. *Mais cette conception n'est valable que pour des désaccords extrêmement petits et des couplages extrêmement faibles.*

En présence d'une série de circuits accordés sur la même fréquence et dont les couplages peuvent être considérés comme lâches (cas des circuits couplés par lampe à plusieurs électrodes) il convient d'étudier séparément chaque cas avant d'en tirer une conclusion.

II

**Équation d'une courbe de résonance (page 117).**

On a, en effet :  $I^2 = \frac{E^2}{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$  ainsi que  $\eta = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ .

De cette dernière expression on peut tirer :

$$C = \frac{1}{L\eta^2}$$

Remplaçons  $C$  par sa valeur dans l'expression

$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2$$

On obtient  $\left(L\omega - \frac{L\eta^2}{\omega}\right)^2$  ou  $L^2 \left(\omega - \frac{\eta^2}{\omega}\right)^2$ .

Développons l'expression entre parenthèses :

$$L^2 \left(\omega^2 + \frac{\eta^4}{\omega^2} - 2\eta^2\right); \text{ ce qui peut s'écrire :}$$

$$\frac{L^2}{\omega^2} (\omega^4 + \eta^4 - 2\eta^2\omega^2) \text{ ou, enfin } \frac{L^2}{\omega^2} (\omega^2 - \eta^2)^2.$$

## CHAPITRE VII

### Le principe des récepteurs. Détection. Détecteurs.

#### 107. Généralités. Hauteur effective d'une antenne de réception.

— Nous sommes maintenant en mesure de comprendre le principe des phénomènes mis en jeu à la réception. Nous savons, en effet, qu'un conducteur placé dans *le champ de rayonnement* est le siège de *courants de haute fréquence*. Ce conducteur, déjà signalé au début du précédent chapitre, est une antenne ou un collecteur d'ondes. De même que nous avons été amené à définir *la hauteur de rayonnement* d'une antenne émettrice, de même nous serions amené à définir *la hauteur effective* d'une antenne de réception<sup>1</sup>. Les deux qualités correspondent, d'ailleurs, aux mêmes constantes physiques et, pour une même antenne, se calculent de la même manière et se mesurent par le même chiffre.

Les courants captés par le collecteur d'onde sont transmis, par un moyen quelconque, à un ou plusieurs circuits successifs accordés sur la fréquence qu'il s'agit de recevoir. Le phénomène de résonance permet ainsi de *sélectionner* la fréquence ou, plus exactement, la bande de fréquences qu'on désire recevoir.

Nous supposerons qu'il s'agisse de recevoir une onde entretenue modulée à une fréquence téléphonique quelconque. Nous recueillerons dans le circuit récepteur un courant dont la forme est identique à celle du courant initial dans l'antenne d'émission.

Nous désirons, finalement, *entendre* le son dont le courant de modulation ou courant téléphonique est une copie électrique.

**108. Nécessité de la détection.** — Il serait bien inutile d'introduire tout simplement un écouteur téléphonique dans le circuit. En effet, il ne faut pas oublier que nous ne sommes pas en présence d'un courant continu dont l'intensité varie à la fréquence de la modulation, mais qu'il

1. Voir en appendice, page 147.

agit d'un courant de haute fréquence dont l'amplitude maximum varie périodiquement, ce qui n'est pas du tout la même chose (fig. 78).

Imaginons, pour fixer les idées, que l'émission, faite sur une longueur d'onde 300 mètres (fréquence 1.000 kc/s) soit modulée par un courant

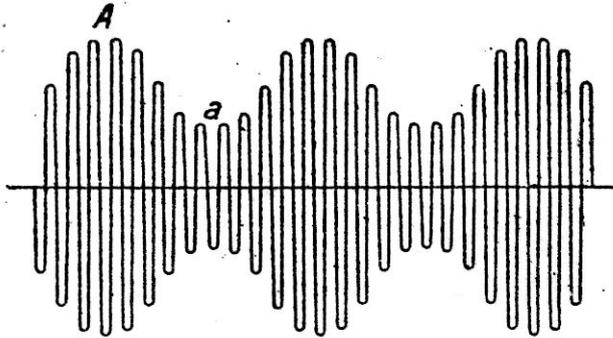


Fig. 78.

à 1.000 périodes/seconde. La fréquence des variations de courant est donc de 1.000.000 de périodes par seconde. La membrane de l'écouteur téléphonique recevrait alors 1.000.000 d'impulsions par seconde dans un sens et autant dans l'autre. Son inertie lui défendrait tout mouvement. Même en admettant qu'on puisse construire un écouteur parfait, sans aucune inertie, nous obtiendrions, non pas un son, mais un *ultra-son* à 1.000.000 de périodes/seconde. Notre oreille ne recevrait aucune sensation.

Si nous voulons obtenir un son, il est donc nécessaire de supprimer la composante à haute fréquence pour ne laisser apparaître que la composante à fréquence téléphonique. En d'autres termes, il faut *démoduler* le courant obtenu ou, pour employer le terme consacré, le *détecter*.

**109. Le détecteur-redresseur théorique.** — Imaginons qu'il nous soit possible de construire un redresseur à action instantanée, c'est-à-dire absolument dénué d'inertie électrique.

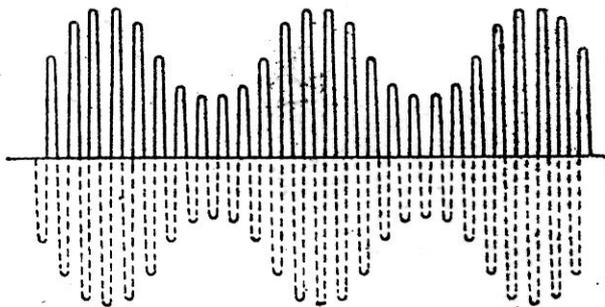


Fig. 79.

Soumettons le courant de haute fréquence à ce dispositif. Nous pouvons schématiser le résultat par le croquis de la figure 79. Toutes les

alternances d'un certain sens sont supprimées et toutes les autres sont conservées. Il est évident que l'action de tous les courants élémentaires est maintenant concordante. Ils agiront tous dans le même sens pour attirer ou, au contraire, repousser la membrane de l'écouteur téléphonique.

Dans un cas semblable, le dispositif mobile, ici, la membrane de l'écouteur, est sensible à l'intensité moyenne de courant.

Cette caractéristique est évidemment nulle pour un courant analogue à celui de la figure 78. L'intensité moyenne n'est plus nulle pour un courant comme celui de la figure 79; elle aurait la forme de la figure 80.

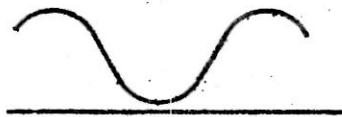


Fig. 80.

Or, dans le premier volume <sup>1</sup> nous avons montré qu'un tel courant était la superposition d'un courant continu et d'un courant alternatif. L'écouteur téléphonique étant insensible au courant continu, tout se passe, en définitive, comme si nous étions en présence du courant alternatif seul. C'est précisément le résultat que nous désirions obtenir.

**110. Le détecteur-redresseur pratique.** — Mais, en réalité, le détecteur dont le fonctionnement est schématisé sur la figure 79 est une conception plus théorique que pratique.

Ce serait, en effet, un organe électrique tel que sa résistance soit infi-

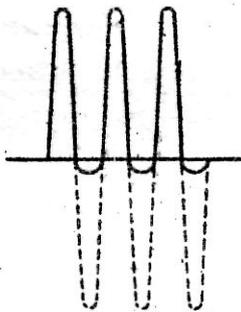


Fig. 81.

niment grande pour un certain sens de courant et dont la résistance serait nulle (ou pratiquement constante) pour l'autre sens de courant.

Les détecteurs que nous aurons l'occasion d'étudier le plus souvent

1. Voir tome I, page 232, paragraphe 206.



(fig. 82). A l'aide d'un dispositif potentiométrique facile à imaginer, on peut déterminer les réglages de telle sorte que *le point de fonctionnement au repos* ou *point de repos* soit  $O_1$ , c'est-à-dire dans une région fortement coudée de la caractéristique.

A partir de la *tension de repos*  $V_o$ , appliquons la tension à détecter ABCD. La figure montre que les alternances comme AB correspondront à une intensité instantanée  $O_2B_1$  et que les alternances dans l'autre sens correspondront à une intensité beaucoup plus faible  $O_2C_2$ . Le courant fourni par l'appareil aura donc l'allure  $EB'_1 C'_1 F$ . Il y aura donc effectivement détection.

**111. Problème général de la détection.** — Dans le paragraphe précédent, nous avons supposé qu'au repos, comme en cours de fonction-

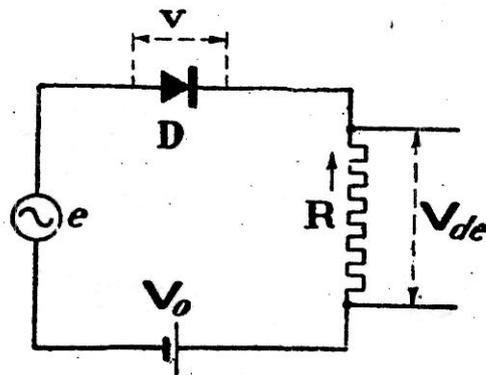


Fig. 83.

nement, le point de fonctionnement correspondait à une tension  $V_o$  qui était fixe. Nous allons montrer qu'il n'en est pas généralement ainsi.

Le schéma d'un dispositif détecteur est indiqué figure 83. Les oscillations à détecter sont introduites en  $e$ . La tension  $V_o$  (réglable) sert à déterminer le point de fonctionnement au repos.  $D$  est le dispositif détecteur dont la caractéristique, en fonction de  $V$ , est tracée sur la figure 84. La résistance  $R$  est dite la *résistance d'utilisation*; c'est entre ses extrémités que nous recueillerons les tensions utiles ou détectées  $V_{de}$ .

En premier lieu il est évident que le point de fonctionnement au repos *ne correspond pas* à  $V_o$ . En effet, sous l'influence de la source le circuit est traversé par une intensité de courant  $I_r$ , telle que l'on ait :

$$V_r = V_o - RI_r;$$

$e$  est nul puisque nous cherchons les conditions de fonctionnement *au repos*.

Mais, d'une manière générale, en vertu de la loi d'Ohm, le point de

fonctionnement doit aussi se trouver sur la caractéristique correspondant à la résistance seule et qui est une droite dont l'équation est

$$v = V_0 - Ri.$$

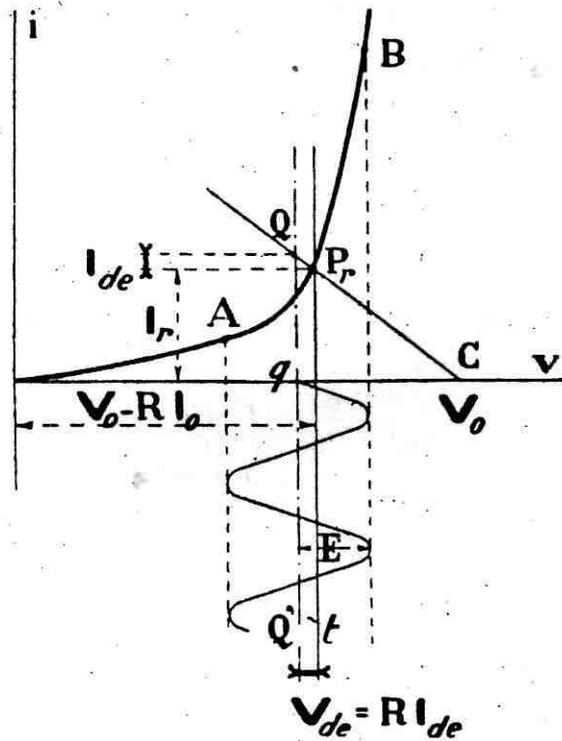


Fig. 84.

Pour un courant supposé nul ( $i = 0$ ), la tension aux bornes sera  $v = V_0$ .  
 Pour une tension  $v$  supposée nulle on aurait

$$0 = V_0 - Ri \text{ d'où } V_0 = Ri \text{ d'où } i = \frac{V_0}{R}.$$

Cette droite passe donc par le point d'abscisse  $V_0$  et d'ordonnée  $\frac{V_0}{R}$ .

Nous avons tracé cette droite en  $CQ$ .

Puisque le point que nous cherchons doit répondre aux deux conditions citées, il est évidemment à l'intersection de la droite que nous venons de définir avec la caractéristique du détecteur. L'axe des oscillations alternatives au repos passe donc par le point  $P_r$ .

Appliquons maintenant une tension alternative en  $e$ . L'étude élémentaire précédente nous a montré que le résultat sera de produire dans le circuit un courant qu'on peut considérer comme la superposition d'un courant continu et d'un courant alternatif à la fréquence de la modulation.

La chute de tension  $R I_{de}$  du courant de détection dans la résistance  $R$  vient s'ajouter algébriquement à  $V_0$ . Comme, d'autre part, le point de fonctionnement doit rester sur la droite  $CQ$ , tout se passe comme si la

caractéristique du détecteur glissait vers la gauche. Le point de fonctionnement moyen correspondant à l'application d'une tension alternative  $e$  devient donc  $Q$  et l'axe des oscillations alternatives qui a glissé d'une quantité  $V_{ae} = R I_{ae}$  devient  $Q'qQ$ . Il faut noter que la tension continue aux bornes du détecteur est plus faible qu'au repos : elle est, en effet, égale à  $V_o - R (I_o + I_{ae})$ . Par contre, l'intensité de courant continue augmente. Elle devient

$$I_o + I_{ae}.$$

A mesure qu'on appliquera au système des tensions plus élevées, l'axe  $Q'Q$  glissera davantage vers la gauche.

On peut montrer<sup>1</sup> que, pour des tensions alternatives faibles, la tension recueillie est de la forme :

$$V_{ae} = \frac{E^2}{4} \frac{f''(v_o)}{\frac{1}{R_{ae}} + \frac{1}{R}}$$

expression dans laquelle  $f''(v_o)$  est une fonction de  $v_o$  déterminée par la forme de la caractéristique.

### 112. Détection quadratique ou square law. Influence de $R$ . —

L'expression précédente montre, qu'en général, la tension recueillie n'est pas proportionnelle à la tension appliquée *mais à son carré*. C'est ce qu'on exprime en disant que la détection est *square law*<sup>2</sup>, *parabolique* ou *quadratique*.

Cette formule montre que la détection des alternances de la région  $A$  (fig. 78) se traduira par un rendement électrique meilleur que celle des alternances de la région  $a$ . Pour fixer les idées, admettons que l'amplitude en  $a$  soit de 1, celle de  $A$  sera de 3. Si l'amplitude de la composante détectée pour la région  $a$  est encore de 1, celle qui correspondra à  $A$ , sera de 3<sup>2</sup> ou 9.

Il est donc évident que la forme de la courbe de modulation se trouvera profondément modifiée. C'est ce qu'on exprimera en disant qu'il y a *distorsion d'amplitude*. Si le courant de modulation correspondait à un son pur (sinusoïde) il n'en sera plus de même du courant fourni par le détecteur.

Cette conséquence est extrêmement importante. D'autre part, cette formule nous montre aussi qu'il est avantageux d'utiliser une résistance  $R$  aussi grande que possible. Toutefois, en règle générale, d'autres considérations pratiques viennent limiter la grandeur de  $R$ .

1. Voir Mesny, tome II, page 247.

2. En anglais *square law* veut dire : *loi du carré*.

**113. Élimination des composantes à haute fréquence (fig. 85).** — En réalité, le courant fourni par un détecteur monté comme celui de la figure 84 correspond à la figure 79. Le *courant moyen* aurait l'allure de la figure 80. Mais il est certain qu'un courant comme celui de la figure 79 correspond encore à une composante à haute fréquence. Celle-ci, existant aux bornes de la résistance d'utilisation, sera transmise aux dispositifs suivants (généralement des tubes amplificateurs). Il peut en résulter des phénomènes gênants sur lesquels nous aurons l'occasion de revenir dans le tome III.

On constituera un véritable filtre passe-bas, en shuntant la résistance  $R$  par un condensateur  $C$  (fig. 85). Grâce à celui-ci, on fait, en quelque sorte,

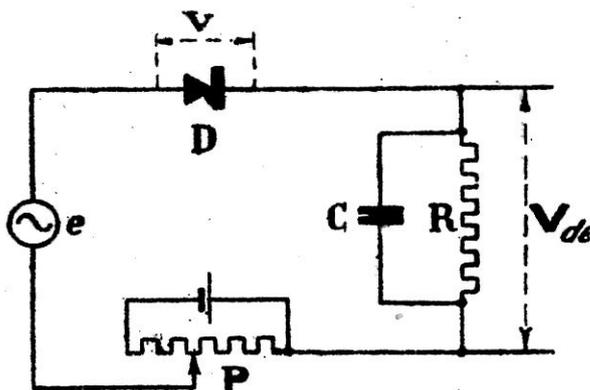


Fig. 85.

l'intégration des impulsions haute fréquence et la tension  $V_{de}$  peut avoir réellement l'allure de la figure 80.

Le choix de la grandeur de cette capacité n'est pas indifférent. Il est facile de le comprendre intuitivement. Pour éliminer les composantes à haute fréquence il faut que cette capacité ait en haute fréquence une réactance aussi faible que possible par rapport à  $R$ .

D'autre part, il faut que cette réactance soit aussi grande que possible pour les fréquences les plus élevées de la modulation, toujours par rapport à  $R$ .

Ces deux conditions antagonistes permettent de fixer  $C$  dans les cas pratiques.

Par exemple pour  $R = 500.000$  ohms (cas d'un détecteur diode),  
on prendra  $C = 0,1$  à  $0,2/1.000$  de  $\mu F$ .

**114. Détection linéaire.** — L'emploi d'une détection quadratique ou square law ne soulève pas d'objections insurmontables tant qu'il s'agit de recevoir des émissions télégraphiques. Mais il n'en est plus de même quand il s'agit d'émissions radiotéléphoniques pour lesquelles

la plus grande fidélité de reproduction est absolument indispensable. Il est nécessaire pour cela que le rapport des amplitudes entre le courant

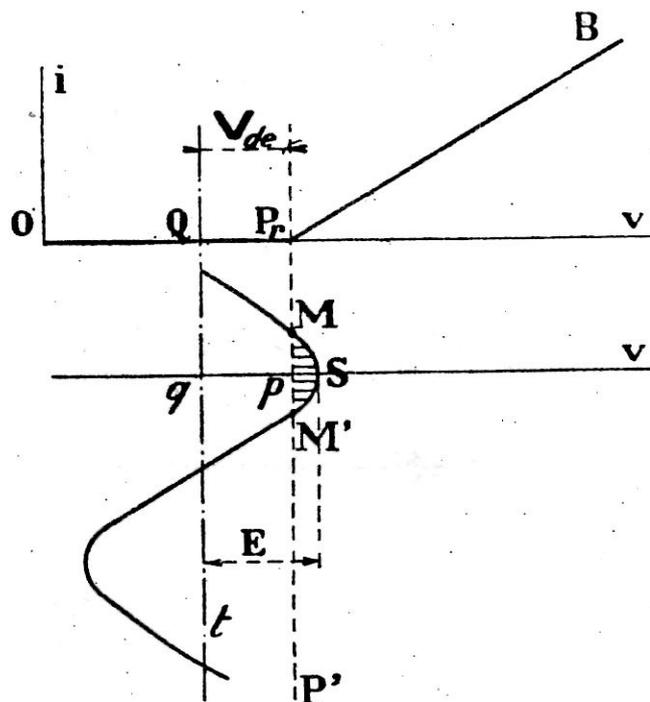


Fig. 86.

modulé et le courant détecté demeure rigoureusement constant, quelle que soit la grandeur de cette amplitude. On dit alors que la détection est linéaire.

On peut montrer que ce résultat est obtenu lorsque la caractéristique du détecteur est constituée par deux segments de droite comme  $OP, B$ , par exemple (fig. 86). Ce qui veut dire pratiquement que la résistance du détecteur est constante (de  $O$  à  $P_r$ ) tant que la tension appliquée

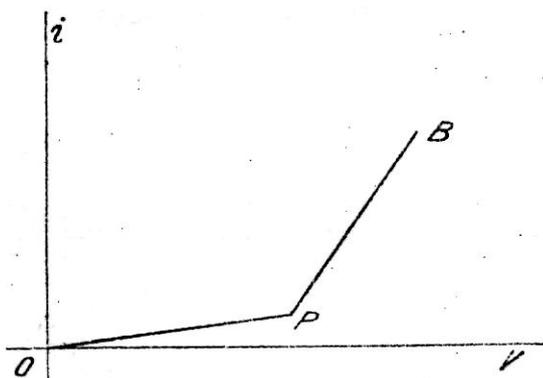


Fig. 87.

n'atteint pas la tension  $P_r$ , puisqu'elle varie brusquement et demeure constante pour toutes les valeurs supérieures à  $P_r$ . D'ailleurs, le même

résultat sera obtenu si la caractéristique était, par exemple, celle de la figure 87.

La polarisation est réglée de telle sorte que le point de repos soit  $P_7$ . Le montage détecteur sera, par exemple, celui de la figure 85. Le redressement des signaux aura pour effet de charger le condensateur C et, de la sorte, la tension continue appliquée au détecteur diminuera.

L'axe des oscillations qui était primitivement  $P'P$ , reculera vers la gauche et, si la résistance R était infinie, il reculerait d'une quantité égale à la tension de pointe. Mais au cours d'une alternance, la résistance R décharge partiellement le condensateur, si bien que l'axe des oscillations devient  $Qf$ . Seules les portions comme  $MSM'$  donnent lieu à un courant.

**115. Caractéristiques statiques et dynamiques.** — Les caractéristiques de détection publiées plus haut fournissaient la grandeur de

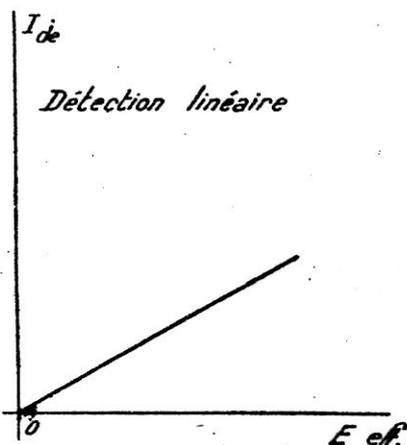


Fig. 88.

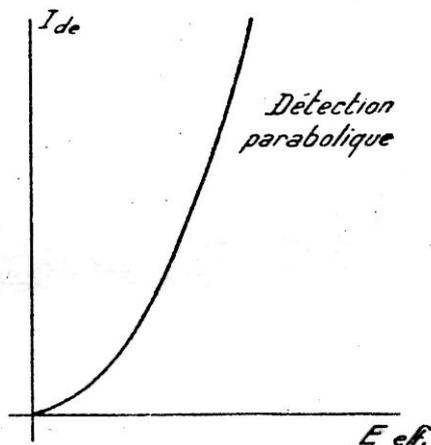


Fig. 89.

l'intensité de courant *continu* qui traversait le détecteur en fonction de la tension continue appliquée. Cette courbe, bien que fort utile, ne correspond pas rigoureusement aux conditions d'utilisation. En effet, en pratique, on est amené à soumettre au détecteur une certaine tension alternative  $E \cos \omega t$  d'amplitude maximum E et on recueille une certaine intensité redressée  $I_{dc}$ .

La première courbe était *la caractéristique statique*. La seconde sera *la caractéristique dynamique*.

Il est évident, d'après ce que nous avons étudié plus haut, que la caractéristique dynamique d'un détecteur linéaire est une droite (fig. 88). Cela nous permet de saisir tout l'intérêt présenté par le tracé de la caractéristique dynamique. La caractéristique dynamique d'une détection quadratique est évidemment une parabole (fig. 89). Ainsi, le simple examen

de la courbe dynamique nous permettra de juger de l'importance de la distorsion.

**116. Profondeur de modulation. Amplitude et distorsion (fig. 90).**

— Soit une caractéristique dynamique de détection comme OAB (fig. 90)

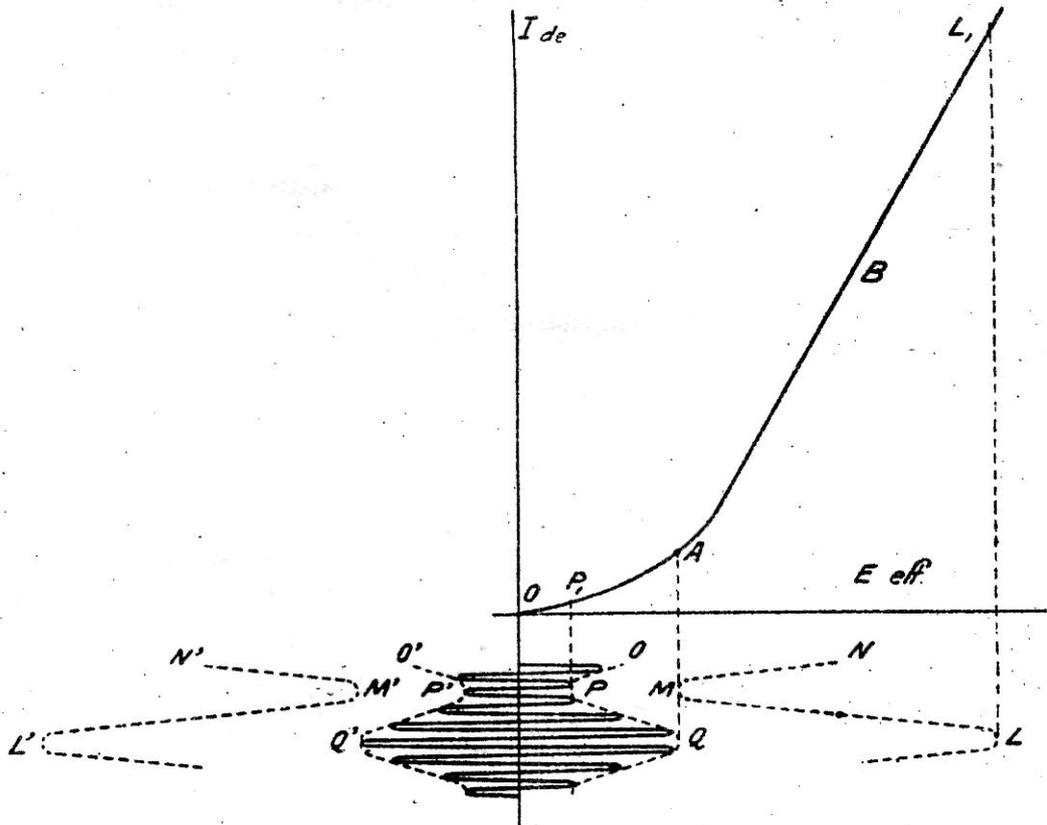


Fig. 90.

qu'on peut considérer comme constituée par une courbe OA raccordée à une droite pratiquement parfaite AB.

Sous certaines réserves, un tel détecteur peut assurer une détection linéaire de signaux modulés.

Imaginons d'abord que les tensions soumises à la détection soient  $OO' PP' QQ'$ . Il est évident que le point de fonctionnement correspondant aux maxima des amplitudes va osciller de A à  $P_1$ , c'est-à-dire précisément dans les régions courbées. Il y aura donc production de distorsion. Si l'on veut bien se reporter aux paragraphes précédents on notera qu'il est légitime de considérer seulement la courbe enveloppe.

Mais supposons qu'il nous soit possible d'amplifier le courant dont nous disposons. Si le *gain* ou l'amplification en tension est de 3 nous obtiendrons les nouvelles courbes enveloppes NML et  $N'M'L'$ .

Dans ces conditions, le point de fonctionnement correspondant aux

*octode*. Après quoi nous décrirons rapidement les propriétés des *tubes à rayons cathodiques*, ainsi que les *tubes à gaz* ou *thyatron*s.

L'étude pratique complète et systématique des différentes fonctions sera entreprise dans le troisième volume de cet ouvrage. Dans le présent volume, cette étude sera limitée aux points nécessaires pour comprendre le fonctionnement des différents tubes.

Le dernier chapitre sera consacré à un examen rapide, mais complet de l'état actuel de la Télévision.

---

## DEUXIÈME PARTIE

# LES TUBES A PLUSIEURS ÉLECTRODES

---

### AVANT-PROPOS DE LA DEUXIÈME PARTIE

Avant d'aborder la très importante étude des tubes à plusieurs électrodes, il nous semble absolument indispensable d'indiquer à nos lecteurs la voie que nous avons suivie.

Nous avons le choix entre deux méthodes : étudier chaque type de lampe, puis décrire immédiatement toutes les applications. A priori, cette méthode peut sembler logique. Elle se heurte cependant à de graves inconvénients. Le tube penthode peut, par exemple, être utilisé comme modulateur, comme détecteur, comme amplificateur de haute et de basse fréquence, comme tube de puissance. Mais on peut en dire autant des tubes tétrodes et, en partie, du tube triode. Faudra-t-il reprendre trois fois les mêmes schémas, refaire trois fois la même analyse avec simplement quelques variantes ?

Nous avons préféré suivre l'autre méthode. Chaque tube sera étudié en citant, naturellement, ses applications, mais d'une manière plus théorique que pratique. Nous ne signalerons que les points nécessaires à éclairer notre travail. Par exemple, il est impossible de comprendre les propriétés des octodes et des heptodes sans une étude préliminaire du changement de fréquence... Mais il sera à peine question, par exemple, du problème posé par la monocommande.

De la sorte, nous serons amenés à exposer succinctement les différentes fonctions du récepteur moderne et à étudier successivement les tubes *diode*, *triode*, *tétrode*, ou à *grille écran*, *penthode*, *hexode*, *heptode* et

produite. L'oreille est, certes, un organe fort sensible puisqu'il traduit par une sensation des mouvements vibratoires correspondant à  $10^{-16}$  watts/cm<sup>2</sup>. Mais si faible soit-elle, cette puissance est cependant mesurable. Il est visible d'après le croquis figure 93 que cette puissance est produite, en dernier ressort, par l'antenne et qu'elle représente une fraction de la puissance rayonnée à l'émission. Si l'on veut bien réfléchir que l'antenne émettrice emplît l'espace entier de son rayonnement, on comprend qu'à une certaine distance, relativement faible, l'énergie recueillie ne soit pas suffisante pour actionner des organes mécaniques (plaque de l'écouteur).

Il faut avoir recours à *des amplificateurs*. Un amplificateur, c'est un dispositif qui remplace une tension d'une certaine amplitude par une tension de même forme, mais d'amplitude plus grande. La puissance nécessaire est empruntée à une source locale. On comprendra, d'après cela, qu'un amplificateur n'est pas autre chose qu'un relais<sup>1</sup> d'un type particulier.

Les relais utilisés pour cet usage sont presque exclusivement aujourd'hui des *relais électroniques*, ou *tubes à plusieurs électrodes* dont l'étude fera l'objet de la deuxième partie de ce volume.

**125. Amplification haute fréquence et basse fréquence.** — Dans le plus simple des récepteurs de T. S. F., comme celui de la figure 93, on peut voir deux circuits notablement différents. Le premier, c'est l'ensemble constitué par le système collecteur d'onde, et le circuit d'accord (condensateur et bobine). Les courants qui le traversent sont de même forme que les courants de l'antenne d'émission : ce sont des *courants de haute fréquence*.

Le second circuit qui comporte le détecteur et l'écouteur téléphonique est le siège de courants détectés, c'est-à-dire de courants téléphoniques ou *courants de basse fréquence*.

On peut envisager l'*amplification* des uns ou des autres. Dans le premier cas on est en présence d'*amplification à haute fréquence* et on dit, dans le second cas, qu'il s'agit d'*amplification à basse fréquence*.

Dans les récepteurs modernes on utilise simultanément les deux modes d'amplification.

#### APPENDICE DU CHAPITRE VII

##### **Hauteur effective d'une antenne réceptrice (d'après R. Mesny).**

*La hauteur effective de réception est celle d'une antenne qui, parcourue sur toute sa hauteur par un courant uniforme à celui qui circule au ventre de courant du collecteur réel capterait la même quantité d'énergie que ce dernier.*

1. Voir tome I, page 99.

utilisés comme détecteurs. Toutefois, à cause de la capacité relativement grande de l'élément rectifiant, il est impossible d'utiliser le dispositif pour les très hautes fréquences. En pratique, l'emploi est limité aux fréquences inférieures à 150 kilocycles/s. On ne peut donc utiliser le détecteur à oxyde que dans les appareils à changement de fréquence. Dans ces conditions on peut obtenir une détection pratiquement linéaire.

**121. Tube détecteur diode.** — Un tube électronique à deux électrodes constitue un redresseur presque parfait. C'est aussi, pour cette raison, un détecteur excellent. On peut certainement dire que plus de 99 % des radiorécepteurs construits utilisent aujourd'hui la détection par diode.

La caractéristique dynamique met en évidence la possibilité d'obtenir une détection presque idéalement linéaire (fig. 92). La courbe a été établie

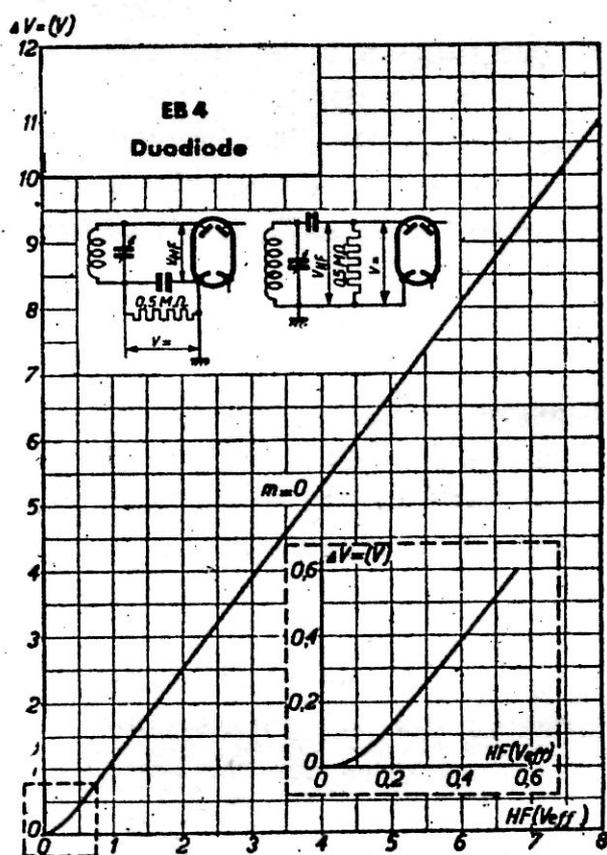


Fig. 92.

non pas en fonction de  $I_{ae}$  mais de  $V_{ae}$ , ce qui revient exactement au même puisque  $V_{ae} = I_{ae} \times R$ . La partie inférieure de cette caractéristique a été tracée (encadrement en pointillé) à une échelle cinq fois plus grande pour qu'il soit possible de tenir compte de la partie coudée.

Les montages normaux ont été indiqués schématiquement dans le

venons d'étudier. Toutefois, on peut rattacher le cohéreur de Branly aux dispositifs à contacts imparfaits, dont le détecteur à galène est sans doute l'échantillon le plus connu. Nous reviendrons sur ce dernier un peu plus loin.

Il faudrait citer aussi le détecteur magnétique de Marconi et le détecteur électrolytique. Mais tous ces dispositifs appartiennent plus à l'histoire de la radio qu'à la radio d'aujourd'hui.

**119. Détecteurs à cristaux.** — Les détecteurs à cristaux étaient fort employés avant l'ère des tubes à vide. Ils se composaient, en prin-

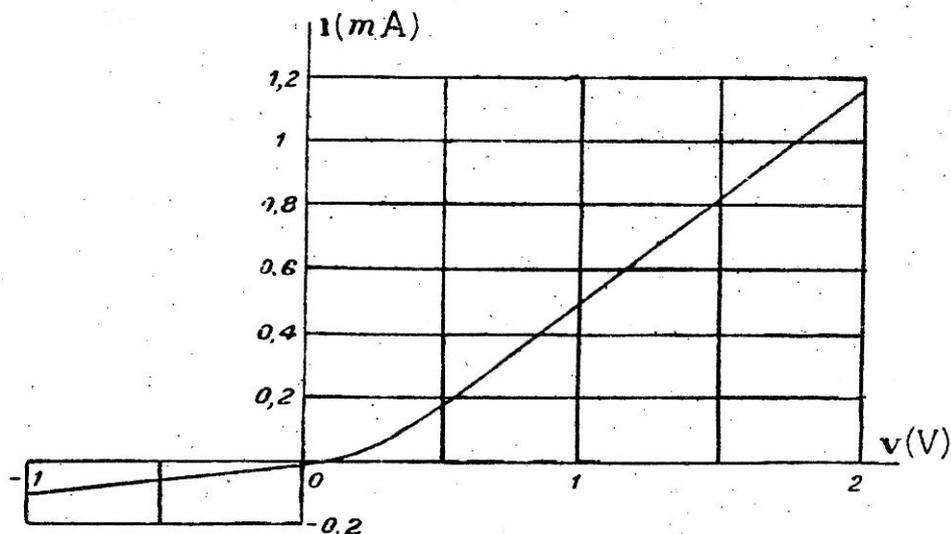


Fig. 91.

cipe, d'un cristal conducteur sur lequel appuyait une pointe métallique. Un tel système présente une différence très notable de résistance suivant que la tension appliquée est dans un sens ou dans l'autre. L'allure de la caractéristique de détection est indiquée figure 91. Dans le cas d'un cristal de galène on voit que la courbe permet une détection pratiquement linéaire.

Les propriétés du détecteur dépendent non seulement de la nature du cristal mais encore de la nature de la pointe exploratrice, de la pression exercée, du point choisi sur le cristal. Cette recherche du point sensible compliquait singulièrement le réglage des récepteurs.

Certains détecteurs à cristaux nécessitaient une polarisation (Zincite (ZnO) — Chalcopyrite (FeS Cu)).

**120. Détecteurs à oxydes.** — Les redresseurs à oxyde de cuivre lorsqu'ils sont réalisés en prenant certaines précautions peuvent être

1. Voir tome I, page 243, nos 218-219.

maxima ne quitte plus la partie droite et, en conséquence, la détection est parfaitement linéaire.

*Cette remarque est très importante, car la plupart des caractéristiques des détecteurs usuels (diode) ont précisément l'allure OAB. Par suite, on ne peut obtenir une détection linéaire que pour des signaux dont l'amplitude est suffisamment grande.*

Pour une même amplitude moyenne de signaux, les variations de l'enveloppe auront des amplitudes d'autant plus grandes que la modulation sera plus profonde.

*Ainsi quelle que soit l'amplitude, un taux de modulation voisin de 100 % amènera le point de fonctionnement au voisinage de zéro et, en conséquence, produira de la distorsion.*

Il est donc très fréquent qu'un détecteur ne puisse assurer un redressement linéaire que pour les taux de modulation inférieurs à 80 %, par exemple. Mais il ne faut pas perdre de vue que, même quand les « pointes » (fortissimo) sont modulées à 90 ou 100 %, le *taux moyen* d'une émission musicale ne dépasse guère 30 ou 40 %. Il en résulte que les conclusions exprimées plus haut sont parfaitement rigoureuses.

**117. Effet de démodulation.** — Imaginons qu'on soumette simultanément à un détecteur deux tensions modulées  $M_1$  et  $M_2$  et que le rapport des amplitudes  $\frac{M_1}{M_2}$  soit égal par exemple à 10.

L'expérience montre qu'après passage dans le détecteur, même dans l'hypothèse où les deux taux de modulation sont égaux, le rapport des tensions se trouve considérablement augmenté. Il deviendra par exemple égal à 20 ou à 30.

L'étude théorique de ce phénomène soulève d'assez grandes difficultés et les résultats calculés ne concordent que de très loin avec les résultats mesurés. *Mais l'effet de démodulation n'en existe pas moins.* Il est fort important et son étude systématique pourrait conduire à des résultats très intéressants. C'est, en effet, un moyen d'améliorer la sélectivité sans agir sur la fidélité de reproduction.

L'action de démodulation est beaucoup plus importante avec les détecteurs linéaires.

**118. Détecteurs anciens.** — Il serait fastidieux de passer en revue les anciens détecteurs en commençant par le détecteur-résonateur de Hertz et le cohéreur de Branly. Ni l'un ni l'autre de ces dispositifs n'étaient d'ailleurs des détecteurs à résistance variable comme ceux que nous

## CHAPITRE VIII

### Le tube diode.

126. Vaporisation d'électrons. Effet Edison (fig. 94). — Dans une ampoule, où règne un vide aussi parfait que possible, on dispose un fila-

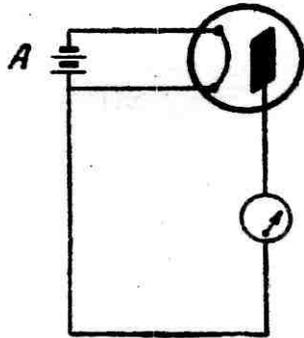


Fig. 94.

ment porté à l'incandescence par une batterie extérieure et une plaque conductrice placée au voisinage du filament.

A l'extérieur de l'ampoule, la plaque est reliée au filament par l'intermédiaire d'un appareil de mesure sensible (microampèremètre). On observe alors le passage d'un courant dont l'intensité dépend de la température du filament et de la distance entre les deux électrodes.

Nous attirons ici l'attention des lecteurs sur les difficultés que présentait l'interprétation de cette expérience avec les anciennes théories de l'électricité. En fait, ces difficultés étaient insurmontables; les auteurs étaient alors dans l'obligation absolue d'avoir recours à la théorie électronique.

Pour expliquer cette expérience, il nous suffira de rappeler ici des observations déjà faites dans le tome I.

Lorsqu'on élève suffisamment la température d'un métal, les vibrations atomiques atteignent une amplitude telle qu'elles gênent considérablement les électrons dans leurs mouvements spontanés<sup>1</sup>. A la tempé-

1. Il ne semble pas, d'après Sommerfeld, que l'augmentation de température agisse sensiblement sur la vitesse d'agitation des électrons.

rature de l'incandescence, cette gêne est telle que des électrons quittent le métal et sont lancés dans le vide.

C'est ce qui permet de contrôler l'expérience classique de la figure 94.

**127. Charge d'espace.** — Toutefois, l'intensité du courant électronique est, dans ces conditions, toujours extrêmement faible. Cette observation ne doit pas nous étonner.

En effet :

a) Chaque électron qui quitte le filament (ou cathode) détermine l'apparition sur celui-ci d'une charge égale mais de signe contraire à celle d'un électron. A mesure que de plus nombreux électrons quittent

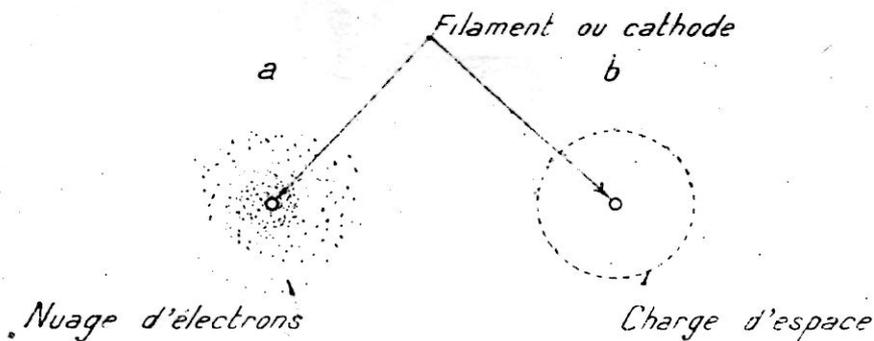


Fig. 95.

la cathode, la charge positive de celle-ci augmente. L'attraction qu'elle fait subir aux électrons fugitifs est donc de plus en plus grande.

En réalité, les électrons expulsés n'atteignent pas tous la plaque. Chacun d'eux est un peu comme une pierre qu'on lance en l'air. A mesure que la pierre s'éloigne de la terre, sa vitesse décroît. Elle finit par s'annuler, puis repart en sens inverse, pour retomber sur le sol. Dans cette expérience, l'attraction de la pesanteur peut être considérée comme constante; celle de la cathode varie avec le carré de la distance. Mais cela ne change pas beaucoup l'allure des choses.

On peut donc se représenter la cathode incandescente comme entourée d'un nuage d'électrons, nuage de moins en moins dense à mesure qu'on s'éloigne davantage de la cathode (fig. 95 a).

b) Imaginons un électron qui quitte la cathode avec une certaine vitesse. Ainsi que nous venons de le voir, il doit vaincre d'abord l'attraction de la cathode, mais il doit aussi franchir le nuage d'électrons qu'il a devant lui. Ce nuage est comme une charge électrique négative répartie dans l'espace, d'où le nom de : charge d'espace. Son effet est, évidemment, de s'opposer au mouvement de l'électron vers l'extérieur. Il s'ajoute donc à l'action de la cathode pour s'opposer à l'évasion des électrons.

**128. Effet d'une tension positive sur la plaque (fig. 96). Intensité de saturation.** — Cela nous conduit naturellement à supposer que nous pourrions notablement augmenter l'intensité de courant électronique en neutralisant ces deux actions concordantes par un moyen quelconque.

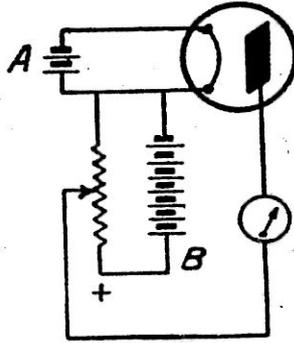


Fig. 96.

Or, rien n'est plus facile : il suffit de porter la plaque à une *tension positive* par rapport à la cathode ou filament. Ce résultat sera obtenu au moyen d'une batterie B ou : *batterie anodique B* (fig. 96).

Si nous appliquons sur l'anode des tensions positives progressivement croissantes depuis zéro, nous observons que l'intensité de courant électronique croît d'abord assez lentement (région *a*), puis de plus en plus

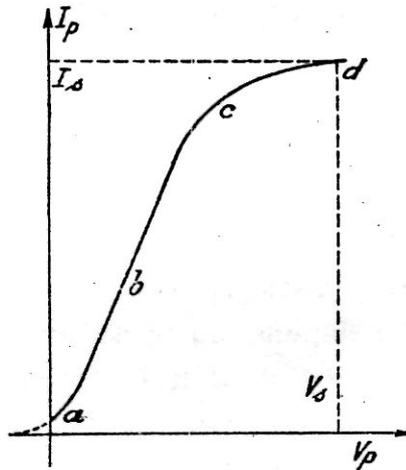


Fig. 97.

vite (fig. 97). Dans la région *b*, l'intensité est pratiquement proportionnelle à la tension appliquée. Mais dans la région *c* on observe un nouveau changement d'allure. L'intensité de courant augmente de moins en moins vite et, enfin, dans la région *d* une augmentation de tension ne provoque plus aucun accroissement d'intensité. On dit que l'intensité correspondante est l'*intensité de saturation*. La tension correspondante  $V_s$  est la *tension de saturation*.

Cette observation est d'une interprétation facile. A mesure qu'on augmente la tension appliquée on neutralise davantage la charge d'espace; aussi un nombre d'électrons de plus en plus grand peut atteindre la plaque. Mais le nombre d'électrons vaporisés par une cathode donnée dépend de la température. Quand tous les électrons correspondant à la température de l'expérience sont captés par l'anode, il est évident qu'une augmentation de tension ne déclenche plus une augmentation d'intensité : *il y a saturation*.

Les différents résultats exposés plus haut sont condensés dans la courbe caractéristique de la figure 97. La partie pointillée en bas de la courbe correspondrait à des tensions anodiques négatives. Il faut, en effet, inverser le sens de la tension anodique pour contrebalancer l'effet des électrons lancés par l'agitation thermique.

#### 129. Facteurs agissant sur l'intensité du courant de saturation. —

A l'aide du montage de la figure 96 il est facile de montrer que l'intensité du courant de saturation varie considérablement avec *la température de la cathode*. Pour modifier la température de la cathode il suffit d'agir sur l'intensité débitée par la batterie A (ou batterie de chauffage).

Mais, pour une même température, l'intensité varie considérablement avec la nature de la cathode. Cela ne doit nullement nous étonner : les corps conducteurs ont, suivant leur nature, plus ou moins d'électrons libres.

Ces deux facteurs sont exprimés par la loi théorique de *Richardson* qui s'exprime :

$$I_s = AT^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

$I_s$  est exprimé en ampères par centimètre carré.

$A$  est, en principe, une constante universelle égale à 60,2.

$b$  est une constante qui dépend de la nature de la cathode.

Par exemple :  $b = 52.400$  pour le tungstène,

$= 30.000$  pour le thorium,

$= 18.000$  pour le baryum.

$e$  base des logarithmes népériens  $= 2,718$ .

$T$  est la température absolue <sup>1</sup>.

Cette loi exprime aussi que l'intensité de saturation est proportionnelle à la surface de la cathode. Elle montre que  $I_s$  croît considérablement avec la température. Ainsi, une augmentation de température de 20 % vers 900° provoque une augmentation d'intensité électronique dans la proportion de 1 à 50.

1. Le zéro absolu correspond à  $- 273^\circ$  centigrades.

Cette loi ne traduit pas toujours rigoureusement les résultats pratiques. Elle n'est applicable qu'aux corps simples : or la plupart des cathodes des tubes récepteurs modernes sont à base d'oxydes de *baryum* et de *strontium* dont le pouvoir émissif est énormément plus élevé. Ainsi, par exemple, pour obtenir une émission de  $0.04 \text{ A/Cm}^2$  avec le tungstène pur, il faut porter la cathode à environ  $2.000^\circ$  absolu (blanc éblouissant), alors que le même résultat est obtenu à  $800^\circ$  seulement (rouge sombre) avec une cathode à l'oxyde de baryum.

Il y a naturellement une température qu'on ne peut dépasser puisqu'elle correspond à la fusion des matériaux cathodiques. Cette température limite oscille entre  $2.400^\circ$  et  $2.700^\circ$  pour le tungstène.

La notion de courant de saturation avait une importance considérable avec les anciens tubes à cathode de tungstène pur. Mais l'emploi d'oxydes des métaux alcalino-terreux (*strontium*, *baryum*, etc...) a tellement reculé les limites de la saturation qu'il devient pratiquement inutile d'en tenir compte<sup>1</sup>.

Bien mieux, il serait dangereux de vouloir mesurer le courant de saturation d'une telle cathode. Des effets secondaires viendraient détruire la couche sensible avant que la saturation ait pu être mise nettement en évidence. Lorsque la densité de courant électronique devient trop considérable on peut observer, sur la cathode, de minuscules cratères où l'incandescence est beaucoup plus vive. Ce sont des points qui correspondent à une élévation locale de température importante, d'où un courant électronique plus intense, ainsi qu'une destruction progressive de la matière active.

En même temps, à partir d'une certaine tension appliquée, on voit naître dans l'ampoule des lueurs bleuâtres ou violacées qui trahissent des phénomènes d'ionisation. Il est, en effet, difficile de vider complètement les tubes munis de cathodes à oxydes. Les électrons émis par la cathode, heurtent des molécules gazeuses qui séjournent encore dans l'ampoule, et leur arrachent d'autres électrons. Les ions positifs ainsi créés, très lourds, sont attirés par la cathode et lui font subir un bombardement intense qui vient encore augmenter l'échauffement et troubler considérablement la marche normale de l'expérience.

**130. Expression mathématique de l'intensité anodique. Loi de Langmuir.** — Il est intéressant de pouvoir exprimer mathématiquement comment l'intensité anodique varie en fonction de la tension anodique.

1. Voir appendice page 159.

C'est précisément ce que se propose la loi de Langmuir dont l'expression est :

$$i_p = K v_p^{3/2}.$$

K est une constante qui dépend de la « géométrie » de la cathode, et, en particulier, du rapport entre la longueur et le rayon. Le facteur s'améliore ( $i_p$  plus important) à mesure que le diamètre de la cathode s'accroît par rapport à la longueur.

**131. Effet Schottky.** — L'application d'une tension anodique de plus en plus grande a pour résultat d'annuler la charge d'espace. Pour chaque valeur de tension anodique on peut définir, entre anode et cathode, une surface d'équilibre telle qu'un électron immobile soit attiré d'un côté ou de l'autre suivant qu'il est situé en deçà ou au delà de cette surface. La surface d'équilibre, dont la forme dépend de celle des électrodes, s'approche de la cathode à mesure que la tension anodique est plus élevée. Quand elle coïncide avec la cathode, on est en présence du phénomène de saturation.

On peut se demander si l'application d'une tension anodique plus élevée n'aurait pas pour effet de faire pénétrer cette surface à l'intérieur même de la cathode et d'aider ainsi l'extraction des électrons. L'étude complète montre que la surface de la cathode constitue une *barrière de potentiel* qui ne peut être franchie que par des électrons animés d'une certaine vitesse.

Si cette manière de voir est correcte, on ne doit observer aucun courant de saturation; et l'intensité doit croître d'une manière au moins appréciable, quand on augmente la tension anodique. C'est précisément ce que confirme l'expérience. Sans être très important, l'effet Schottky atteint une grandeur parfaitement mesurable dans les conditions habituelles de fonctionnement.

**132. Les différentes cathodes.** — a) *Tungstène.* — La cathode des anciens tubes était simplement un filament de tungstène pur. La température de fonctionnement devait être considérable pour obtenir une émission électronique suffisante. La durée n'était pas très grande, précisément parce que la température de régime normal différait peu du maximum admissible.

La puissance électrique nécessaire pour le chauffage était relativement grande. C'est ainsi que l'ancien tube TM consommait 0,6 A sous 4 volts.

A l'heure actuelle les cathodes de tungstène pur ne sont plus utilisées que dans certains tubes spéciaux, destinés à supporter des tensions anodiques énormes (tubes d'émission).

b) *Tungstène thorié.* — On améliore considérablement le rendement électronique en utilisant non plus du tungstène mais un alliage de tungstène et de thorium<sup>1</sup>. La température de fonctionnement normal passe de 2.400° à 1.900° environ. La durée du filament devient considérable. Dans certaines applications, elle peut dépasser 10.000 heures. Le thorium se porte peu à peu à la surface du filament, si bien qu'en réalité il fait tous les frais de l'émission électronique. Le tungstène n'est qu'un support.

c) *Filaments recouverts d'oxydes.* — La cathode peut aussi être un simple ruban métallique recouvert d'oxyde de baryum ou de strontium. Le filament ne sert plus que de support mécanique et d'agent d'échauffement. On ne peut, en effet, songer à créer des filaments constitués par des oxydes qui sont de mauvais conducteurs.

d) *Cathode équipotentielle à chauffage indirect.* — Le but unique de la source de chauffage (A fig. 94) est de porter la cathode à une température suffi-

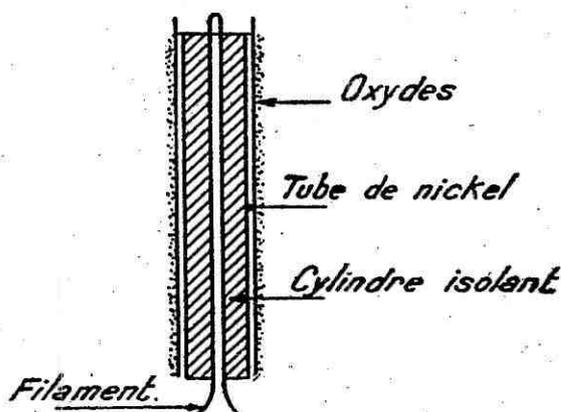


Fig. 98.

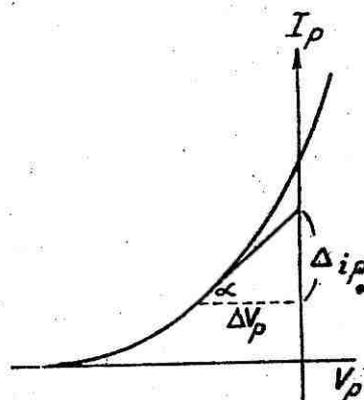


Fig. 99.

sante pour assurer la vaporisation des électrons. Tout autre moyen d'élever la température produirait le même effet.

Dans les cathodes à *chauffage indirect* l'élément chauffant est électriquement séparé de la cathode proprement dite. Il est constitué par un filament de tungstène replié en « épingle à cheveu » ou « spirale » placé dans l'axe d'un cylindre de matière isolante (généralement à base de magnésie). Le tout est recouvert d'un tube de nickel qui est le support de la matière active. Celle-ci est généralement un mélange d'oxydes de baryum et de strontium.

1. En réalité, le thorium est incorporé sous forme d'oxyde de thorium. La présence de carbure amène une réduction de l'oxyde et tout se passe en définitive comme si l'on utilisait une cathode de thorium pur. Le filament de tungstène n'est plus qu'un support.

Cette disposition offre de nombreux avantages :

a) La cathode est équipotentielle, c'est-à-dire que tous les points de sa surface présentent rigoureusement la même tension par rapport à l'anode.

Il n'en est pas de même avec une cathode du type filament : il y a, naturellement, une chute de tension progressive le long du filament.

b) La surface émissive est importante. Nous avons indiqué plus haut qu'à température égale, l'émission était proportionnelle à la surface.

c) La forme de la cathode est beaucoup plus favorable. On peut, en effet, démontrer qu'il y a avantage à rendre aussi petit que possible le rapport  $\frac{r_p}{r_c}$  du diamètre de l'anode  $r_p$ , (dans le cas d'une anode cylindrique) à celui de la cathode.

d) L'inertie calorifique de la cathode devient considérable. Elle met pratiquement 20 ou 25 secondes pour atteindre sa température de régime. Il devient possible de chauffer la cathode en courant alternatif sans que la température varie d'une manière appréciable au cours d'une alternance. Pour certaines applications, ce résultat est extrêmement important (récepteurs sur le secteur alternatif).

Il est juste d'ajouter que cette inertie calorifique n'est atteinte qu'au prix d'un rendement électronique beaucoup plus mauvais<sup>1</sup>. Mais cela n'a aucune importance pour les tubes destinés à fonctionner sur secteur. La puissance empruntée demeure, malgré cela, pratiquement acceptable (de l'ordre de 1,3 watt pour les tubes ordinaires et de l'ordre de 7,6 watts pour les tubes de puissance).

**133. Résistance intérieure du tube diode.** — La notion de résistance intérieure d'un tube diode et, en général, d'un tube électronique doit être considérée comme l'extension de la notion de résistance acquise en courant continu. On dit qu'il y a *résistance interne* parce qu'une augmentation de tension anodique correspond à une augmentation d'intensité anodique  $di_p$ . On convient de nommer résistance intérieure en un point de la caractéristique le quotient  $\frac{dV_p}{di_p}$ .

Nous verrons par la suite que cette notation, extrêmement importante, a été étendue aux tubes à plusieurs électrodes. On peut voir d'après la figure 99 que la résistance est l'inverse de la tangente de l'angle  $\alpha$ .  $\alpha$  étant

1. La consommation filament d'un tube moderne à chauffage direct est de 0,13 watts. — Celle d'un tube à chauffage indirect de caractéristiques voisines est de 1,25 watt, c'est-à-dire pratiquement 10 fois plus.

déterminé par la tangente à la courbe au point considéré et l'horizontale. On aurait par exemple :

$$R_i = \frac{\Delta V_p}{\Delta i_p}$$

D'après cela, on conçoit que la résistance interne d'un tube diode n'est pas une constante, précisément parce que la caractéristique n'est pas droite.

Pour les diodes détecteurs elle est de l'ordre de 50.000 à 100.000 ohms; pour les tubes redresseurs, elle est beaucoup plus faible (de l'ordre de quelques centaines d'ohms).

#### APPENDICE DU CHAPITRE VIII

##### *Cathodes à oxydes.*

La théorie du fonctionnement des cathodes à oxydes n'est pas encore établie d'une manière satisfaisante. Le mécanisme de l'émission n'est pas encore élucidé. Après fabrication, une cathode ne fournit normalement aucun électron. Elle doit subir un traitement spécial : *l'activation*.

Cette activation est fonction de l'intensité électronique. C'est pour cette raison qu'il est impossible de définir une *intensité de saturation*. En effet, à chaque nouvelle valeur d'intensité correspond une nouvelle activation. Il y a augmentation d'intensité, jusqu'au moment où la cathode se détruit.

## CHAPITRE IX

### Le tube triode.

**134. Généralités.** — On transforme un tube diode en un tube triode en plaçant une troisième électrode nommée *la grille* ou, d'une manière plus précise : *la grille de commande*, entre la cathode et l'anode. Comme son nom l'indique, cette électrode est à claire-voie; elle est généralement constituée par un fil enroulé en spirale à pas plus ou moins lâche, suivant le résultat qu'on veut obtenir. La grille n'est pas forcément cylindrique. Elle peut être formée par un treillis métallique à mailles plus ou moins serrées. A priori, les différences de construction peuvent sembler peu importantes entre le tube diode et le tube triode. En réalité, il y a tout un monde si l'on considère le fonctionnement et les résultats.

Le tube diode est un redresseur dont les propriétés sont comparables à celles d'autres redresseurs, comme le détecteur à cristal ou à oxydes de cuivre. Mais le tube triode est un relais dont les propriétés sont la base solide du développement actuel de la *Radioélectricité*. Dans les acquisitions de la physique moderne, on n'entrevoit aucun phénomène susceptible de remplacer ceux dont le tube triode est le siège. Sans le tube triode, le domaine entier des ondes courtes serait probablement encore inexploré : Il n'y aurait, sans doute, ni Radiophonie, ni Radiodiffusion. On ne pourrait entrevoir les possibilités de la *Télévision*.

Bien mieux, les applications du tube triode ont débordé depuis long temps le domaine de la radioélectricité.

Le point essentiel était le passage du tube diode au tube triode. Les perfectionnements ultérieurs qui ont conduit à la conception des tubes plus complexes : tétrode, penthode, etc... sont d'une importance beaucoup moins grande.

L'inventeur du tube à trois électrodes est l'Américain *Lee de Forest*.

**135. Effet de la grille.** — Nous représenterons schématiquement le tube triode comme nous l'avons fait dans la figure 100. La plaque est portée à une tension  $V_p$  et la grille à une tension  $V_g$ .

Imaginons d'abord que la grille ne soit pas connectée. Nous serons en présence d'un tube diode. Les électrons, vaporisés par la cathode, se précipiteront vers l'anode portée à une tension positive  $V_p$ . Le nombre d'électrons captés en une seconde par la plaque dépendra de la tension appliquée. C'est précisément ce que traduit la caractéristique figure 98. En d'autres termes, l'intensité du courant anodique dépend de la tension anodique. C'est, d'ailleurs, de cette remarque qu'est née la notion de résistance intérieure du tube diode.

Nous avons déjà montré plus haut (§ 127) que deux facteurs s'opposent au libre départ des électrons.

- a) La charge positive sur la cathode laissée par le départ des électrons.
- b) La charge négative constituée par le nuage d'électrons entourant la cathode. La résultante des actions élémentaires des électrons est la charge d'espace.

La tension anodique a précisément pour effet d'aider les électrons à vaincre ces antagonismes.

Portons maintenant la grille à une tension *négative* par rapport à la cathode (fig. 100). Nous observons immédiatement que le courant  $i_p$

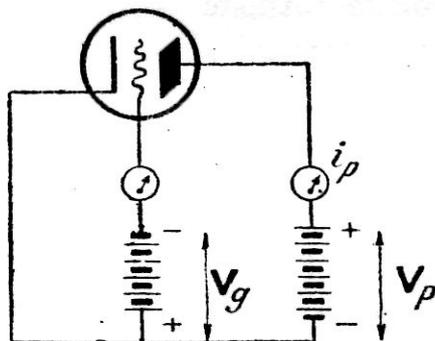


Fig. 100.

diminue d'intensité. Bien mieux : si la tension appliquée à la grille est assez élevée, le courant anodique est *complètement supprimé*. En même temps, nous pourrions observer qu'aucun courant n'est fourni par la batterie qui nous a servi à porter la grille à une tension négative. *Cette remarque est extrêmement importante.*

**136. Interprétation électronique** (fig. 101). — Il est aisé d'interpréter les observations précédentes. Imaginons, figure 101, un électron qui est chassé de la cathode avec une certaine vitesse  $v$ .

Dès qu'il a quitté la cathode, il est soumis à un certain nombre de forces et son action sera, naturellement, déterminée par la résultante.

Énumérons ces actions diverses :

1. *Vitesse propre.*

Il y a d'abord la vitesse propre de l'électron qui dépend de beaucoup de facteurs, et, en particulier, de la température de la cathode et de sa nature. Pour une même température, il y aura des électrons lents et des électrons rapides. Cette vitesse est toujours très faible. Elle n'a d'influence

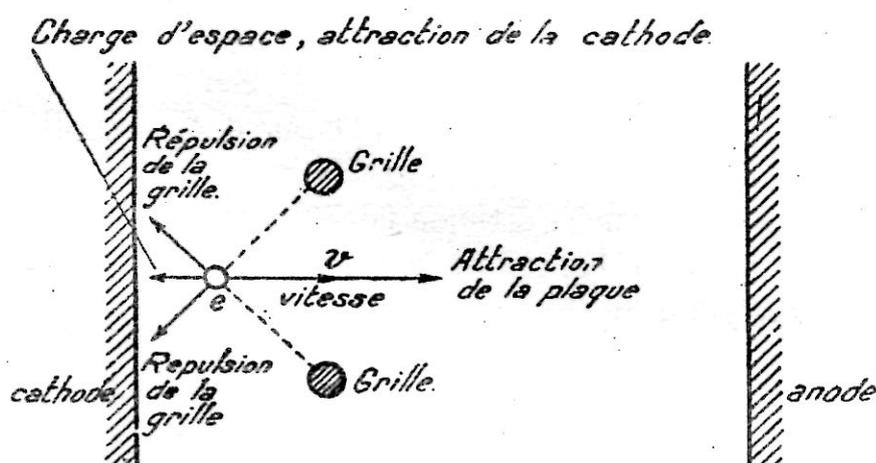


Fig. 101.

qu'au voisinage même de la cathode. A quelque distance, elle devient négligeable par rapport à la vitesse communiquée par le champ électrique accélérateur.

2. *Répulsion de la charge d'espace.*

L'électron sera immédiatement freiné par le nuage d'électrons qu'il doit franchir. Cette action diminuera à mesure qu'il s'élèvera davantage dans le nuage d'électrons. Si sa vitesse lui permettait de le franchir, l'action changerait de sens et tendrait, au contraire, à l'éloigner de la cathode.

3. *Attraction de la cathode.*

L'électron, en quittant la cathode, a laissé sur elle une charge positive égale à sa propre charge négative. Cette accumulation des charges correspondant à tous les électrons fugitifs se traduit finalement par un effet retardateur. Cette action tend à rappeler l'électron sur la cathode.

4. *Attraction de la plaque.*

La tension positive appliquée à la plaque agit dans le même sens que la vitesse propre. Elle est d'autant plus grande que la plaque est portée à une tension plus élevée et qu'elle est moins éloignée de la cathode.

5. *Répulsion de la grille.*

La grille, portée à une tension négative par rapport à la cathode,

vient renforcer l'action de la charge d'espace. Mais son effet dépend naturellement de la grandeur de la tension négative appliquée — ainsi que la distance de la grille à la cathode. Elle dépend aussi du *pas* de la grille. Il faut, en quelque sorte, que les électrons puissent se faufiler à travers les barreaux de la grille. Si ces barreaux sont très serrés les électrons auront beaucoup moins de chance de pouvoir échapper à ce contrôle.

On peut résumer toutes ces observations par le croquis figure 101 sur lequel des flèches indiquent les différentes forces appliquées à l'électron.

Pour que l'électron considéré puisse atteindre la plaque et se révéler par un courant anodique, il faut qu'il possède, au départ, une vitesse suffisante pour lui permettre de franchir la barrière de potentiel constituée par la charge d'espace et la grille (fig. 102). Dès que l'électron a traversé

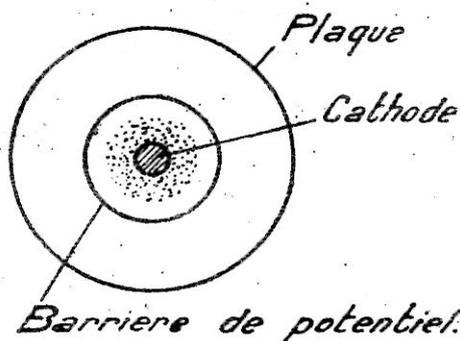


Fig. 102.

le passage dangereux, l'action de la barrière de potentiel *change brusquement de sens* et s'ajoute à celle de l'anode. On comprend d'après cela que le mouvement de l'électron entre la cathode et l'anode n'est pas un simple mouvement uniformément accéléré mais qu'il est, en réalité, beaucoup plus complexe. Suivant qu'un électron passe plus ou moins près des électrodes accélératrices ou retardatrices, il peut arriver sur la plaque avec une vitesse notablement différente.

**137. Action de la grille.** — Supposons maintenant que tous les éléments soient fixés, sauf la tension de la grille. Ces éléments sont, nous le rappelons, la tension anodique, la distance entre plaque et cathode, le diamètre de la grille, en admettant, pour simplifier, qu'elle soit cylindrique, l'écartement ou *pas* des différentes spires de grille, le diamètre, la nature et la température de la cathode.

Pour une certaine tension de grille, nous observons que le milliampèremètre dispose dans le circuit anodique accuse une certaine intensité de courant  $i_p$ . Ce courant mesure, en somme, le nombre d'électrons qui atteint la plaque en une seconde. L'action de la grille permet de faire un choix parmi tous les électrons qui quittent la cathode. En effet,

ainsi qu'il a déjà été observé plus haut, ces électrons sont animés de vitesses très différentes. Les uns sont rapides, les autres lents. Seuls les électrons doués d'une énergie cinétique suffisante ( $\frac{1}{2} mv^2$ ) peuvent franchir la barrière de potentiel. Les autres sont refoulés vers la cathode. Il faut aussi comprendre que l'action de la grille ne se manifeste pas de la même manière en tous les points de la cathode. Il est évident que l'action d'une spire de grille est plus importante pour les points de la cathode situés immédiatement « sous » cette spire.

Si nous appliquons à la grille une tension négative plus élevée, nous augmentons la difficulté du parcours. Le nombre des électrons vainqueurs de l'épreuve sera encore plus réduit. *En conséquence, l'intensité anodique sera encore plus faible.*

Si nous continuons dans le même sens, il arrivera un moment où tous les électrons déclareront forfait : *il n'y aura plus de courant anodique.*

**138. Courant de grille.** — Dans les conditions habituelles d'utilisation du tube triode amplificateur, il n'y a aucun courant dans le circuit de grille. Le milliampèremètre disposé dans le circuit (fig. 100) demeure au zéro. Cela se conçoit sans peine : quand le hasard de son évation amène un électron dans le voisinage de la grille, il s'en écarte à toute vitesse car la répulsion s'accroît comme diminue la distance. Elle est, en toute exactitude, proportionnelle à l'inverse du carré de la distance. Aussi les trajectoires de tels électrons auront-elles, par exemple, l'allure représentée sur la figure 103.

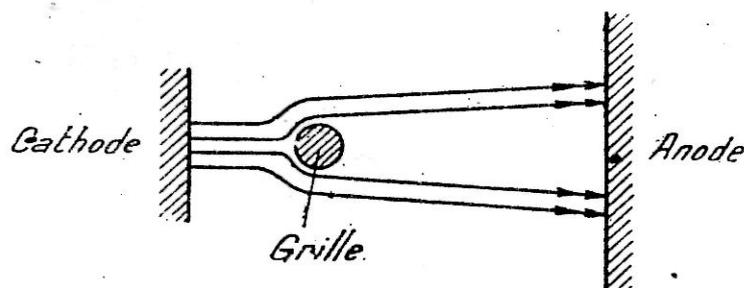


Fig. 103.

Cette répulsion croît aussi avec la grandeur de la tension négative de grille.

On peut très bien concevoir que, pour des tensions de grille assez faibles, certains électrons, animés d'une grande vitesse, puissent atteindre la grille et donner ainsi naissance à un courant  $i_g$ . *L'expérience montre qu'il en est bien ainsi.* Le courant de grille commence à avoir une valeur mesurable par les moyens usuels pour une tension négative de grille de l'ordre de 1,3 volt. On rapprochera cette observation du fait qu'il est

nécessaire d'appliquer une tension négative sur l'anode d'un diode pour supprimer le courant anodique. C'est exactement le même phénomène.

Pratiquement, on peut admettre qu'il n'y a pas de courant de grille tant que le régime de fonctionnement normal du tube triode correspond à des tensions négatives de grille supérieures à 1, 3 volts (en valeur absolue).

**139. Le tube triode est un relais.** — Le tube triode est un relais sans inertie appréciable. C'est le secret de ses qualités. Il nous permet de modifier l'intensité de courant anodique ( $i_a$ ) en agissant tout simplement sur la tension de grille. L'énergie électrique nécessaire pour modifier la tension de grille peut sembler nulle au premier examen. Nous venons, en effet, d'observer qu'il n'y a pas de courant de grille. Or la puissance fournie par la source de tension  $v_g$  est égale précisément à  $v_g$  multiplié par l'intensité fournie. Comme cette dernière est nulle, il semble qu'on peut conclure que la puissance est nulle aussi.

Ce n'est pas tout à fait exact. Il faut, en effet, considérer que la grille, associée à la cathode, constitue un minuscule condensateur. Quand nous portons la tension de grille depuis zéro volt jusqu'à  $v_g$  volt, nous communiquons à cette capacité une énergie électrique égale à  $\frac{1}{2} c_{kg} v_g^2$ ; si  $c_{kg}$  est la capacité de la grille par rapport à la cathode.

Mais cette capacité est de l'ordre de quelques micromicrofarads. On peut pratiquement la négliger dans la plupart des cas.

Par contre, nous sommes libres de déterminer, dans une mesure importante, l'énergie libérée dans le circuit de plaque. La puissance électrique est, en effet, empruntée à la batterie. *Ainsi donc, le tube triode est un relais.* Mais c'est un relais perfectionné en ce sens qu'il ne fonctionne pas par « tout ou rien », comme un relais conjoncteur-disjoncteur, mais qu'il peut proportionner son action en accord exact avec l'action qu'on transmet à la grille.

On peut comparer le principe de fonctionnement du tube triode à celui d'un moteur automobile. En appuyant sur la pédale de l'accélérateur le conducteur libère, à son gré, la puissance du moteur. En appuyant à peine, la puissance est faible. En appuyant à fond elle est maximum. La puissance développée par le conducteur lui-même peut être rendue parfaitement négligeable. En tous les cas, elle n'a point la même source que la puissance du moteur. La première est de l'énergie musculaire, la seconde est empruntée à la chaleur de combustion de l'essence.

**140. Courbes caractéristiques du tube triode.** — Il est indispensable de préciser les phénomènes que nous venons de décrire. C'est

ce que nous permettra de faire commodément le montage figure 104. Nous pouvons, en effet, connaître à chaque instant l'intensité anodique  $i_a$ , en fonction d'une variable quelconque qui sera, par exemple, la tension

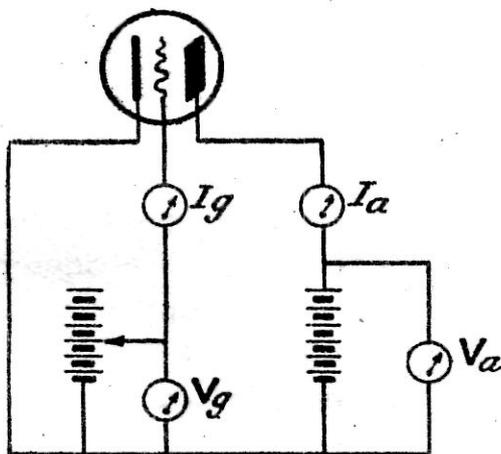


Fig. 104.

$v_g$ , appliquée sur la grille. Nous pourrions condenser la série des résultats sous forme de tableau, soit mieux encore, sous forme de courbes caractéristiques.

**141. Caractéristiques ( $i_p/v_g$ ).** — C'est la caractéristique qui donne la valeur de l'intensité anodique  $i_p$ , en fonction de la tension de grille  $v_g$ . Il est évident qu'on peut tracer autant de caractéristiques différentes qu'on veut : il suffit de faire le relevé pour une autre valeur de la tension anodique.

D'ailleurs, ces caractéristiques sont à peu près semblables. On peut passer de l'une à l'autre par un simple glissement.

La caractéristique  $i_p/v_g$  est, d'abord, pratiquement tangente à l'axe des abscisses. Elle comporte une région fortement courbée puis se prolonge par une partie qui est presque parfaitement droite.

Nous avons tracé (fig. 105) une famille de caractéristiques d'un tube moderne usuel (EBC3).

**142. Caractéristiques ( $i_p/v_p$ ).** — Mais on peut aussi fixer la tension de grille et faire varier la tension anodique. Nous obtiendrons ainsi (fig. 106) une autre famille de caractéristiques. Il est évident qu'on peut facilement passer d'une famille à l'autre et, qu'en réalité, les renseignements fournis par une des figures 105 et 106 sont suffisants pour fixer avec précision les propriétés d'un tube triode.

**143. Inclinaison ou pente ( $p$ ).** — La propriété principale d'un tube triode, c'est l'action d'une variation de tension de grille sur l'intensité

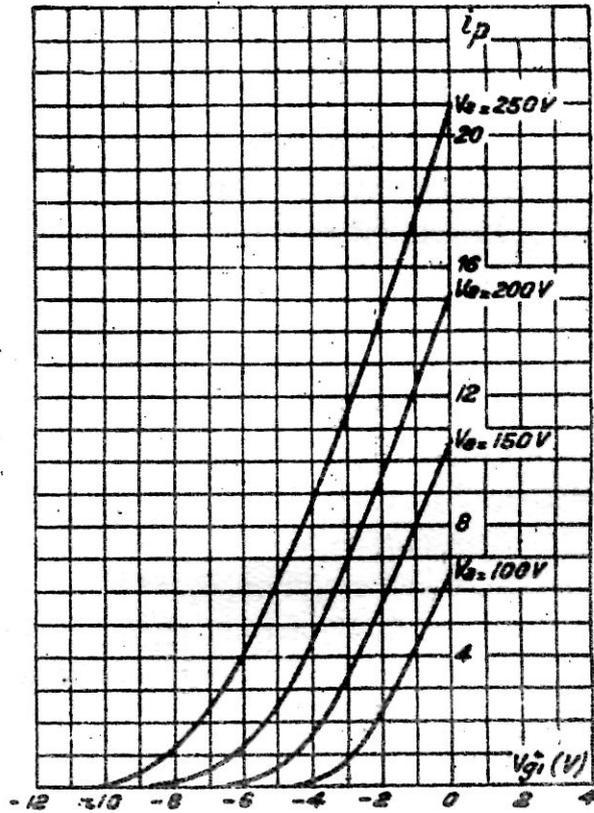


Fig. 105.

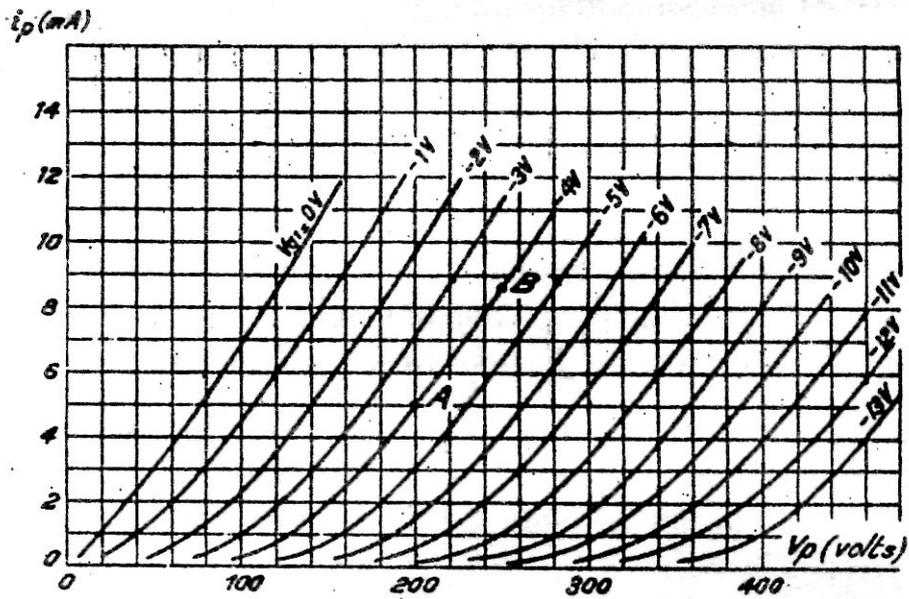


Fig. 106.

du courant anodique. On conçoit que le pouvoir d'amplification d'une lampe soit sous la dépendance de cet effet.

Pour une même variation de tension de grille, la variation correspondante de courant anodique sera d'autant plus importante que les caractéristiques de la figure 105 seront plus inclinées. Il est donc particulièrement intéressant de connaître une mesure de cette *inclinaison*. Cette constante est encore appelée la *pente*. Elle est souvent désignée par la lettre *s* (des mots allemands : *steilheit* et anglais : *slope*). Nous la désignerons par la lettre *p* (comme dans l'ouvrage de M. R. Mesny). Elle s'exprime en *milliampères par volt*.

Dans les parties droites de la caractéristique (fig. 106) la pente du tube considéré est de l'ordre de 2 mA/V. Il est, en effet, évident que la pente n'est constante que dans les parties de caractéristique qui peuvent être considérées comme des droites. Lorsqu'on exprime la pente d'une caractéristique, il faut toujours préciser en quel point la mesure a été faite. Le chiffre le plus important est évidemment celui qui exprime la *pente au point d'utilisation ou de fonctionnement*.

Certains constructeurs signalent la *pente maximum*. C'est généralement celle qui correspond à zéro volt grille. Le chiffre ainsi mesuré est généralement plus élevé que le chiffre précédent.

Cette même constante *p* est désignée par les constructeurs américains sous le nom de « *Conductance mutuelle* », ou « *Transconductance* ». On peut, en effet, observer que le quotient est l'inverse d'une résistance. C'est donc une *conductance*<sup>1</sup> qui s'exprime en *mho*.

Pour la commodité des chiffres, les américains utilisent, non pas le *mho*, mais le *micromho* qui est un million de fois plus petit. En conséquence, 1 milliampère par volt correspond à  $0,001 \text{ A} \times 10^6$  ou 1.000 micromhos.

La pente est fréquemment mesurée en *milliampères par volt*, mais il va sans dire qu'il s'agit là d'un sous-multiple et que l'unité normale, qui doit être utilisée dans les formules est l'*ampère par volt*.

**144. Résistance intérieure ou impédance ( $R_i$ ).** — Nous avons défini la résistance interne d'un tube diode comme le rapport de l'accroissement de la tension appliquée à l'accroissement de l'intensité de courant correspondante :

$$R_i = \frac{dv_p}{di_p}$$

Cette même définition convient également à la résistance interne du tube triode. Nous ferons subir à la tension anodique une petite variation

1. Voir tome I n° 133, page 138.

$\Delta v_p$ , et de la variation correspondante  $\Delta i_p$ , on déduira la résistance interne. Le chiffre sera d'autant plus exact que le segment de caractéristique considéré sera plus voisin d'une droite.

La famille de caractéristiques (fig. 106) permet de déterminer facilement la grandeur de  $R_i$  dans les parties droites. Cherchons, par exemple, la résistance intérieure correspondant à l'utilisation normale. Pour le tube considéré, la tension anodique peut varier entre 200 et 250 volts et la polarisation négative est alors de l'ordre de 4 volts.

Nous utiliserons donc la caractéristique — 4 volts entre 200 et 250 volts; la variation d'intensité correspondante est de 0,0085A — 0,005A.

On en déduit que la résistance interne moyenne est de :

$$\frac{250 - 200}{0,0085 - 0,005} = 14.500 \text{ ohms environ.}$$

Il est évident, d'après les courbes (fig. 106) que la résistance interne d'un tube triode varie :

- a) avec la tension anodique,
- b) avec la tension de grille (ou polarisation).

**145. Coefficient d'amplification en tension.** — Nous avons deux moyens à notre disposition pour faire varier l'intensité anodique. Nous pouvons :

a) agir sur la tension de grille. C'est l'importance de cette fonction que mesure précisément la *pente* ou *inclinaison*, coefficient qui a été défini plus haut.

b) agir sur la tension de plaque. Cette action est mesurée par la *résistance intérieure* ou *impédance*.

Mais on peut aussi chercher à définir, en quelque sorte, l'équivalence entre ces deux fonctions.

Reprenons le faisceau de caractéristiques (fig. 105).

Avec une tension anodique de 200 volts, l'intensité anodique est de 0,007 A pour une tension de polarisation de 3 volts.

Pour cette même tension de polarisation l'intensité passe de 0,007 à 0,0115 quand nous portons la tension anodique à 250 volts.

Mais, sans toucher à la tension anodique, nous pouvons obtenir la même intensité de courant. Il nous suffira, pour cela, de diminuer la polarisation jusqu'à 1,3 volts environ.

Nous pouvons en déduire qu'une variation de tension anodique de 250-200 ou 50 volts a le même effet qu'une variation de tension de grille de 3-1,3 ou, 1,7 volts.

Par définition, on dira que le coefficient d'amplification en tension de la lampe est de :

$$\frac{250 - 200}{3 - 1,3} \text{ ou environ } 30.$$

Ce coefficient est généralement désigné soit par la lettre  $k$ , soit par la lettre  $\mu$ . Nous adopterons cette dernière notation pour éviter la confusion avec  $k$  coefficient du couplage.

Un coefficient d'amplification étant un quotient de deux tensions est un chiffre pur.

**146. Durchgriff.** — Les techniciens allemands utilisent plus volontiers l'inverse du coefficient précédent et le désignent sous le nom de « *durchgriff* », expression composée dont la traduction précise n'est pas possible (*durch* = exprime l'idée de passer à travers; *griff* exprime l'idée de saisir). R. Mesny a proposé le terme « *transparence* » en remarquant que le *durchgriff* exprime la facilité avec laquelle les électrons traversent (*durch*), échappent à l'emprise (*griff*) de la grille.

Le « *Durchgriff* » désigné par la lettre  $D$ , s'exprime en centième (ou en %).

Dans le cas précédent, on aurait :

$$D = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{30} \text{ ou } 3,3 \%$$

**147. Relation fondamentale entre  $\mu$ ,  $R_i$  et  $p$ .** — Lorsque nous faisons varier d'une quantité  $\Delta v_p$  la tension anodique, le courant anodique varie d'une quantité  $\Delta i_p$ . Si  $\Delta v_g$  représente la variation de tension de grille produisant le même effet, nous pouvons écrire :

$$\frac{\Delta v_p}{\Delta i_p} = R_i$$

et

$$\frac{\Delta v_p}{\Delta v_g} = \mu.$$

Divisons la seconde expression par la première :

$$\frac{\Delta v_p}{\Delta v_g} \times \frac{\Delta i_p}{\Delta v_p} = \frac{\mu}{R_i}$$

Mais le premier membre est égal à  $\frac{\Delta i_p}{\Delta v_g}$  c'est-à-dire au coefficient que nous avons nommé *l'inclinaison* et désigné par la lettre  $p$ .

Nous avons donc la relation fondamentale :

$$p = \frac{\mu}{R_i}$$

**148. Variation de  $\mu$ ,  $R_i$  et  $p$ .** — Les coefficients  $\mu$ ,  $p$  et  $R_i$  ne peuvent être considérés comme parfaitement constants que sous certaines réserves déjà exprimées dans les paragraphes précédents. Dire, par exemple, que la *pente* de tel tube triode est de 1,6 mA/V ne signifie rien quant aux qualités du tube, si les conditions de la mesure ne sont pas précisées.

Il en est de même pour la résistance intérieure. Une polarisation exagérée correspond à une exagération de la résistance interne. Le point de fonctionnement se trouve alors dans les parties courbes de la caractéristique.

L'expérience montre que le coefficient  $\mu$  est constant dans des limites beaucoup plus étendues. Cette observation s'explique parce que  $R_i$  et  $p$  varient en sens inverse de telle sorte que leur produit, précisément égal à  $\mu$ , soit sensiblement constant. Ces remarques sont graphiquement illustrées par les courbes figure 107.

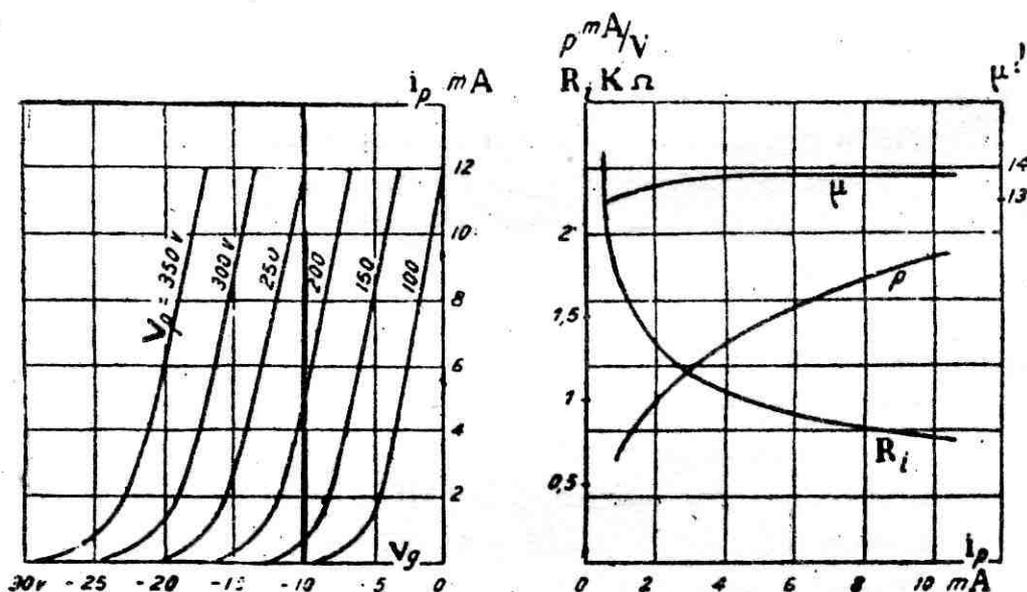


Fig. 107.

**149. Sens physique du coefficient  $\mu$ .** — L'équation caractéristique du tube triode devra mettre en évidence le fait important qu'une variation de  $v_g$  volts, sur la grille produit le même effet qu'une variation de  $v_p$ , où  $v_g \times \mu$  volts sur la plaque.

Elle sera donc, en conséquence, de la forme suivante :

$$i_p = F \left( v_g + \frac{v_p}{\mu} \right).$$

Expression dans laquelle  $F$  est une fonction qu'il s'agit de déterminer et qui n'a de sens que pour les valeurs positives de  $i_p$ , et les valeurs négatives de  $v_p$ .

Barkhausen a montré que le coefficient  $\mu$  était sensiblement égal au rapport des capacités entre la grille et la cathode ( $C_{kg}$ ) et entre la plaque et la cathode ( $C_{kp}$ ).

$$\mu = \frac{C_{kg}}{C_{kp}}$$

Cette remarque permet de comprendre que :

1°) Le coefficient d'amplification d'une lampe ne dépend pas des qualités émissives de sa cathode. Il dépend de ce qu'on a nommé la *géométrie* des électrodes.

2°) Si nous supposons fixée la distance cathode-plaque, nous aurons deux moyens d'augmenter le coefficient d'amplification :

a) Rapprocher la grille de la cathode (ce qui augmentera la capacité  $C_{kg}$ ).

b) Utiliser une grille à mailles aussi fines que possible. Mais, l'expérience montre que, dans cette voie, on est rapidement limité, parce qu'au delà d'un certain point, la capacité effective n'augmente sensiblement plus.

3°) Si la distance cathode-grille était fixée nous aurions encore le moyen b) du précédent paragraphe ainsi que celui qui consisterait à augmenter le diamètre de la plaque (ce qui diminuera la capacité  $C_{kp}$ ).

**150. Sens physiques des coefficients  $\rho$  et  $R_i$ .** — Les coefficients  $\rho$  et  $R_i$  dépendent à la fois de la géométrie du tube et des qualités émissives de la cathode.

D'une manière générale, quand on cherche à augmenter le coefficient d'amplification d'un tube, on augmente, en même temps, sa résistance intérieure et on diminue sa pente.

En améliorant le pouvoir émissif de la cathode, on diminue la résistance intérieure et on augmente la pente. On obtient naturellement le même résultat en augmentant la surface de la cathode.

En branchant en parallèle deux tubes identiques, on obtient un tube de même coefficient d'amplification et de résistance interne divisée par deux. Il en résulte évidemment que la pente est deux fois plus élevée.

**151. Étude théorique élémentaire du tube triode.** — La caractéristique d'un tube triode donnant l'intensité de courant  $i_p$  en fonction de la tension anodique  $v_p$  a une forme qu'on peut immédiatement rapprocher de celle d'un tube diode. Cette remarque conduit à la considération du *tube diode, équivalent à un tube triode donné*.

La plaque de ce diode imaginaire occuperait la position de la grille du tube triode et sa tension anodique serait  $(V_g + \frac{V_p}{\mu})$  et, dans ces conditions, on pourrait écrire encore l'équation de Langmuir :

$$i_p = K \left( v_g + \frac{v_p}{\mu} \right)^{3/2}.$$

Il ne faut d'ailleurs, voir, dans l'équation précédente, qu'une expression approximative valable sous certaines réserves déjà exprimées à l'occasion des tubes diodes.

La forme de la caractéristique serait ainsi une parabole semi-cubique et ne présenterait aucune région droite. L'expérience montre qu'il n'en est pas ainsi et, qu'au prix d'une erreur très faible, on peut considérer que des régions assez étendues sont droites.

Dans ces conditions on pourra remplacer l'équation précédente par la suivante :

$$R_i i_p = \mu v_g + v_p - U.$$

$U$  est une constante toujours positive — qui peut être considérée comme la tension de plaque pour laquelle la caractéristique  $i_p/v_g$  passe par le point zéro (fig. 106). Dans le cas considéré, cette valeur est pratiquement nulle. Mais il n'en est pas toujours ainsi pour tous les modèles de tubes et plus particulièrement pour les tubes d'émission.

Si l'on se borne à ne considérer que de petites variations, autour d'un point d'équilibre, l'équation précédente devient, en courant alternatif :

$$R_i i_p = \mu v_g + v_p.$$

**152. Régimes de fonctionnement avec grille positive.** — Jusqu'ici, nous avons supposé que la tension appliquée à la grille était toujours négative par rapport à la cathode. Nous aurons l'occasion d'observer par la suite que ce mode de fonctionnement est le plus répandu. Néanmoins, dans certaines applications (triode générateur d'oscillations — amplification classe B, etc...), la grille peut être portée à des valeurs instantanées positives. Il est donc indispensable d'étudier ce qu'il en peut résulter.

On utilisera, dans ce but, le montage de la figure 104.

On observe tout d'abord le prolongement de la caractéristique correspondant à des valeurs négatives de  $v_g$  (fig. 108).

La pente de la caractéristique demeure sensiblement constante et peut même, dans d'assez nombreux cas, être plus élevée.

On peut, en même temps, observer une augmentation progressive du courant de grille  $i_g$ .

A partir d'une certaine tension, la pente tend à diminuer, puis l'on observe alors l'existence d'un palier qui correspond au courant de saturation. Le cas n'est pas tout à fait le même que celui d'un diode ; il

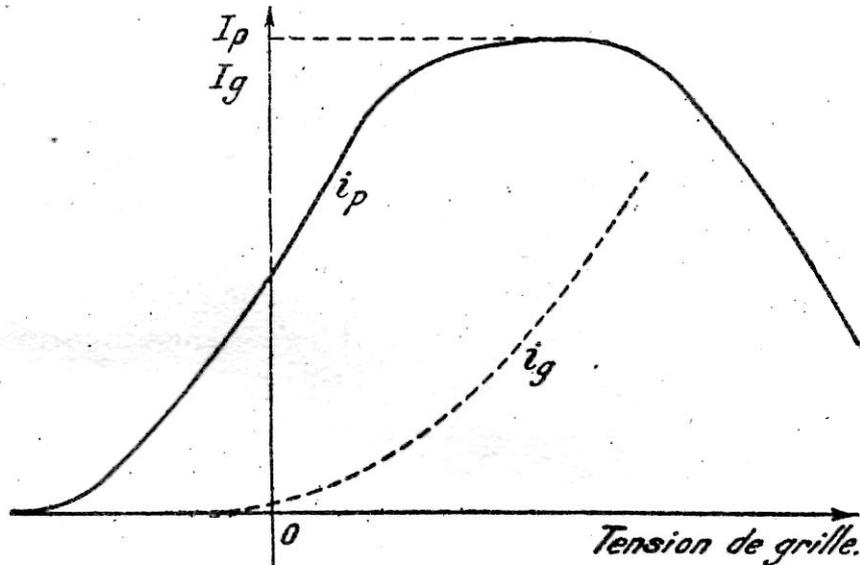


Fig. 108.

faut en effet observer que le courant anodique ne représente à ce moment-là qu'une certaine fraction du nombre total d'électrons vaporisés par la cathode. La fraction résiduelle correspond évidemment au courant de grille.

Pour des tensions de grille encore plus élevées, du même ordre de grandeur que la tension de plaque, on observe une diminution de l'intensité anodique. La grille capte de plus en plus d'électrons au détriment du circuit de la plaque.

**153. Effet dynatron. Résistance négative (fig. 109).** — On peut reprendre l'expérience précédente sous une autre forme, d'une signification peut-être plus nette. On portera la grille d'un tube triode à une tension très élevée : 120 volts par exemple dans l'exemple choisi et on mesurera l'intensité anodique pour des valeurs croissantes de la tension anodique (fig. 109).

L'intensité anodique qui n'est, d'ailleurs, pas nulle pour zéro volt, commencera par être régulièrement croissante jusqu'à vers 10 volts environ. Après quoi, il y a diminution régulière d'intensité. L'intensité anodique s'annule pour une tension plaque de l'ordre de 25 volts et elle change de sens. Il y a un courant inverse de plaque dont la valeur absolue maximum sera, dans l'exemple de la figure 109, de l'ordre de 2mA.

Enfin, pour une tension de l'ordre de 90 volts, le phénomène change

encore de sens ; le courant s'annule une seconde fois pour une tension légèrement supérieure à 100 volts, puis croît rapidement jusqu'à l'intensité de saturation.

Si nous avons tracé la caractéristique du courant de grille nous aurions pu noter des variations en sens inverse, le courant de grille étant décroissant de  $o$  en  $a$ , croissant de  $a$  en  $b$  et de nouveau décroissant au delà du point  $b$ .

Reprenons l'examen de la courbe (fig. 109). Dans la branche de courbe

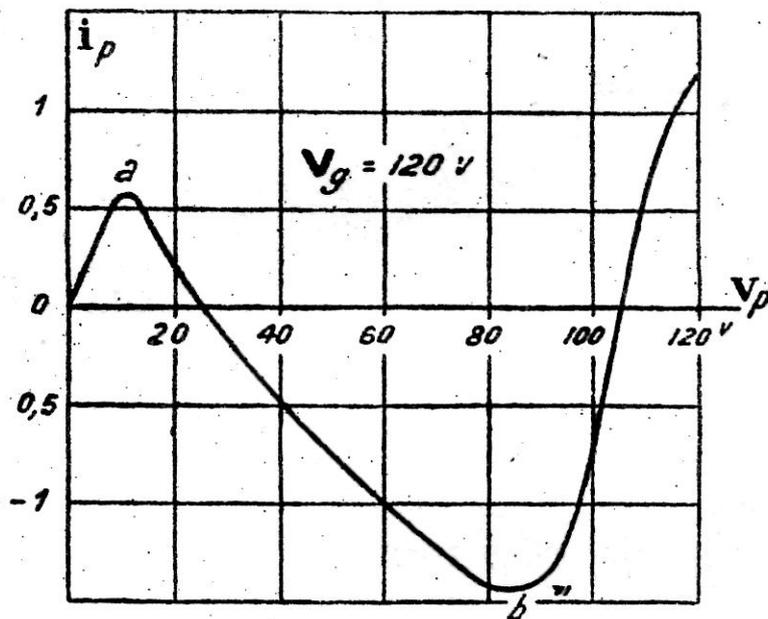


Fig. 109.

$ab$  nous notons que l'intensité de courant décroît quand croît la tension appliquée. En d'autres termes le coefficient  $\frac{\Delta V_p}{\Delta i_p}$  défini comme la résistance intérieure est négatif. C'est l'effet dynatron, qui a reçu un certain nombre d'applications (entretien d'oscillations).

**154. Interprétation électronique. Électrons secondaires.** — On pourrait être tenté de voir une contradiction dans le fait que le courant anodique est, dans certaines conditions, en sens inverse du courant normal. Nous allons montrer qu'il n'en est rien.

Dans la région  $Oa$  les électrons sont fortement accélérés par la grille portée à une tension positive très élevée. Un certain nombre, emportés par leur vitesse franchissent la grille pour atteindre la plaque. En règle générale, le courant plaque n'est pas nul, même pour une tension plaque nulle.

A mesure qu'augmente la tension appliquée, l'effet accélérateur de la

plaque s'ajoute à celui de la grille. La vitesse des électrons augmente encore. A partir du point *a* les chocs sur la plaque sont si violents qu'ils provoquent l'arrachement des électrons du métal. Ces *électrons secondaires*, partant en sens inverse, sont captés par la grille. Ils correspondent à une augmentation d'intensité du courant de grille et à une diminution d'intensité du courant de plaque.

Pour une tension de 25 volts, le courant plaque s'annule. *Cela veut dire que les électrons primaires qui atteignent la plaque sont en nombre égal aux électrons secondaires qui la quittent.*

Au delà de 25 volts le courant plaque change de sens. C'est parce que les électrons secondaires sont *en plus grand nombre que les électrons primaires*. A partir du point *b*, il y a de nouveau diminution parce que le champ accélérateur de la grille, *par rapport à la plaque*, n'est plus suffisant pour collecter et attirer les électrons secondaires produits.

Le phénomène des électrons secondaires a reçu de très importantes applications sur lesquelles nous reviendrons. Nous retiendrons pour l'instant que les faits observés ne sont nullement en contradiction avec la théorie normale du tube à trois électrodes.

**155. Note pratique sur l'effet Dynatron.** — Le tube dont la caractéristique « dynatron » est tracée sur la figure 109 est un tube spécial. Il ne faudrait pas s'aviser de vouloir relever une telle caractéristique avec un tube normal de réception (EBC3, 76, 6C5, etc...). En effet ces tubes sont construits pour fonctionner avec grille négative. Un fonctionnement, même pendant une durée réduite, avec une tension de grille positive de 120 volts (cas de la fig. 109) provoquerait presque instantanément la destruction du tube. On ne peut guère se permettre d'effectuer ces expériences qu'avec des tubes à cathode en tungstène pur.

**156. Amplification par tube Triode.** — Amplifier une tension quelconque, c'est la remplacer par une tension de même forme mais d'une amplitude plus grande.

Le tube triode peut être utilisé pour l'amplification des tensions continues ou variables. Mais l'amplification des tensions continues n'est utilisée que dans des buts assez spéciaux (régulateur anti-fading, par exemple). Nous aurons l'occasion d'étudier tout spécialement le cas dans le tome III (voir aussi § 201).

Les tensions variables utilisées en T. S. F. peuvent souvent se ramener à des tensions périodiques (série de Fourier). Il est donc parfaitement justifié de ramener, en première approximation, tous les problèmes d'amplification au cas des tensions sinusoïdales.

Le schéma de principe d'un tube triode amplificateur est indiqué (fig. 110).

Les tensions à amplifier sont appliquées entre grille et cathode du tube amplificateur par l'intermédiaire d'une batterie de polarisation  $V_g$  dont le rôle est de fixer le point de fonctionnement au repos.

La plaque est portée à une tension positive grâce à la batterie  $V_p$ . Dans le circuit de plaque se trouve une *impédance d'utilisation* ou *impédance de charge*  $Z_p$ .

Les variations alternatives de tensions de grille produites par  $v_g$  provoquent des variations correspondantes de courant de plaque. On trouve donc des tensions alternatives  $v_p$  aux bornes de l'impédance  $Z_p$ .

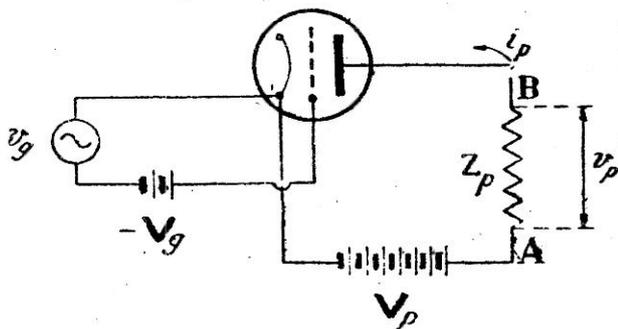


Fig. 110.

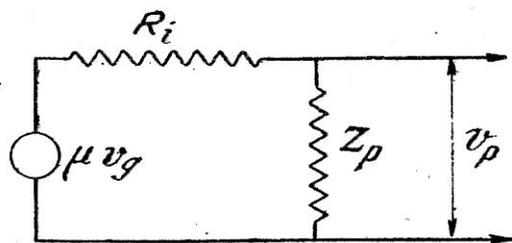


Fig. 111.

**157. Amplification ou Gain.** — Si la tension alternative d'entrée est  $v_g$  et si la tension aux bornes de  $Z_p$  est  $v_p$  on dira que l'*amplification* ou « gain » est de  $A = \frac{v_p}{v_g}$ . On peut exprimer l'expression du gain en fonction des différentes constantes.

Si  $\mu$  est le coefficient d'amplification du tube, tout se passe comme s'il existait, dans le circuit anodique, une source de tension égale à  $\mu v_g$ .

Le schéma du circuit anodique peut donc être ramené à celui de la figure 111 dans lequel  $R_i$  est l'impédance du tube.

Ce croquis montre que  $\mu v_g$  est proportionnel à  $R_i + Z_p$  alors que  $v_p$  est proportionnel à  $Z_p$ .

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{v_p}{\mu v_g} = \frac{Z_p}{Z_p + R_i} \quad \text{d'où nous tirons} \quad A = \frac{v_p}{v_g} = \mu \frac{Z_p}{Z_p + R_i}. \quad (1)$$

L'examen de cette expression fondamentale nous suggère les remarques suivantes :

1. Les impédances ne s'ajoutent pas arithmétiquement, mais on peut remarquer qu'en pratique  $Z_p$  se comporte le plus souvent comme une résistance pure. La plupart des calculs admettent cette simplification.

1°) *Le maximum de gain A se produit pour  $Z_p$  aussi grand que possible. Dans ces conditions  $\frac{Z_p}{Z_p + R_i}$  tend vers 1 puisque l'on peut alors négliger R par rapport à  $Z_p$  et ce gain est précisément égal au coefficient d'amplification.*

On pourrait être tenté, d'après ce qui précède, de prendre  $Z_p$  aussi grand que possible. Mais, en règle générale, interviennent des limitations inéluctables. Il arrive fréquemment, par exemple, que  $Z_p$  soit tout simplement constitué par une résistance  $R_p$ . Dans ce cas particulier l'expression du gain devient

$$\frac{\mu R_p}{R_p + R_i}$$

Mais il est évident que si le courant anodique moyen déterminé par la polarisation est  $i_p$ , la tension anodique n'est plus  $V_p$ , mais  $V_p - R_p i_p$ . On ne peut donc augmenter indéfiniment  $R_p$  car on réduirait alors la tension anodique au delà des valeurs admissibles.

2°) *Il y a opposition de phase entre la tension à amplifier  $v_g$  et la tension amplifiée  $v_p$ . Il faut, en effet, comprendre que la tension alternative  $v_p$  (fig. 110) est, en réalité, créée par la chute de tension alternative dans l'impédance  $Z_p$ . Lorsque la tension instantanée  $v_g$  est maximum, la tension  $v_p$  est minimum. Au maximum de  $v_g$  correspond le maximum d'intensité de  $i_p$ , c'est-à-dire le maximum de chute de tension dans  $Z_p$  et, en conséquence, le maximum de tension au point B.*

**158. Cas où  $Z_p$  demeure beaucoup plus petit que  $R_i$ .** — Il est des cas très nombreux où l'impédance de charge  $Z_p$  est nettement plus petite que  $R_i$ .

Reprenons l'expression du gain établie plus haut :

$$A = \frac{\mu Z_p}{Z_p + R_i}$$

Nous pouvons d'après notre hypothèse négliger  $Z_p$  par rapport à  $R_i$  dans le dénominateur :

$$A = \frac{\mu Z_p}{R_i} \quad (2)$$

Mais  $\frac{\mu}{R_i} = p$  (voir plus haut n° 147).

En conséquence :

$$A = Z_p \times p.$$

Le gain est alors tout simplement égal au produit de la pente du tube par l'impédance d'utilisation. Il faut naturellement exprimer la

pente en *Ampères par Volt*, quand l'impédance d'utilisation est exprimée en ohms.

Nous arrivons à cette conclusion très importante :

*Dans un tube à très grande impédance interne, le facteur intéressant, quand il s'agit d'obtenir une grande amplification en tension, c'est la pente ou inclinaison de la caractéristique.*

**159. Point de repos. Point de fonctionnement. Caractéristique dynamique (fig. 112).**

Cherchons à analyser le fonctionnement d'une lampe amplificatrice correspondant au schéma de la fig. 110 et supposons, pour simplifier, que la charge anodique  $Z_p$  soit une simple résistance de 25.000 ohms. Nous appliquons à la grille de la lampe une certaine polarisation  $V_g$  et nous observons que le courant anodique ainsi déterminé est de 2 milliampères. La tension anodique  $V_p$  est de 250 volts. Comment allons-nous fixer le point correspondant, ou point de repos  $P_r$ , dans le réseau des caractéristiques ?

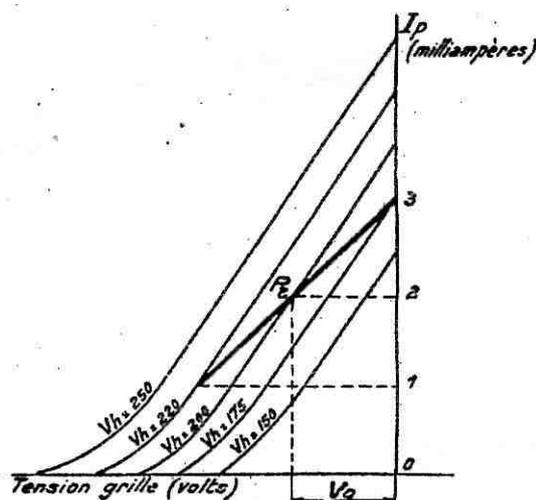


Fig. 112.

Il est évident que ce point est situé sur la verticale qui passe par le point  $V_g$ . Mais il n'est pas situé sur la caractéristique correspondant à la tension anodique 250 volts. En effet, la tension effectivement appliquée à la plaque n'est pas 250 volts, car il y a nécessairement une chute de tension dans  $Z_p$ . La détermination est ici facile : la chute de tension est de  $25.000 \times 0,002$  ou 50 volts. La tension effectivement appliquée à la plaque est de  $250 - 50$  ou 200 volts et le point  $P_r$  est situé, par conséquent, sur la caractéristique correspondant à cette dernière tension.

Appliquons, maintenant, une tension alternative à la grille.

Le point de fonctionnement va se déplacer dans le réseau des caractéristiques. Suivra-t-il la caractéristique 200 volts ? Non, car il y aura nécessairement des variations de la tension anodique effective. Si, par exemple, le courant anodique prend la valeur 3 milliampères, la chute de tension dans  $Z_p$  sera  $0,003 \times 25.000 = 75$  volts et la tension anodique effective prend la valeur  $250 - 75 = 175$  volts. Puis, au cours de l'alternance suivante, le courant anodique sera de 1 milliampère, la chute de tension sera

de 25 volts et le point figuratif appartiendra à la caractéristique :  $250 - 25 = 225$  volts.

La trajectoire du point de fonctionnement correspondant à une résistance ou impédance de charge donnée est la *caractéristique dynamique*. Par opposition, les caractéristiques étudiées jusqu'à présent, correspondant à l'absence de charge anodique seront des *caractéristiques statiques*. Si ces dernières sont sensiblement droites, il en est de même pour les caractéristiques dynamiques.

### 160. Pente de la caractéristique dynamique.

La fig. 112 nous permet de noter immédiatement que :

1° *La pente des caractéristiques dynamiques est forcément inférieure à celle des caractéristiques statiques.*

2° *Les deux caractéristiques s'écartent d'autant plus l'une de l'autre que la résistance de charge est plus grande.*

Une impédance de charge infiniment grande correspondrait à une caractéristique dynamique horizontale. On peut, toutefois, se proposer de préciser mathématiquement ces résultats.

Nous avons indiqué plus haut que l'équation applicable aux faibles variations alternatives, dans la partie sensiblement droite des caractéristiques, pouvait s'écrire :

$$R_i i_p = \mu v_g + v_p$$

tant qu'il n'y a, dans le circuit anodique, aucune impédance autre que la résistance interne  $R_i$ , en circuit.

Si nous introduisons une résistance  $R_p$  en circuit, cette équation devient :

$$R_i i_p = \mu v_g - R_p i_p$$

qui peut s'écrire :

$$(R_i + R_p) i_p = \mu v_g \quad \text{car on a, dans ce cas, } v_p = -R_p i_p.$$

Cette équation nous indique que tout se passe comme si la résistance interne était augmentée d'une quantité  $R_p$ . En conséquence, l'inclinaison de la caractéristique est moins importante et elle est précisément mesurée par :

$$p' = \frac{\mu}{R_i + R_p} \quad (1)$$

La caractéristique dynamique est donc, elle aussi, une droite, dans toute la région où les caractéristiques statiques peuvent, elles aussi, être considérées comme des droites.

Remarquons encore que l'expression (1) peut s'écrire :

$$p' = \frac{\mu}{R_i} \times \frac{1}{(1 + R_p/R_i)} \text{ ou } p' = p \frac{1}{1 + R_p/R_i} \text{ puisque } \frac{\mu}{R_i} = p.$$

Si  $R_p$  est négligeable par rapport à  $R_i$  il n'y a rien de changé<sup>1</sup>. Au contraire, la pente tend vers zéro quand  $R_p$  devient très important.

Nous retrouvons ainsi les résultats trouvés graphiquement dans le paragraphe précédent.

**161. Cas d'une charge inductive.** — Le raisonnement précédent suppose que la charge anodique est une *résistance* pure. On peut aussi utiliser une charge *inductive*; en disposant, par exemple, une bobine de self-induction dans le circuit de plaque. Dans ces conditions, il n'y aura aucune chute de tension en *courant continu*

Le point de repos sera donc déterminé exactement comme si la charge était nulle. La caractéristique dynamique sera tracée à partir de ce point, si l'on peut considérer la charge imposée comme une résistance pure en courant alternatif.

Mais, dans le cas le plus général, il n'en sera pas ainsi et la charge conservera son caractère complexe d'impédance. Il y aura donc un *déphasage* entre l'intensité du courant qui traverse  $Z_p$  et la tension qui naît entre ses extrémités.

On peut montrer que, dans le cas d'une réactance pure, c'est-à-dire sans résistance, la trajectoire du point de fonctionnement est une *ellipse* décrite dans le sens direct (sens inverse des aiguilles d'une montre) s'il s'agit d'une réactance de self-induction, et dans le sens inverse s'il s'agit d'une réactance de capacité.

L'étude mathématique complète devient alors compliquée. Pour la simplifier on admet, le plus souvent, que la charge se comporte en courant alternatif, comme une résistance pure (cas d'un circuit oscillant à la résonance, cas d'un haut-parleur, etc...).

**162. Droite de charge** (fig. 113). — Considérons, maintenant, le réseau des caractéristiques  $I_p/V_p$  et traçons sur la partie gauche du dessin, le réseau des caractéristiques  $I_p/V_g$  avec une même échelle pour les intensités de courant. La correspondance entre les réseaux est évidente. Si nous appliquons une polarisation de — 4 volts pour une tension anodique de 250 volts, le point figuratif, en l'absence de charge anodique est

1. Nous verrons plus loin que tel sera le cas pour certains tubes tétrodes et pentodes.

$P_1$ , auquel correspond évidemment le point  $P_1$  situé à l'intersection de la caractéristique — 4 volts, pour une tension anodique de 250 v lt

Nous introduisons maintenant une résistance  $R_p$  dans le circuit anodique. Nous savons déjà que la tension anodique effective va baisser par suite de la chute de tension dans cette résistance et qu'elle prendra précisément la valeur :  $V_p - R_p I_p$ . La chute de tension suivra nécessairement la loi d'Ohm.

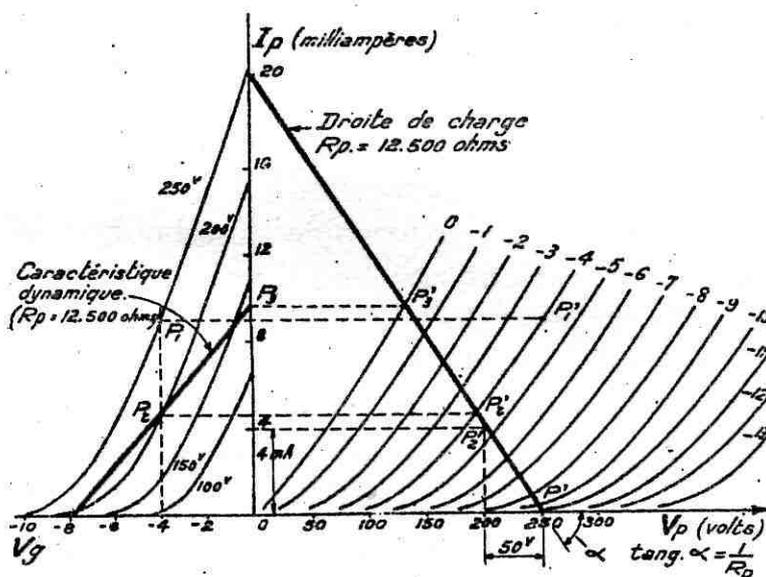


Fig. 113.

Le point de fonctionnement sera donc assujéti à être à la fois sur cette droite et sur les caractéristiques de la lampe. Il sera donc à leur intersection. Il nous reste à situer cette droite dans le réseau des caractéristiques  $I_p V_p$ . Cette opération est facile si l'on remarque que la tension effective appliquée à la plaque est précisément égale à la tension de plaque quand l'intensité anodique est nulle ( $I_p = 0$ , donc :  $R_p I_p = 0$ ). La droite de charge coupe donc l'axe des abscisses au point correspondant à la tension anodique.

D'autre part, l'inclinaison de cette droite, c'est-à-dire son coefficient angulaire est évidemment  $-\frac{1}{R_p}$ . Pour fixer les idées, supposons qu'il s'agisse de tracer la droite de charge correspondant à une résistance de 12.500 ohms et à une tension anodique de 250 volts. Le point  $P'$  correspondant à 250 volts sur l'axe des abscisses est un point de cette droite. Nous savons aussi que son coefficient angulaire ou tangente de l'angle que fait la droite avec l'horizontale est de  $-\frac{1}{12.500}$ . Elle est donc entièrement déterminée.

Pratiquement, nous procéderons plus simplement de la manière suivante : une résistance de 12.500 ohms est telle qu'une variation d'intensité de 4 milliampères produise une chute de tension de  $0,004 \times 12.500$  ou 50 volts.

1. Voir page 98, n° 83.

A partir du point L, situé à 50 volts à gauche de  $P_1$ , nous élèverons une perpendiculaire dont l'intersection avec l'horizontale passant par 4 milliampères nous fixera un autre point de la droite. Il est évident que nous aurions pu choisir toute autre valeur. Par exemple : 250 volts et 20 milliampères. On a, en effet, tout aussi bien :  $0,020 \times 12.500 = 250$ .

Il est évident que la droite de charge se rapproche d'autant plus de l'horizontale que la charge est plus élevée. Une charge infiniment grande correspondrait à une droite de charge horizontale (coefficient angulaire nul).

Le tracé de la droite de charge nous permet d'analyser très facilement le fonctionnement de la lampe. Nous savons, par exemple, que si la polarisation appliquée est de 4 volts, le courant anodique a une intensité de 4,25 milliampères — puisque le point figuratif correspondant est  $P'_2$ .

Le tracé de la caractéristique dynamique est facile. Il suffit, en effet, d'établir une correspondance entre la droite de charge et le réseau des caractéristiques  $I_p/V_g$ . Au point  $P'$  correspondra évidemment le point P, situé à l'intersection de la verticale qui passe par — 4 volts et de l'horizontale qui passe par  $P'$ . De même, le point  $P'_3$ , sur la caractéristique 0 volt, correspond à  $P_3$  situé sur l'axe des ordonnées. La caractéristique dynamique est donc  $P_3P'$ . On peut en déterminer autant de points qu'il est nécessaire.

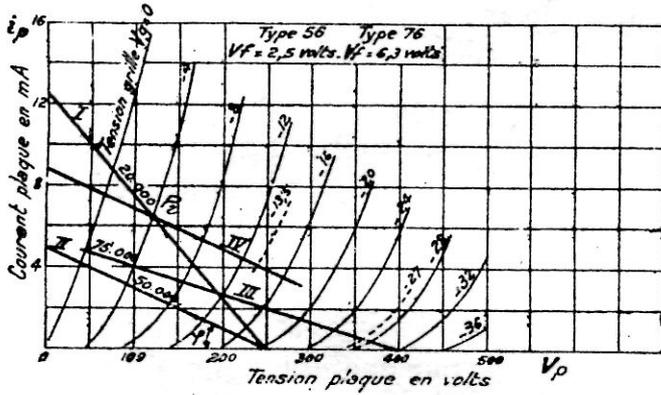
La droite de charge nous permet, par simple lecture, de connaître l'intensité de courant correspondant à une polarisation donnée.

Elle peut aussi nous donner le *gain en tension* d'un étage. Il suffit, en effet, de lire quelle variation de tension anodique correspond à une variation de tension de grille de 1 volt.

**163. Cas d'une charge inductive.** — Si l'impédance de charge a une résistance nulle en courant continu, le tracé s'opère d'une manière semblable. Il n'existe aucune chute de tension au repos. Le point de repos est donc déterminé simplement en traçant une verticale passant par la tension anodique, jusqu'à sa rencontre avec la caractéristique correspondant à la polarisation choisie. L'intersection est précisément P. C'est ainsi, par exemple, que fig. 112, le point de repos serait  $P'_1$ , pour une tension anodique de 250 volts et une polarisation de — 4 volts. Si l'impédance de charge était encore de 12.500 ohms, on tracerait une parallèle à  $P'_1P'$ , passant par  $P'_1$ .

Dans le cas d'une charge complexe, la trajectoire du point de fonctionnement serait encore une courbe ovale. Son tracé serait alors beaucoup plus compliqué.

On pourrait, tout aussi bien, déterminer la droite de charge dans le cas où il existe une certaine résistance en courant continu seulement et une



DROITE	RÉSISTANCE DE CHARGE OHMS	TENSION ANODIQUE VOLTS
I	20.000	250
II	50.000	"
III	75.000	400

Fig. 113 bis.

autre résistance en courant alternatif. Tel serait le cas, par exemple, d'une charge anodique constituée par un circuit accordé, et *découplé* par un ensemble résistance condensateur.

On déterminerait d'abord la droite de charge en courant continu, ce qui permettrait de connaître le point de repos. A partir de ce dernier on tracerait la droite de charge en courant alternatif.

Nous donnons quelques exemples de tracé, fig. 113 bis :

La droite iv est relative à une impédance de charge de 50.000 ohms, n'ayant aucune résistance ohmique, mais découplée à l'aide d'une résistance de 20.000 ohms, avec une tension anodique de 250 volts et une polarisation de - 4 volts.

**164. Réaction d'anode.** — La charge anodique (résistance  $R_p$ ) a pour effet de réduire l'amplitude des variations d'intensité plaque. Cette réduction est d'autant plus importante que la charge anodique est plus grande.

Traçons (fig 114) en  $FP_2E$  la caractéristique statique supposée parfaitement droite d'un tube pour une tension  $V_p$ . La caractéristique

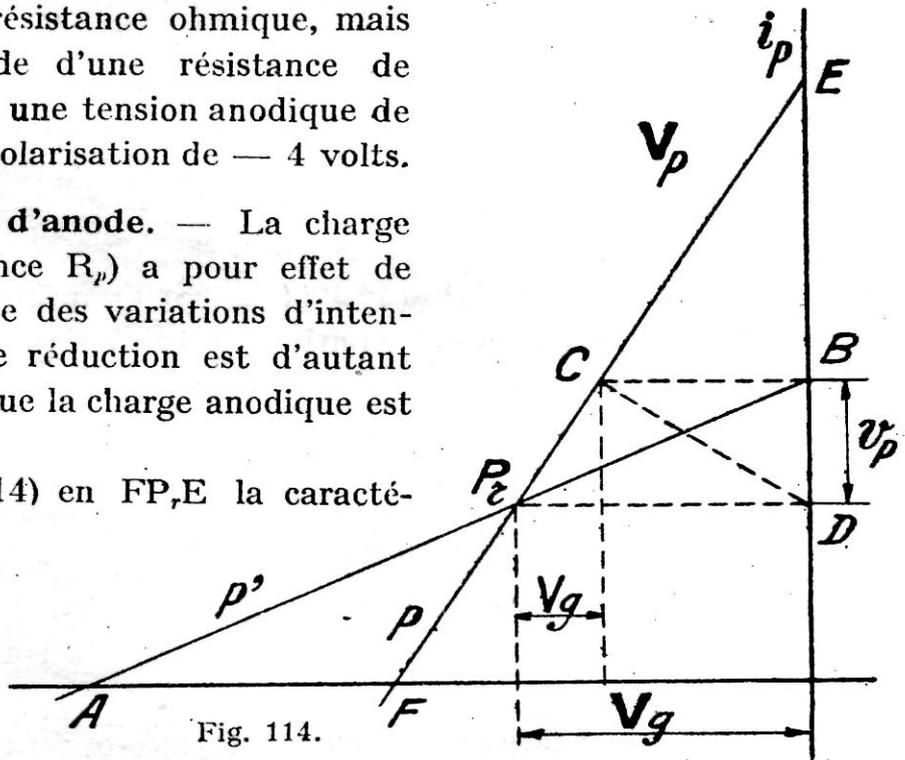


Fig. 114.

La caractéristique dynamique sera, par exemple, la droite  $AP_2B$ .

Pour une variation de grille  $V_g$ , la variation de courant plaque était

DE, en l'absence de charge anodique. La présence de cette charge réduit la variation à DB.

On peut encore envisager les choses d'un autre point de vue et dire : tout se passe comme si la charge d'anode avait eu pour effet de réduire l'excitation de grille à la valeur  $V_g$  car, sur la caractéristique statique il est visible qu'une variation  $V_g$  produit une variation d'intensité plaque égale à DB. On dira, en conséquence, que la grandeur BC, qui représente la différence entre  $V_g$  et  $V_g$  est la *réaction d'anode*. Elle est égale à  $\frac{v_p}{\mu}$ . On observe qu'elle est d'autant plus faible que  $\mu$  est plus grand.

**165, Influence de la capacité grille-plaque (fig. 115).** — Nous avons jusqu'ici considéré que les circuits de grille et de plaque étaient, en quelque sorte, électriquement indépendants, ou, plus exactement, que leur dépendance était unilatérale. En d'autres termes, nous avons admis qu'une variation de tension de grille provoquait une variation de courant anodique, alors qu'une variation de courant anodique ne produisait aucune variation de tension de grille.

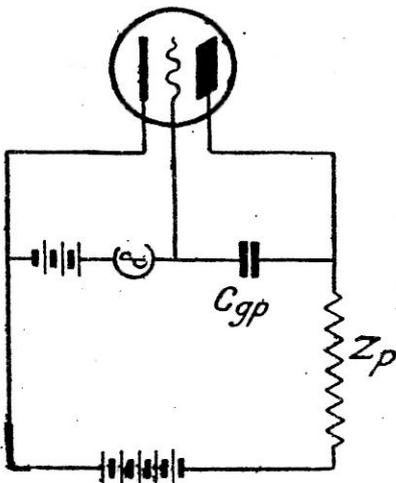


Fig. 115.

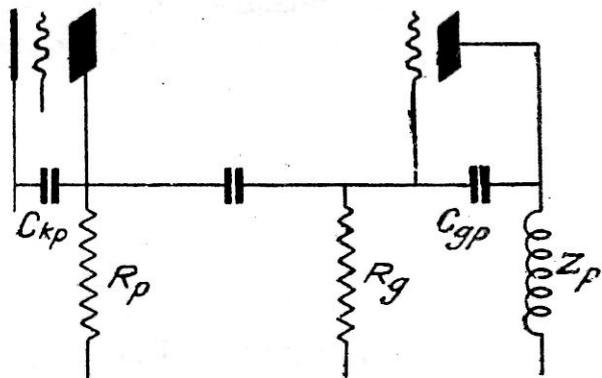


Fig. 116.

Ce raisonnement serait parfaitement exact si la grille et la plaque n'étaient point deux électrodes voisines et généralement parallèles. En réalité, la grille et la plaque forment comme les armatures d'un condensateur et, pour être faible, leur capacité se traduit cependant par des conséquences très importantes.

Le schéma vrai d'un étage d'amplification peut donc se ramener au croquis (fig. 115).

Quand nous appliquons une tension alternative à la grille, nous transmettons cette même tension à la plaque, à travers la capacité  $C_{gp}$ . Nous

trouvons aux bornes de  $Z_p$  une tension alternative amplifiée, mais en même temps, une fraction de cette tension est reportée vers la grille, à travers  $C_{gp}$  et cette fraction est de nouveau amplifiée. Le phénomène devient donc extrêmement compliqué.

L'étude du problème conduit aux conclusions suivantes :

*Charge anodique ohmique.* — 1° Quand la charge anodique est purement ohmique (non inductive) tout se passe comme si l'espace cathode grille était shunté par une capacité fictive de valeur :

$$C'_{kg} = C_{gp} (1 + A)$$

A étant le gain de l'étage d'amplification.

Pratiquement, il faut considérer que  $C_{gp}$  est constitué par la somme des capacités internes de la lampe, celle du support, celle des connexions. La totalité atteint facilement 10  $\mu\mu$  F. En conséquence, la capacité fictive sera de l'ordre de 200  $\mu\mu$  F pour un gain de 20. Une telle valeur n'est nullement négligeable quand il s'agit de fréquences élevées.

**166. Charge anodique inductive.** — 2° Dans le cas général où la charge anodique est inductive, tout se passe comme si le circuit d'entrée était shunté par la capacité définie plus haut, mais il faut ajouter en parallèle sur celle-ci une résistance fictive  $R'_g$ . Le circuit de la figure 116 peut donc se traduire schématiquement comme sur la figure 117, en négligeant la capacité de liaison.

Cette résistance est positive quand la charge d'anode présente une réactance de capacité ( $L\omega < \frac{1}{C\omega}$ ); elle est négative dans le cas contraire.

Normalement, les circuits connectés entre la grille et la cathode sont équivalents à une certaine impédance.

La résistance fictive vient se composer avec ces éléments. Lorsqu'elle est positive, l'impédance résultante en est accrue et l'amortissement de la source se trouve augmenté. Si elle est négative il y a diminution de l'amortissement. Si la valeur absolue de  $R'_g$  est suffisamment grande, la résistance équivalente peut être négative et le circuit de grille devient le siège d'oscillations entretenues. Il en résulte, naturellement, un profond changement dans le régime de fonctionnement et, en général, la disparition de l'effet amplificateur.

## CHAPITRE X

### Les tubes multi-électrodes : tétrode, penthode, hétérode, etc.

167. Inconvénients du tube triode. — Nous avons observé dans le précédent chapitre qu'il fallait tenir compte de la capacité grille-plaque du tube. Cette nécessité devient indispensable quand il s'agit d'amplification à haute fréquence. On peut envisager l'emploi d'une impédance de charge purement ohmique (fig. 116). Dans ce cas, la capacité fictive qui shunte la grille est importante. L'impédance d'utilisation peut se ramener

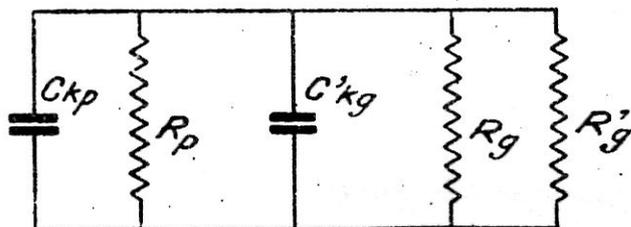


Fig. 117.

à la combinaison figure 117, en considérant que l'impédance du condensateur de liaison est négligeable.

Pour un tube triode on peut prendre :

$$\begin{aligned}C'_{kg} &= 30\mu\mu\text{F.} \\ R_p &= 100.000. \\ R_g &= 1 \text{ mégohm.}\end{aligned}$$

On peut calculer que l'impédance  $Z$  est de l'ordre de 5.000 ohms pour  $f = 10^6 \text{ c/s}$  (ou  $\lambda = 300 \text{ m}$ ).

Dans ces conditions, le gain devient très faible et diminue encore pour des longueurs d'ondes plus courtes.

Si la charge est inductive nous pourrions obtenir une impédance de charge plus élevée mais le montage ne sera pas stable. La résistance fictive introduite par l'action du circuit de grille de la lampe suivante pourra prendre des valeurs négatives. Cet effet sera plus prononcé s'il y a plusieurs étages d'amplification.

De toutes manières, l'impédance d'utilisation ne pourra jamais prendre des valeurs considérables car le circuit accordé se trouve shunté par la résistance intérieure du tube.

Il y aurait donc — semble-t-il — intérêt à construire des tubes à résistance intérieure plus élevée. En théorie, cela n'offre pas de difficulté. Il suffit d'approcher davantage la grille de la cathode, d'utiliser une grille à pas plus serré ou encore, d'éloigner davantage la plaque de la cathode.

On ne peut cependant dépasser certaines limites : les tubes ainsi construits ne pourraient fonctionner qu'avec une tension anodique beaucoup plus considérable. Cela se conçoit; tous les procédés indiqués correspondent à une augmentation de l'action de la grille qui est une électrode retardatrice, au détriment de l'anode, électrode accélératrice. Il faut donc compenser cette modification en augmentant la tension.

Si l'on fixe à 250 volts le maximum de tension, on constate que le maximum admissible de résistance interne est de l'ordre de 100.000 ohms (avec  $\mu$  de l'ordre de 100). C'est peu, si l'on songe que l'impédance à la résonance d'un bon circuit accordé peut dépasser 500.000 ohms.

**168. Le tube tétrode ou à grille écran.** — La solution à ces difficultés, c'est l'emploi d'une quatrième électrode, placée entre la grille et la plaque, portée à une tension positive, inférieure à celle de l'anode. On obtient ainsi un tube à *grille écran* ou tube tétrode. On peut considérer que cette électrode supplémentaire remplit un double but :

1° Comme elle est portée à une tension fixe par rapport à la cathode, elle intercepte toutes les lignes de forces électriques qui pourraient relier

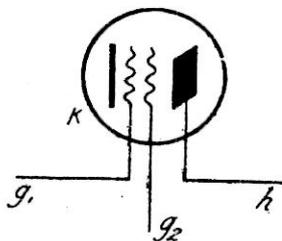


Fig. 118.

la grille  $g$ , à l'anode (fig. 118). Elle joue le rôle d'un *écran statique* et diminue considérablement la capacité grille-plaque. On peut, d'ailleurs, lui donner une forme telle qu'elle enveloppe complètement la grille.

La capacité grille-plaque normale d'un tube triode est de quelques micromicrofarads -- celle d'un tube à grille écran est 1000 fois plus petite (0,003  $\mu\mu\text{F}$  — par exemple).

2° Pour une même valeur du gain, le tube peut être utilisé avec une

tension anodique beaucoup plus réduite. La grille écran est, elle aussi, une électrode accélératrice dont l'action, au voisinage de la grille, est beaucoup plus considérable que celle de la plaque. Néanmoins, quand les électrons atteignent le voisinage de l'écran, l'action de la plaque devient prépondérante ; si bien que les plus nombreux d'entre eux concourent à la formation du courant anodique. Il y a, toutefois, un courant de grille écran dont il faut tenir compte. L'éloignement relatif beaucoup plus considérable de la plaque permet de créer des tubes à grand coefficient d'amplification et, comme la pente demeure sensiblement constante, à grande résistance interne.

Alors que, dans un tube triode, on a au maximum :  $\mu = 100$  et  $R_i = 100.000$  on peut construire des tubes à grille écran dans lesquels :

$$\mu = 1.000 \text{ et } R_i = 1.000.000.$$

#### 169. Théorie du tube à grille écran. Diode et triode équivalents. —

On peut faire la théorie du tube à grille écran de la manière suivante :

Un tube triode peut être considéré comme un tube diode dont la cathode serait la grille de commande. Ainsi donc, dans la figure 118, on peut considérer que  $K, g_1, g_2$  constituent un premier tube triode fictif. Les électrodes  $g_2$  et  $p$  constitueront, avec l'ensemble précédent, un second tube triode. On a ainsi l'équivalent de deux tubes triodes dont le second amplifie les variations de courant produites par le premier. Le coefficient d'amplification du premier est  $\mu_{g_1 g_2}$ , celui du second  $\mu_{g_2 p}$ , et le coefficient d'amplification résultant serait  $\mu_i = \mu_{g_1 g_2} \mu_{g_2 p}$ , ce qui permet de comprendre que  $\mu_i$  puisse prendre des valeurs considérables.

Toutefois cette séduisante théorie nous semble peu satisfaisante. On peut facilement mesurer  $\mu_i$ . Il suffit pour cela de relever les courbes caractéristiques. Or, on observe facilement que le coefficient d'amplification varie avec la tension de grille écran.

Or, le coefficient d'amplification d'un tube triode ne dépend que de la géométrie des électrodes. Il semble donc difficile de soutenir la théorie précédente.

#### 170. Caractéristiques des tubes tétrodes. —

Les courbes caractéristiques des tubes tétrodes pourront être relevées de la même manière que celles des tubes triodes. Il faut tenir compte du fait qu'il existe une variable supplémentaire qui est la tension de grille écran.

On pourra donc tracer aussi bien les caractéristiques  $i_p/v_p$  que les caractéristiques  $i_p/v_g$ . L'allure générale des premières rappelle tout à fait

celle des tubes triodes. Il y a une partie courbée, suivie d'une partie qui peut être considérée comme une droite (fig. 119).

Quant aux courbes  $i_p/v_p$  elles ont une allure tout à fait différente de celles des tubes triodes. Ces courbes s'interprètent de la même manière que les caractéristiques « dynatrons » des tubes triodes correspondant à des tensions de la grille de commande plus élevées que la tension de plaque.

Il y a production d'électrons secondaires, provoquée par les chocs des électrons primaires sur la plaque. La zone d'utilisation normale du tube correspond aux parties supérieures presque horizontales. Le simple examen

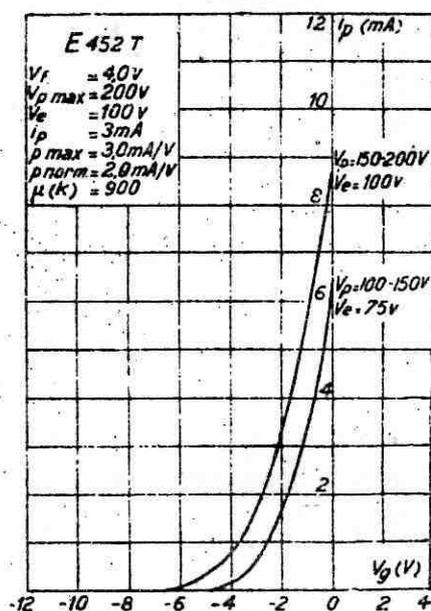


Fig. 119.

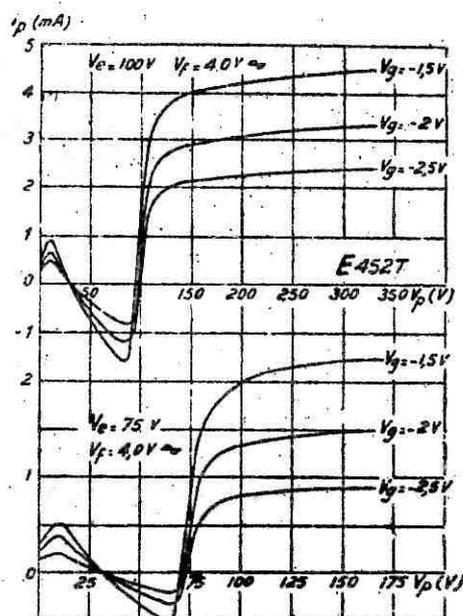


Fig. 120.

de la figure 120 permet de noter que, dans ces régions, de grandes variations de tensions anodiques n'ont pour conséquence que de faibles variations de courant anodique : c'est donc que la résistance intérieure est importante. On peut, d'après ces courbes, calculer que cette résistance est de l'ordre de 450.000 ohms.

### 171. Valeur des coefficients $R_i$ , $\mu$ et $p$ . Action de la tension d'écran.

— Les coefficients  $R$  (résistance intérieure),  $\mu$  (coefficient d'amplification),  $p$  (pente ou inclinaison) sont, comme dans un tube triode, liés par la relation :

$$p = \frac{\mu}{R_i}$$

La valeur de l'inclinaison demeure du même ordre de grandeur que pour les tubes triodes. Elle atteindra, par exemple, 2mA/V dans certains tubes à chauffage indirect.

Dans ces conditions, pour un coefficient d'amplification de l'ordre de 900 (cas de la fig. 120) la résistance intérieure sera de :

$$\frac{900}{2} \times 1000 \text{ ou } 450.000 \text{ ohms.}$$

On peut, d'ailleurs, construire des tubes à grille écran dont la résistance interne est encore plus élevée (de l'ordre de 1.500.000 ohms).

Il ne faut pas perdre de vue que la valeur de ces coefficients dépend de la tension de grille écran. En effet, on peut, pour une tension anodique et une tension de grille données, étudier les variations de la pente, et du coefficient d'amplification, en fonction de la tension grille écran. L'allure générale des courbes est tracée figure 121.

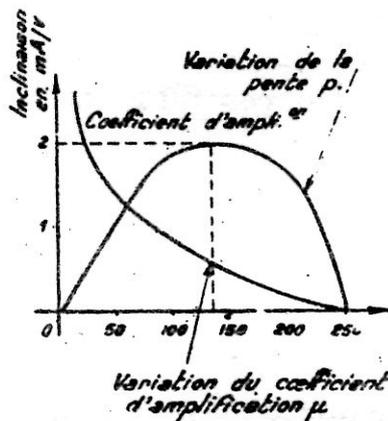


Fig. 121.

On voit que la valeur de la pente passe par un maximum pour une tension d'écran dont l'ordre de grandeur est voisin de la moitié de la tension anodique. Quant au coefficient d'amplification, il devient de plus en plus grand à mesure que la tension écran est plus faible.

**172. Gain en tension fourni par un tube à grille écran.** — Il ne faudrait pas déduire de la figure 121 qu'il y a intérêt à utiliser une tension écran aussi faible que possible, sous prétexte que le coefficient d'amplification est beaucoup plus grand. Il faut remarquer que la résistance intérieure suit aussi une variation dans le même sens et que, bien mieux, ses variations sont plus rapides. Pour une tension écran nulle, la pente est pratiquement nulle (fig. 121).

En réalité, c'est la pente qui constitue le plus important coefficient. Nous avons montré plus haut (§ 158) que le gain fourni par un tube était égal au produit de l'impédance d'utilisation par la pente, à condition que l'impédance d'utilisation soit faible par rapport à la résistance interne du tube. Or, c'est pratiquement toujours le cas pour le

tube à grille écran. L'impédance du tube est toujours au moins 3 ou 4 fois plus grande que l'impédance d'utilisation.

Il en résulte qu'on aura toujours intérêt à utiliser le tube au maximum de pente, c'est-à-dire à appliquer sur l'écran une tension sensiblement égale à la moitié de la tension anodique.

On peut réaliser sans difficulté des impédances d'utilisation de l'ordre de 100.000 ohms. Par conséquent, le gain en tension donné par un tube écran correspondant à la caractéristique (fig. 135) sera de :

$$100.000 \times 0,002 = 200$$

ohms    Ampères par volt = gain.

Il est donc beaucoup plus élevé que le gain donné par un tube triode. C'est précisément parce que la notion de « pente » a une importance particulièrement grande et, qu'au contraire, la signification du coefficient d'amplification est beaucoup moins nette que les constructeurs de tubes n'indiquent généralement que la première et ne font aucune allusion au second coefficient. Toutefois, la connaissance de la résistance intérieure est importante, parce qu'elle définit la *sélectivité* quand il s'agit d'amplification à haute fréquence.

**173. Intensité de courant de grille écran.** — Dans les conditions normales, la plupart des électrons émis par la cathode atteignent la plaque.

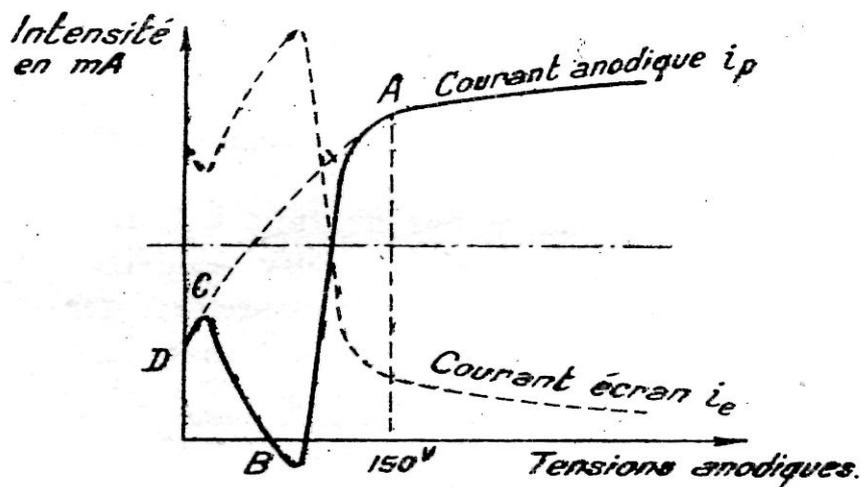


Fig. 122.

Un certain nombre atteint toutefois la grille écran et produit un *courant de grille écran*. L'intensité de ce dernier dépend essentiellement de la tension d'écran.

En règle générale on peut montrer que les variations du courant d'écran

s'effectuent en sens inverse des variations du courant anodique (fig. 122).

Il faut noter qu'en pratique, l'intensité écran doit demeurer faible parce que cette électrode ne peut dissiper une puissance importante. La limite, fixée par le constructeur, est de l'ordre de 0,25 watt — ce qui correspond à 1,25 mA sous 200 v ou 2,5 mA sous 100 v. Si cette limite était dépassée, l'échauffement de la grille écran pourrait provoquer l'émission d'électrons secondaires fort gênants.

D'autre part, il est important que la tension grille écran soit parfaitement stable c'est-à-dire qu'elle demeure indépendante de l'intensité du circuit de grille écran. Si la tension anodique est fournie par une batterie, le résultat est facilement obtenu en empruntant la tension nécessaire à une fraction de la batterie. Mais, dans les récepteurs modernes, la tension anodique est fournie par un redresseur suivi d'un filtre.

Pour abaisser la tension à la valeur convenable on peut songer au système de la figure 123. Puisqu'il y a un courant d'écran, il y aura une

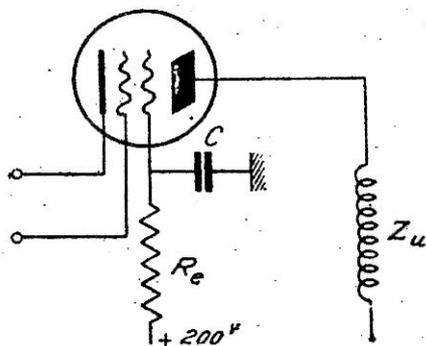


Fig. 123.

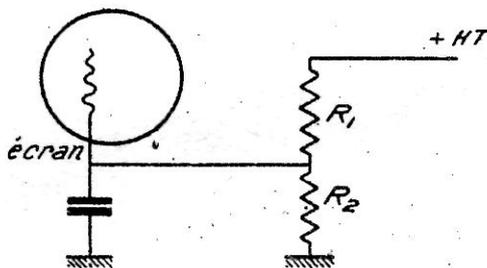


Fig. 124.

chute de tension dans la résistance et, en choisissant convenablement celle-ci, on pourra obtenir exactement la tension d'écran que l'on veut. Ainsi avec la tension anodique de 200 v, on obtiendra une tension d'écran de 100 volts en choisissant  $R_e = 100.000$  ohms si le courant d'écran est de 1 mA.

Il est certain que le courant d'écran comporte des composantes à la fréquence de la tension de grille. Il y aurait donc des variations instantanées de tension d'écran préjudiciables au bon fonctionnement du système. On annulera pratiquement ces variations en « découplant » l'écran à l'aide d'un condensateur C dont la capacitance est négligeable par rapport à  $R_e$ .

Malheureusement, ce système simple conduit souvent à des résultats mauvais. Avec certains tubes on observera, par exemple, des tensions d'écran très différentes de celles que le calcul permet de déterminer.

Dans certains cas, on observera un courant inverse d'écran... L'exa-

men de la figure 122 permet d'interpréter ces anomalies. La pente de la caractéristique d'écran correspond à une résistance négative, si bien qu'à une augmentation de tension correspond une diminution d'intensité de courant. Dans ces conditions, il devient impossible d'appliquer la simple loi d'Ohm.

La seule manière d'obtenir une tension d'écran fixe c'est de rendre cette tension aussi indépendante que possible de l'intensité écran. On arrive à ce résultat en utilisant un montage potentiométrique (fig. 124) dans lequel la consommation du potentiomètre est importante par rapport à la consommation de l'écran. Si, par exemple, l'intensité empruntée par  $R_1 + R_2$  est de 10 mA et que l'intensité écran soit de l'ordre 1 mA il est certain que toute variation de cette dernière n'aura qu'une influence négligeable sur la tension. L'emploi d'un condensateur de découplage est encore obligatoire.

**174. Inconvénients des tubes tétrodes.** — L'allure tourmentée de la caractéristique  $i_p/v_p$  est un inconvénient pour la fixation commode de la tension d'écran (fig. 122). Nous avons déjà signalé que la zone d'utilisation normale était la partie peu inclinée sur l'horizontale qui s'étend à droite du point A.

Dans cet exemple, la tension anodique était de 200 v. Le point A (fig. 120) limite extrême de la partie utile correspond à 160 v. En conséquence, les tensions alternatives maxima amplifiées par le tube ne pourront pas dépasser 50 volts — ce qui, dans l'hypothèse d'une tension sinusoïdale, correspond à une tension efficace de l'ordre de 35 volts.

Or, dans l'amplification des tensions de basse fréquence on peut dépasser très largement ce chiffre.

Tout au moins sous sa forme habituelle, le tube tétrode ne se prête pas à fournir des tensions élevées. Si l'on dépasse le point A la distorsion produite devient considérable.

**175. Interprétation électronique de la caractéristique  $i_p/v_p$ .** — D'après ce que nous avons exposé précédemment il est facile d'expliquer l'allure tourmentée de la caractéristique d'un tube à grille écran.

Les coudes en C et en B sont dus à des émissions d'électrons secondaires (fig. 122). Deux facteurs déterminent le trajet d'un électron : sa vitesse initiale et le champ électrique, qui dépend de la forme des électrodes et de la tension anodique.

Un électron libre se déplace toujours dans le sens des potentiels croissants.

D'autre part, les électrons secondaires sont arrachés du métal de l'anode par le choc des électrons primaires. Les électrons secondaires seront donc d'autant plus nombreux que la vitesse et le nombre des électrons primaires seront plus grands.

Dans la région DC il n'y a pas d'électrons secondaires parce que la tension anodique est très faible et qu'en conséquence, la vitesse des électrons primaires est elle-même relativement faible. Il n'y a donc pas arrachement. Le phénomène commence à se manifester un peu avant C — puis, de plus en plus, dans la région CB.

A mesure que la tension plaque augmente, la violence des impacts d'électrons est plus grande. Il y a donc tendance à une formation plus intense d'électrons secondaires. Mais, en même temps, l'influence attractive de la plaque devient plus grande. Entre la plaque et l'écran, il y a une région d'équilibre dans laquelle un électron au repos serait également sollicité par l'une et l'autre électrode. Suivant que l'équilibre sera rompu dans un sens ou dans l'autre, l'électron s'en va d'un côté ou de l'autre. Pour des tensions égales (voisinage de B sur la courbe) la région d'équilibre est à peu près à égale distance des deux électrodes. Pour une tension plaque plus élevée que la tension écran, cette région se rapproche de l'écran. Pour qu'un électron puisse atteindre l'écran, il faut donc que sa vitesse initiale soit suffisante pour lui permettre d'atteindre au moins la région d'équilibre, sinon il reviendra vers la plaque après s'en être quelque peu éloigné. Cela nous permet de comprendre pourquoi le nombre d'électrons secondaires atteignant l'écran devient de plus en plus faible à partir du point B. En réalité, il y a production d'électrons secondaires en nombre plus élevé, mais leur vitesse, toujours relativement faible, ne leur permet pas de franchir la zone d'équilibre. L'augmentation de tension anodique joue en quelque sorte un rôle sélecteur; seuls les électrons de plus en plus rapides peuvent atteindre l'écran. Enfin, à partir du point A, aucun des électrons ne peut atteindre l'écran.

D'après cela, on peut imaginer que la caractéristique serait représentée par la ligne pointillée CA s'il était possible, non pas de supprimer les émissions d'électrons secondaires, mais d'empêcher que ceux-ci puissent atteindre l'écran.

**176. Tube penthode. Coefficients. Penthode de puissance.** — Le tube penthode diffère du tube tétrode par l'existence d'une cinquième électrode placée entre l'écran et la plaque. Cette troisième grille, appelée *grille d'arrêt*, *grille de freinage* (de l'allemand : *bremsgitter*) ou

*suppresseur* (de l'anglais : suppressor) est normalement reliée à la cathode (fig. 125). Elle constitue une barrière infranchissable pour les électrons secondaires à vitesse faible, mais les électrons primaires la franchissent sans difficulté. Même pour des tensions d'anode inférieures à la tension

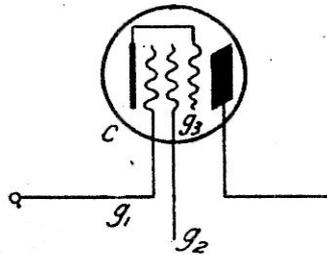


Fig. 125.

d'écran, le tube conserve une résistance intérieure sensiblement constante.

D'autre part, cet écran supplémentaire, disposé entre plaque et écran principal, vient encore diminuer la capacité parasite qui existe entre grille et anode.

Les coefficients principaux d'une penthode destinée à l'amplification de tensions relativement faibles seront par exemple (penthode EF 6) :

$$\begin{aligned} p &= 2 \text{ mA/V} \\ R_i &= 2.500.000 \text{ ohm} \\ \mu &= 5.000 \\ C_{p01} &< 0.003 \text{ } \mu\mu\text{F.} \end{aligned}$$

Pour une tension plaque de 250 volts, une tension d'écran de 100 v et une tension de 0 volt sur grille d'arrêt.

Nous donnons figure 126 et figure 127 les principales caractéristiques du même tube.

On observera que, cette fois, les caractéristiques sont parfaitement régulières et que la région coudée correspond à des tensions de plaque bien inférieures à la tension d'écran. On peut faire fonctionner le tube avec une tension plaque égale, ou même inférieure à la tension d'écran.

Il va sans dire que, pour ce même tube, on pourrait obtenir bien d'autres caractéristiques en agissant, par exemple, sur les tensions appliquées à la grille écran (g<sub>2</sub>) et la grille d'arrêt (g<sub>3</sub>).

La parfaite régularité des caractéristiques (fig. 127) permet d'utiliser les penthodes dans des conditions où les variations instantanées de la tension de plaque sont du même ordre de grandeur que la tension anodique. cela permet l'usage en amplificatrice de puissance.

Toutefois, ainsi que nous l'expliquerons plus loin, il est désirable que la résistance intérieure du tube ne soit pas trop élevée. On a, dans ce

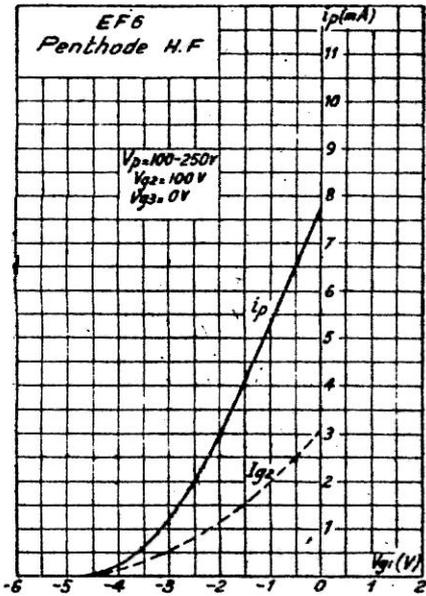


Fig. 126.

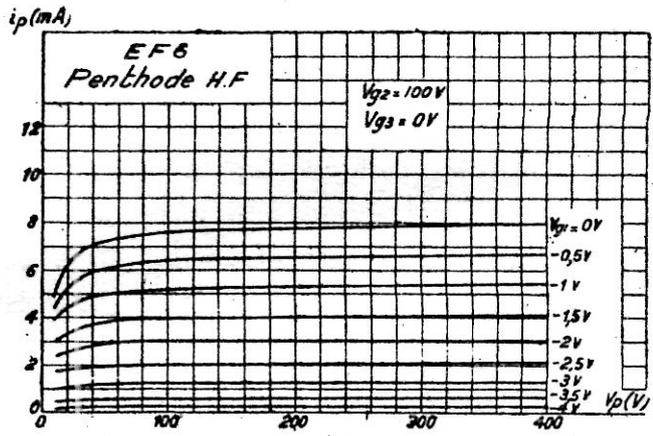


Fig. 127.

cas, intérêt au contraire à la rendre aussi faible que possible. Les courbes

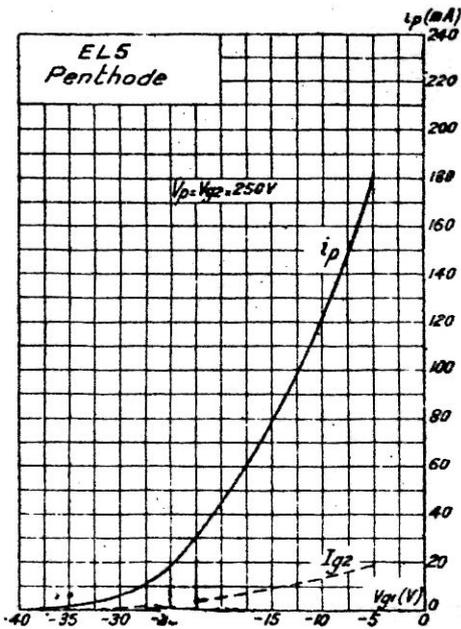


Fig. 128.

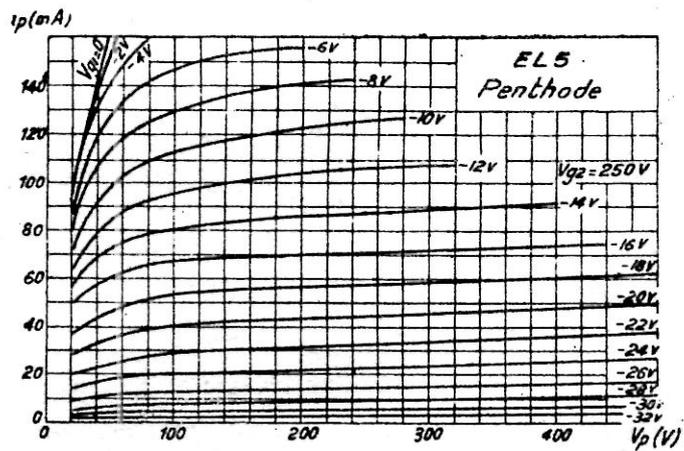


Fig. 129.

figures 128 et 129 correspondant à une penthode de grande puissance (18 watts dissipés), dont la résistance interne est de 33.000 ohms.

**Tubes à distance critique (J. O. Harries) et à concentration électronique (6 L 6). (6 V 6, 25 L 6, etc...). Tubes à rayons dirigés.**

177. **Défauts de la penthode de puissance.** — On peut noter en examinant les caractéristiques figure 129 que la caractéristique  $i_p/v_p$  d'une penthode de puissance se prolonge régulièrement vers la gauche, bien au delà de la tension correspondant à l'écran. Il n'y a donc pas d'effet dynatron et il devient possible d'utiliser le tube avec des tensions anodiques instantanées descendant, par exemple, jusqu'à 50 à 75 volts. Toutefois, il est évident que la distorsion produite est relativement grande. Les caractéristiques ne sont pas droites mais accusent une courbure de grand rayon. Pour des tensions de grille faibles, cette courbure s'amorce pour une tension instantanée voisine de la tension anodique. Le tube de puissance idéal aurait des caractéristiques comme celles de la figure 130. Elles seraient constituées par des droites également

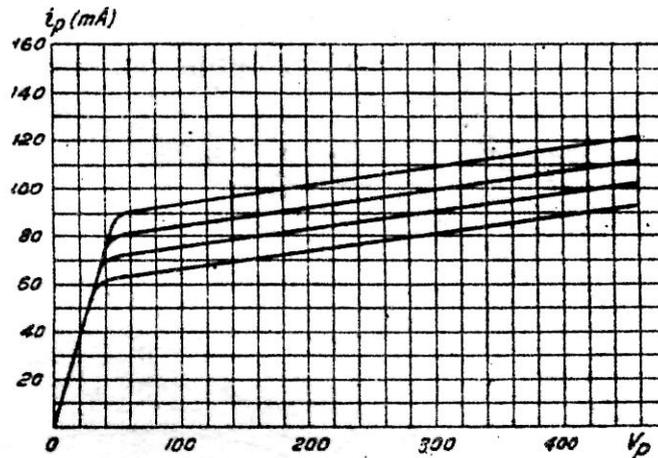


Fig. 130.

espacées qui viendraient brusquement se raccorder à une branche commune.

On a pu démontrer que l'arrondissement progressif des caractéristiques est dû à la grille de suppression. En effet on obtiendrait les caractéristiques de la figure 130, si tous les électrons arrivaient sur la plaque avec la même vitesse.

Imaginons (fig. 131) deux électrons qui quittent la cathode avec la même vitesse et qui arrivent avec la même vitesse au voisinage de la grille de freinage  $g_s$ . L'un d'eux (a) passe au voisinage d'une spire. Il sera évidemment l'objet d'une force répulsive et sa vitesse sera réduite. L'autre, qui passe à égale distance entre deux spires subira un freinage

beaucoup moins important et atteindra la plaque avec une vitesse plus élevée. La réduction de la tension anodique s'exercera davantage sur le premier. Pour une tension limite, le second atteindra la plaque alors que

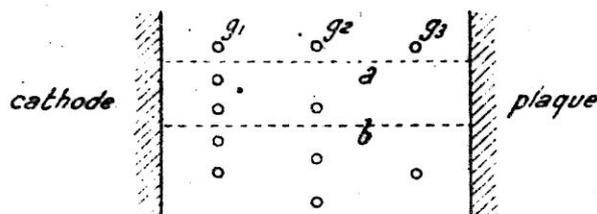


Fig. 131.

le premier ne l'atteindra pas. La grille de suppression a donc bien pour effet d'éliminer certains électrons trop lents et, en conséquence, de donner aux caractéristiques l'aspect coudé signalé figure 129.

Un autre défaut du même ordre est causé par l'attraction de la grille écran. En effet, les électrons lents qui passent au voisinage de cette électrode sont captés et échappent à l'action de l'anode. Ils concourent ainsi à la formation d'un courant grille écran relativement intense et nuisible puisqu'il diminue le rendement de la lampe et augmente son échauffement. Il y a donc intérêt à réduire le plus possible ce courant de grille écran et à utiliser le maximum d'électrons disponibles.

Ces remarques sont à la base d'une évolution nouvelle de la technique qui a déjà porté ses fruits.

**178. Principe des tubes à distance critique.** — Cet inconvénient de la courbure est évidemment moins grave que l'inconvénient de l'effet dynatron. Il a toutefois une importance assez grande pour que des chercheurs se soient ingénies à trouver d'autres solutions que la grille d'arrêt. Parmi celles-ci, on peut citer le tube à *distance critique*, du technicien anglais *J. O. Harries* et le tube à *Beam Power* des américains, mis au point par *O. H. Schade*. Les principes utilisés dans les réalisations sont assez voisins dans les deux cas. Le problème à résoudre était le suivant : empêcher les électrons secondaires, émis par la plaque, de revenir, en arrière, jusqu'à l'écran, sans interposer une électrode de freinage.

Au cours de ses travaux, qui sont antérieurs à ceux de Schade, *J. O. Harries* a été amené à faire les remarques suivantes :

1° Une première solution — évidemment radicale — pourrait consister à empêcher la production de ces électrons qui dépend de la nature et de la texture de la surface anodique. Les recherches faites par Hull dans cette voie (traitement chimique de la surface) ont été encourageantes mais n'ont pas abouti à une solution complète.

2° La seconde solution est d'opposer une barrière aux électrons, secondaires, par un moyen quelconque. Un exemple d'application est le tube penthode sous sa forme normale.

Mais nous savons les inconvénients de cette solution et c'est pourquoi J. O. Harries a cherché dans une autre voie.

Il est certain que les électrons secondaires, peu rapides, auront beaucoup moins de chance d'atteindre l'écran si celui-ci est relativement éloigné de l'anode. Remarquons, en passant, que cet éloignement de l'anode aura encore comme conséquence intéressante une diminution de la capacité parasite.

Quand on éloigne l'anode d'un tube triode de la cathode on observe que toutes choses restant égales, l'intensité anodique décroît comme le carré de l'éloignement. On est donc très vite limité dans cette voie. Mais il n'en est plus de même quand il s'agit d'un tube possédant une électrode accélératrice. Il est alors intéressant de pouvoir déterminer l'influence de la distance entre anode et cathode.

Pour faire commodément cette étude J. O. Harries a été amené à

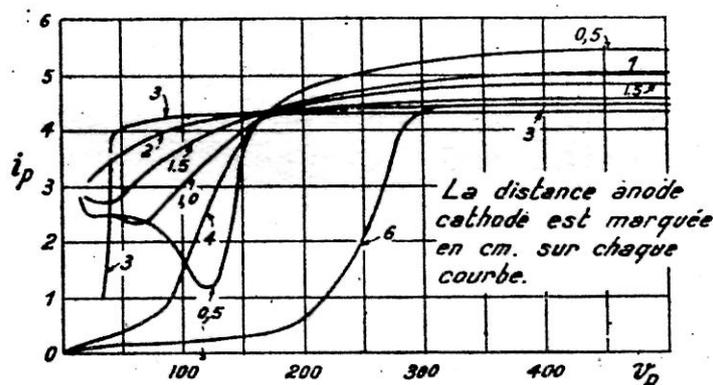


Fig. 132.

construire un tube expérimental dans lequel on pouvait faire varier de l'extérieur la distance cathode-plaque. Ce tube, en principe analogue à un tube tétrode, comportait une cathode, une grille de commande, une électrode accélératrice et l'anode glissante. On relevait la caractéristique pour les différentes distances et on arrivait ainsi aux résultats extrêmement intéressants de la figure 132.

Le chiffre indiqué sur ces courbes donne, en centimètres, la distance cathode-anode.

Ce qui frappe tout d'abord, c'est que, quelle que soit la distance, on arrive dans tous les cas à une intensité maximum du même ordre de grandeur (de l'ordre de 5 mA dans le tube expérimental).

Pour les faibles distances (0,5 — 1 — 1,5 cm.) on observe naturellement

l'effet dynatron, mais celui-ci devient de moins en moins accentué à mesure que la distance augmente. En conséquence, pour de faibles tensions de plaque, inférieures à la tension d'écran (150 v.) l'intensité anodique augmente.

Pour une certaine distance, nommée par J. O. Harries, la *distance critique* (3 cm. dans l'exemple fig. 132), la tension pour laquelle on atteint le courant maximum est extrêmement basse — de l'ordre de 40 volts — et la caractéristique présente le coude brusque qui correspond précisément aux conditions idéales (fig. 130).

Au delà de cette distance, la forme de la courbe devient de moins en moins intéressante. Avec une grande distance (6 cm.) il faut appliquer à l'anode une tension très élevée pour que tous les électrons convergent vers elle.

**179. Nécessité de concentrer les rayons électroniques.** — Les recherches de J. O. Harries et celles de Schade ont montré qu'il était avantageux de *concentrer* les électrons en des jets ou des rayons bien délimités et bien définis. De cette manière, tous les électrons pourront être animés d'une même vitesse.

Dans le tube Harries, aussi bien que dans le tube 6L6 (ou ses semblables) les *rayons électroniques* sont obtenus en donnant à la cathode une forme elliptique ou aplatie et aux deux grilles une forme ovale (fig. 133 — tube

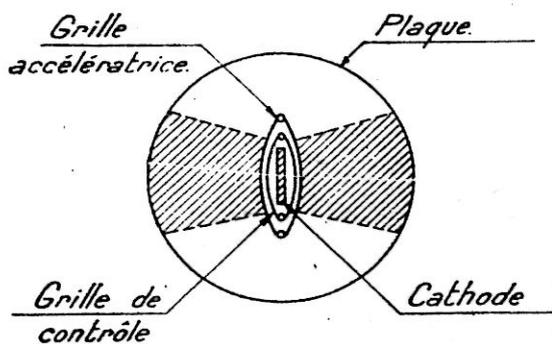


Fig. 133.

Harries). De plus, les spirés des deux grilles sont rigoureusement placées les unes derrière les autres. C'est la raison pour laquelle on désigne assez souvent ces tubes sous le nom de « tubes à grilles alignées ». La grille de commande a un effet répulsif. Elle divise donc le faisceau électronique dans le sens horizontal (fig. 134 — tube 6L6 6V6, 25L6 etc...). Il en résulte que le torrent électronique est écarté de l'écran et que le nombre d'électrons qui atteint l'écran est très faible. Dans les tubes du genre 6L6 il existe deux plaques d'arrêt reliées à la cathode destinées

à délimiter le faisceau électronique et à compléter ainsi l'effet des formes adoptées pour la grille et la cathode.

Des principes analogues sont appliqués dans certains tubes de la série transcontinentale. Les électrons quittent la cathode avec des vitesses très différentes. Mais, dès leur sortie de la cathode, ils sont réunis en faisceaux compacts dirigés dans l'intervalle des grilles écrans. Il faut bien comprendre que la vitesse des électrons dépend, non pas surtout de leur vitesse initiale, mais de la valeur du champ électrique à l'endroit qu'ils occupent. Deux électrons infiniment voisins auront nécessairement des vitesses et des directions égales. En les réunissant en faisceaux et en les dirigeant par l'action électrostatique de grilles, on peut, en grande partie,

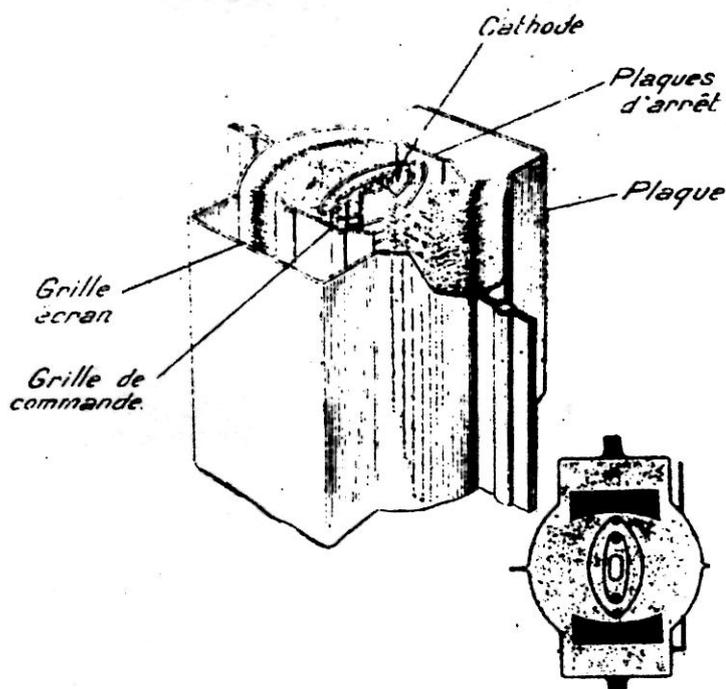


Fig. 134.

leur faire éviter l'obstacle des grilles accélératrices. Les tubes ainsi construits ont un courant de grille écran beaucoup plus faible. D'autre part, il devient possible d'appliquer aux électrodes d'accélération la même tension qu'à l'anode.

Les qualités de ces nouveaux tubes sont particulièrement apparentes en ondes courtes (tube EF8).

**180. Caractéristiques obtenues.** — La différence notable entre une penthode et un tube à distance critique ressort nettement de l'examen des figures 135 et 136.

La première donne les caractéristiques diverses d'un tube Harries (à droite, caractéristique  $i_p/v_p$  et, en pointillé, la caractéristique dynamique).

La seconde donne les caractéristiques d'une penthode de même puissance (type américain 42) et de même résistance de charge.

La caractéristique dynamique de la première est pratiquement droite, quant à celle de la seconde, elle a cette forme en « S » qui est toujours

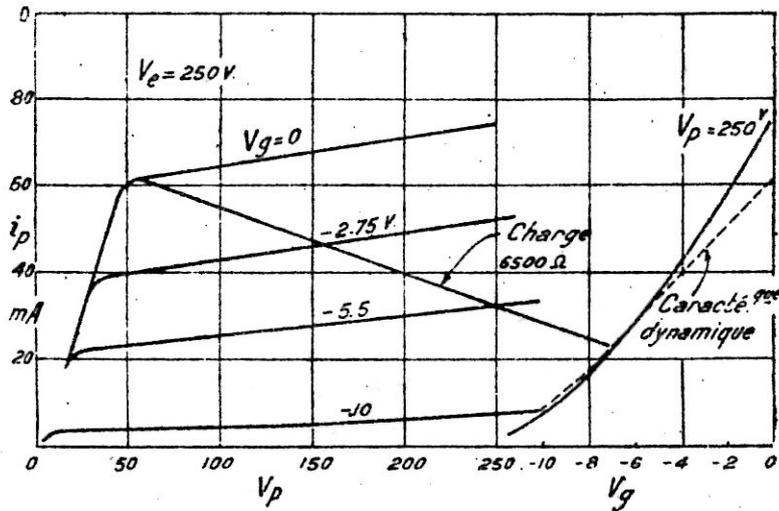


Fig. 135.

celle des penthodes et qui se traduit pratiquement par l'apparition de distorsion. Le tube à concentration électronique a donc, en grande partie,

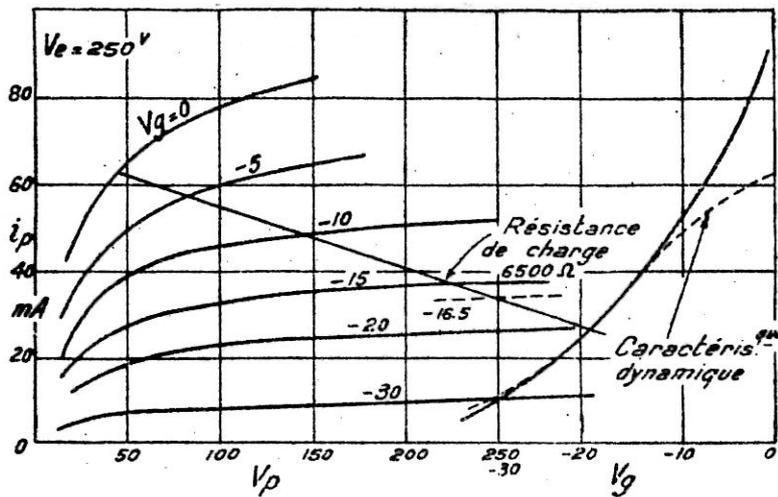


Fig. 136.

les avantages du tube penthode tout en conservant une partie des qualités intéressantes du tube triode.

**181. Caractéristiques dynamiques des tubes à résistance interne élevée. Droite de charge.** — Nous avons étudié précédemment le cas du tube triode. Nous avons montré que la pente de la caractéristique dyna-

mique était donnée par l'expression  $p' = \frac{\mu}{R_i + R_p}$ , dans laquelle  $R_i$  était la résistance interne du tube et  $R_p$  la charge anodique. Cette même expression est d'ailleurs valable dans le cas d'une charge inductive à condition de remplacer  $R_p$  par l'expression de l'impédance  $Z_p$ .

Dans le cas d'un tube à très grande résistance interne : tétrode ou penthode, il est pratiquement impossible de réaliser une impédance de charge qui soit du même ordre de grandeur que la résistance interne du tube. En règle générale,  $R_p$  est nettement inférieure à  $R_i$ . Il en résulte que l'expression citée plus haut se réduit à  $p' = \frac{\mu}{R_i}$  c'est-à-dire que la pente de la caractéristique dynamique est égale à celle de la caractéristique statique. En d'autres termes, les deux courbes sont confondues. Toutefois, cette simplification n'est pas toujours légitime, lorsqu'il s'agit, par exemple, de tubes de puissance ayant une résistance interne inférieure à 30.000 ohms.

Dans le réseau des caractéristiques  $i_p/v_p$  la droite de charge se place exactement comme il a été indiqué plus haut pour les tubes triodes.

**182. Tube à pente variable.** — En pratique, il est intéressant de pouvoir faire varier l'amplification fournie par un tube. En effet, pour obtenir une détection linéaire, il faut transmettre au détecteur des tensions de l'ordre de 1 volt. Mais les tensions recueillies par l'antenne peuvent, suivant la puissance et l'éloignement de la station reçue, varier entre 1 volt (au voisinage d'un émetteur local) et une dizaine de microvolts ( $10^{-5}$  volt). Pour maintenir le niveau constant au détecteur l'amplification doit varier entre 1 et  $10^5$ . Il n'est pas besoin de souligner qu'un tel écart est considérable. On peut cependant obtenir sans difficulté le résultat cherché grâce à l'emploi des tubes tétrode ou penthode à pente variable.

Le gain fourni par un tube à grande résistance interne est proportionnel à la pente du tube. Mais l'inclinaison d'une caractéristique varie depuis zéro jusqu'à son maximum. En effet, la caractéristique part, en général, presque tangentiellement à l'axe des abscisses (fig. 137, courbe I). Un moyen de faire varier l'amplification sera donc de déplacer le point de fonctionnement moyen (point de repos) en appliquant à la lampe une polarisation convenable.

Le tube I figure 137 a sa pente maximum pour une polarisation de 2 volts. Elle est alors de 2 mA/V. L'amplification réalisée avec un circuit d'impédance de 200.000 ohms sera donc de :

$$200.000 \times 0,002 = 400.$$

Mais au point — 4 volts, la pente (inclinaison de la tangente en ce point) n'est plus que de 0,5 m A/V. Avec le même circuit le gain sera donc de :

$$200.000 \times 0,0005 = 100.$$

Le moyen est donc séduisant. Il se heurte cependant à un important obstacle. L'amplification ne sera pas accompagnée de distorsion à condition que la courbure ne soit pas importante dans le segment de courbe utilisé. S'il s'agissait d'amplifier des tensions extrêmement faibles, le procédé pourrait être appliqué. Mais s'il s'agit de tensions de

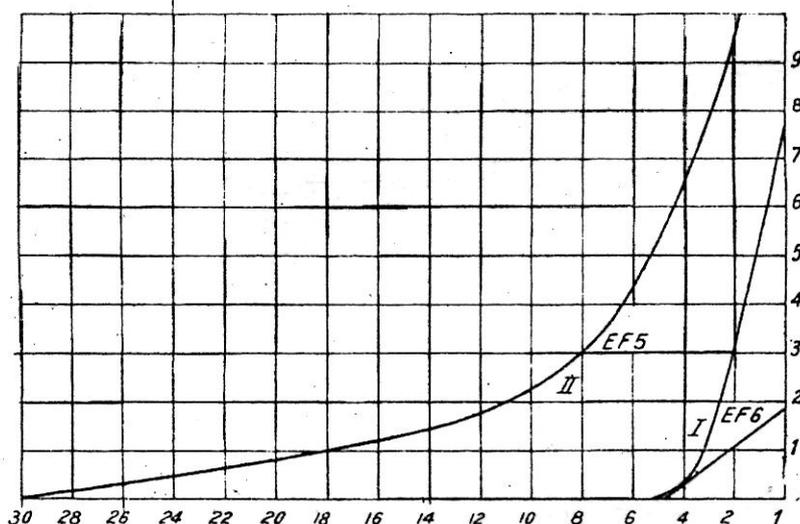


Fig. 137.

l'ordre du volt, il est impossible d'admettre que la courbure est négligeable. Il en résulte alors des déformations importantes que nous étudierons plus loin.

Mais s'il est possible de répartir le changement de direction sur une longueur plus importante, il est évident que la courbure en chaque point sera relativement plus faible. C'est précisément ce qu'on a réalisé avec les tubes à pente variable. Nous avons représenté la caractéristique de l'un d'eux, figure 137 (courbe II).

La différence avec un tube à pente fixe est donc parfaitement nette. On peut, cette fois, admettre que la caractéristique est droite sur des étendues correspondant à plusieurs volts.

Pour obtenir cette forme spéciale de caractéristique on peut avoir recours à différents artifices. On agit, en général, sur le pas des spires de la grille de commande. Une grille à pas serré correspond à un contrôle très efficace du flux électronique. Une faible variation de tension amène une grande variation d'intensité. Au contraire, une grille à pas lâche correspond à un contrôle moins efficace, donc à une pente

moins importante. Il ne faudrait pas, d'ailleurs, pousser ces conclusions jusqu'aux extrêmes.

L'effet « pente variable » sera donc obtenu en disposant la lampe de telle sorte que le contrôle de la grille sur le flux électronique ne soit pas constant, ou, en d'autres termes, que les différents éléments de la grille n'aient pas une action également efficace. Beaucoup de moyens peuvent être utilisés pour arriver à ce résultat. Un des plus répandus est d'utiliser une grille dont le pas n'est pas régulier. La grille de commande aura, par exemple, la forme de la figure 138a. Le pas de la grille

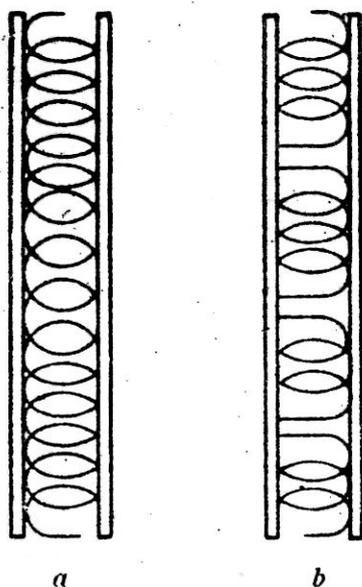


Fig. 138.

est serré aux deux extrémités et, au contraire, beaucoup plus lâche au centre. On peut aussi (fig. 138b) utiliser une grille à pas régulier, mais comportant quelques coupures, régulièrement espacées. D'autres moyens pourront consister à utiliser une grille à section spéciale, à diamètre irrégulier, ou une cathode non cylindrique, etc... etc...

La forme de la caractéristique dépend naturellement de la forme de la grille. Il faut remarquer que cette forme n'est pas indifférente. Il ne s'agit pas seulement d'obtenir une caractéristique qui se prolonge vers la gauche, il faut encore que la variation de forme suive certaines lois que nous étudierons dans le chapitre spécialement consacré à l'étude de l'amplification des courants de haute fréquence.

Mais on peut aussi faire varier la pente d'un tube en agissant, non seulement sur la grille de commande, mais sur une électrode auxiliaire qui est, par exemple, la grille écran. Dans un tube penthode il existe une tension de grille écran qui permet d'obtenir une inclinaison maximum.

Imaginons le montage figure 139a. Le tube utilisé est une penthode dont les caractéristiques seraient normalement droites, tout au moins dans la partie utile. La tension de grille écran est fixée par une résistance en série avec la tension anodique.

Si la résistance est de 100.000 ohms, l'intensité grille écran de

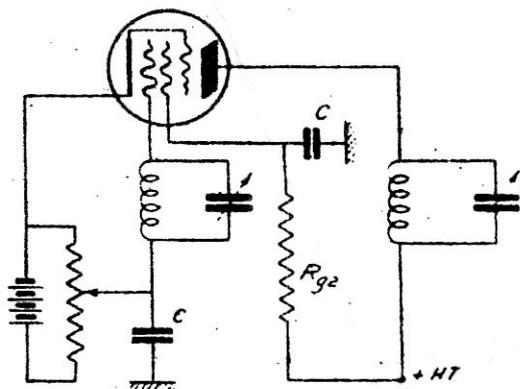


Fig. 139a.

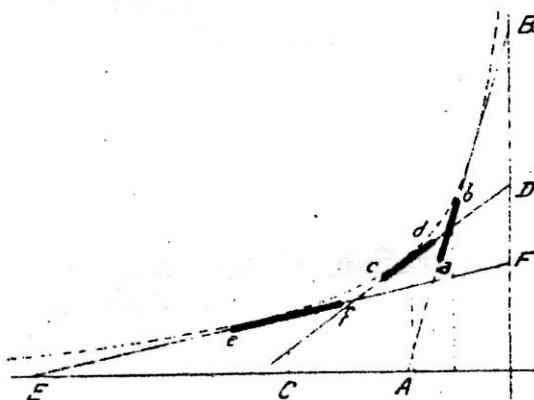


Fig. 139b.

1,5 mA et la tension anodique de 250 volts, nous obtiendrons une tension grille écran de  $250 - (100.000 \times 0,0015)$  ou 100 volts. La caractéristique correspondante sera la droite AB (fig. 139b)

Si nous appliquons maintenant une polarisation plus grande sur la lampe, l'intensité de grille écran diminue ; elle sera par exemple de 1 mA. A ce moment, la tension de grille écran sera de  $250 - (100.000 \times 0,001)$  ou 150 volts : il en résultera une autre caractéristique droite moins inclinée. Le point de repos décrira donc la courbe pointillée, mais pour chaque valeur de polarisation le point de fonctionnement est un segment de droite. (Nouveau tube EF9 dit : à caractéristique basculante).

**183. Tubes bigrilles.** — Avant l'invention des tubes à grille écran, on utilisait parfois des tubes à deux grilles ou tubes bigrilles. L'agencement

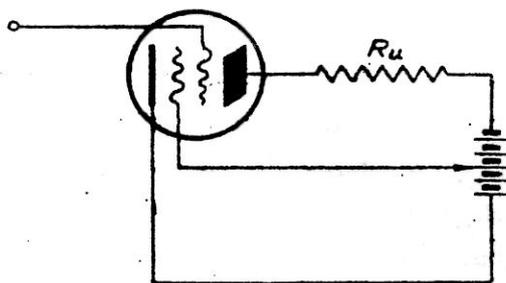


Fig. 140.

schématique des électrodes est le même que dans le tube à grille écran. Toutefois, le rôle des deux électrodes intermédiaires est inversé. La

première grille, en partant de la cathode, est portée à une tension positive (fig. 140). C'est donc une électrode accélératrice, nommée souvent : grille de champ dont la présence vient neutraliser la charge d'espace qui environne la cathode. La seconde électrode est la grille de commande. Tout se passe comme si les électrons étaient issus de la première grille. Mais ils quittent cette cathode fictive avec une vitesse initiale qui est déjà considérable. Il suffit alors d'appliquer à l'anode une tension positive très faible pour assurer le fonctionnement.

Les tubes bigrilles ne sont plus guère utilisés à l'heure actuelle que pour certains montages très spéciaux.

**184. Tubes hexodes. Heptodes. Octodes, etc.** — Enfin, dans des buts que nous étudierons par la suite, on a été amené à créer des tubes spéciaux qui comportent des électrodes encore plus nombreuses.

Ainsi, par exemple, un tube hexode comporte une cathode, quatre grilles et une anode. Parmi les grilles certaines peuvent être :

- grille de commande principale : (recevant les tensions à amplifier)
- grille de commande auxiliaire : (recevant une tension commandant le gain du tube)
- grille accélératrice ou grille écran : (portée à une tension positive)
- grille d'arrêt ou grille de freinage : (portée à une tension nulle ou négative).

Certains tubes, comme les tubes tétrode et heptode, ont été créés pour opérer le changement de fréquence. On peut les considérer comme la juxtaposition d'un tube triode (oscillateur) et d'un tube modulateur tétrode (dans l'heptode) ou penthode (dans l'octode).

**185. Tubes combinés.** — On peut aussi réunir dans la même ampoule les éléments de plusieurs tubes complètement ou partiellement indépendants. Parfois, seule la cathode est commune, parfois c'est la cathode et une autre électrode.

Le nom choisi pour désigner le tube indique généralement la disposition des électrodes.

Ainsi, par exemple, on pourra réaliser un changeur de fréquence en utilisant un tube *triode-hexode* ou *triode-penthode*.

D'autres tubes comportent les éléments d'un ou deux diodes détecteurs et d'un tube amplificateur. Ce seront, par exemple, les tubes *duo-diode-triode*, *duo-diode-penthode*, etc...

## CHAPITRE XI

### Redressement des courants alternatifs.

**186. Généralités.** — Pour pouvoir analyser certaines particularités ou anomalies de fonctionnement des redresseurs, il importe de bien comprendre le mécanisme du redressement.

Le schéma de principe, dans le cas du redressement d'une seule alternance, peut se ramener à la figure 141.

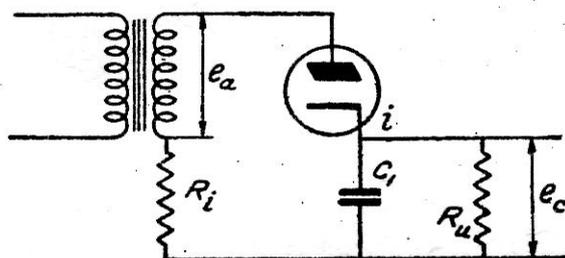


Fig. 141.

On transmet au redresseur une tension alternative  $e_a = E_{\max} \sin \omega t$  et l'on recueille une tension continue  $e_c$  aux bornes de la résistance d'utilisation  $R_u$  qui est traversée par l'intensité instantanée  $i$ .

La résistance  $R_i$  correspond à la résistance de l'enroulement secondaire du transformateur et à celle de la valve, dans les instants où elle est conductrice.

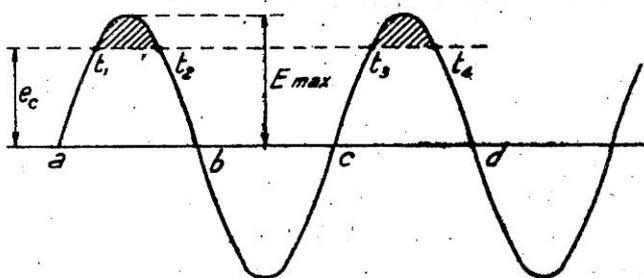


Fig. 142.

Essayons maintenant de comprendre le rôle de ces différents éléments. Dans ce but, traçons la courbe sinusoïde qui représente la tension alternative en fonction du temps (fig 142).

On a coutume de raisonner ainsi : grâce à l'action rectifiante du diode, le courant ne peut passer que dans un seul sens. Il circule pendant la demi-période  $ab$ , puis cesse de circuler de  $b$  en  $c$  pour reprendre de  $c$  en  $d$ .

Or, les faits ne se passent nullement ainsi. C'est ce que nous allons nous efforcer de montrer.

Imaginons, d'abord, que la résistance d'utilisation soit infiniment grande. Dans ces conditions, il est évident que le condensateur  $C_1$  se charge à la tension maximum  $E_{\max}$  et que la valve ne fournit plus aucun courant dès que cette condition est remplie. En effet, la *décharge* du condensateur supposerait le passage des électrons dans le sens plaque-cathode ; ce qui est impossible. Ainsi, à l'aide d'un secteur alternatif à 110 volts efficaces nous obtiendrons une tension redressée de  $110 \times \sqrt{2}$  ou environ 155 volts.

Supposons, maintenant, que nous empruntions un courant au redresseur ; c'est-à-dire que  $R_u$  ait une valeur finie. Le courant redressé circule alors dans  $R_u$  d'une manière continue, c'est-à-dire, même pendant les instants où la valve n'est pas conductrice. Pendant ces intervalles, il est évident que la tension aux bornes du condensateur diminue ; puis elle croit, de nouveau, pendant la période conductrice. En d'autres termes, il y a une ondulation aux bornes de  $C_1$ .

Mais, pour qu'il y ait *charge* du condensateur, il faut que la tension qu'on lui fournit soit supérieure à la tension existant entre ses armatures.

Si nous traçons l'horizontale correspondant à  $e_c$ , nous observons que la valve ne débite en réalité de courant que dans les intervalles comme  $t_1 - t_2$  et comme  $t_3 - t_4$ .

On saisit donc bien le rôle du condensateur. En l'absence de condensateur, la valve débiterait pendant les intervalles  $a - b$  et  $c - d$  c'est-à-dire pendant la moitié du temps, et, dans ce cas, la tension aux bornes ne serait plus  $e_c$ , mais la *tension moyenne* qui est égale à

$$\frac{E_{\max}}{\pi}$$

A mesure qu'augmente la grandeur du condensateur  $C_1$ , la tension redressée  $e_c$  augmente, elle aussi. Elle atteindrait la valeur limite  $E_{\max}$  pour un condensateur  $C_1$ , de grandeur infiniment grande, puisque dans ce dernier cas, il n'y aurait aucune variation de tension pendant l'utilisation. Mais on conçoit facilement que le même résultat puisse être obtenu en augmentant  $R_u$ . La condition :  $R_u$  *infiniment grand* équivaut à la condition  $C_1$ , *infiniment grand* puisque dans les deux cas, il n'y a pas décharge du condensateur dans les intervalles comme  $t_2 - t_3$ .

Il est donc facile d'expliquer pourquoi la valeur de la tension redressée augmente quand  $C_1$  augmente, ou quand on exige une plus petite intensité de courant redressé. Cette variation est considérable puisqu'elle est égale, précisément, à  $\pi$ . Ainsi, en partant de 110 volts alternatifs, on obtiendrait une tension redressée de 50 volts environ sans condensateur et de 155 volts avec un condensateur infiniment grand.

**187. Puissance instantanée fournie par la valve.** — Mais le passage d'un courant continu dans une résistance  $R_u$  correspondant à une puissance électrique qui est précisément  $\frac{e_c^2}{R_u}$ , il faut nécessairement que cette puissance passe par la valve. Or, nous avons appris, dans le précédent paragraphe, que la durée de son travail pouvait être extrêmement brève. Elle est d'autant plus brève que le condensateur  $C_1$  est plus grand, car, dans ce cas, l'horizontale  $e_c$  occupe une situation plus élevée et les intervalles comme  $t_1 - t_2$  se resserrent de plus en plus.

Prenons l'exemple de la figure 142. Admettons que la puissance redressée soit de 30 watts. Il s'agit là d'une puissance moyenne. Mais il est certain que la puissance instantanée, pendant l'intervalle  $t_1 - t_2$ , sera quatre fois plus élevée puisque  $t_1 - t_2$ , représente à peu près, dans la figure 142, le quart d'une période. Elle atteindra donc 120 watts.

Or un régime instantané élevé peut infliger une fatigue excessive à la valve et en limiter considérablement la durée. C'est la raison pour laquelle les constructeurs de tubes indiquent, en général, la valeur maximum de capacité d'entrée du filtre, valeur qui peut, d'ailleurs, varier avec la tension appliquée.

L'intensité instantanée fournie par la valve dépend non seulement de  $C_1$ , mais encore de  $R_i$ . Cette dernière constante agit comme un limiteur d'intensité puisque, même en court-circuit, l'intensité limite est  $\frac{E_{\max}}{R_i}$ . C'est aussi pourquoi la valeur minimum de  $R_i$  est normalement fixée par le constructeur du tube et que cette valeur dépend de la tension redressée.

**188. Ondulation du courant redressé (fig. 143).** — Nous pouvons, maintenant, tenter de serrer les choses d'encore plus près.

Par nécessité, la capacité  $C_1$  a une valeur finie. Aussi est-il certain que la tension aux bornes baisse pendant l'intervalle qui sépare deux charges successives. De même, la tension aux bornes ne monte pas

instantanément jusqu'à la tension maximum, puisqu'il y a la résistance  $R_i$  en circuit. Reprenons la sinusoïde représentant la tension et la ligne pointillée correspondant à la tension moyenne (fig. 143).

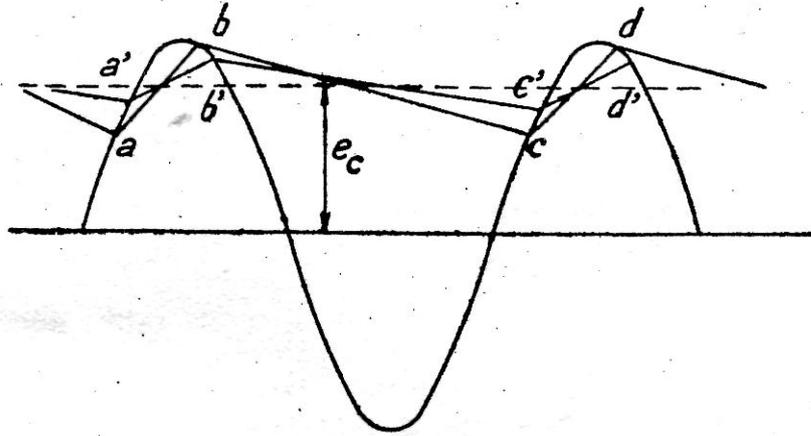


Fig. 143.

La charge du condensateur  $C_1$  commencera avant que la tension instantanée ne corresponde à la tension moyenne, soit, par exemple, au point  $a$ . La tension augmentera jusqu'au point  $b$ , d'une manière rapide, mais cependant non instantanée. Puis, au point  $b$ , la tension du condensateur étant égale à celle de la source, il y a arrêt du courant électronique et le condensateur commence sa décharge de  $b$  en  $c$  jusqu'à la période suivante. Le même phénomène recommencera à partir du point  $c$ , jusqu'en  $d$ .

Ainsi, la tension instantanée fournie par le redresseur est, en première approximation, la ligne brisée  $a, b, c, d$ .

Remarquons que cette ondulation dépend :

- a) de la résistance  $R_i$  qui commande la pente de la partie  $ab$ ;
- b) de la valeur de  $C_1$ . Plus  $C_1$  sera grand et plus les parties comme  $bc$  se rapprocheront de l'horizontale;
- c) de l'intensité empruntée au redresseur ou, si l'on veut de  $R_u$ . Plus cette intensité sera faible et moins  $bc$  sera incliné.

En prenant  $C_1$  plus grand ou ce qui revient au même en augmentant la résistance d'utilisation  $R_u$  on obtiendrait par exemple la courbe  $a' b' c' d'$  dont l'ondulation est moins grande.

**189. Auto-régulation. Forme de l'ondulation.** — Le même schéma nous montre que la tension moyenne, pour une même valeur de  $C_1$ , dépend de l'intensité de courant  $i$ . En effet, si nous augmentons  $i$  la décharge du condensateur sera plus rapide et l'inclinaison du segment

On peut admettre que, dans le cas où les fuites magnétiques du transformateur sont négligeables, la résistance effective du transformateur peut s'exprimer par :

$$R_t = R_s + n^2 R_p$$

$R_s$  = résistance ohmique du secondaire  
 $R_p$  = — — — — — primaire  
 $n$  = rapport de transformation.

**193. Signification de la constante  $R_s$ .** — La résistance de la valve est difficile à définir puisqu'elle varie au cours du fonctionnement. Toutefois, dans un cas général comme celui de la figure 144, le fonctionnement est limité aux surfaces hachurées et, dans ces conditions, on peut considérer que la résistance est sensiblement constante.

Mais, puisque la valve possède une certaine résistance intérieure et qu'elle est traversée par une certaine intensité de courant, on peut prévoir qu'elle est le siège d'une certaine dissipation de puissance sous forme de chaleur.

Toutefois, cette notion de résistance intérieure présente d'importantes différences avec la notion de résistance ohmique. On pourrait comparer cette dernière à un *frottement*, ou une viscosité s'opposant aux libres mouvements des électrons. Dans le cas présent, les électrons font leur voyage dans le vide. Toutefois, l'énergie cinétique qu'ils possèdent ( $\frac{1}{2} mv^2$ ) est brusquement absorbée par l'anode du tube diode. L'électron est comme une balle de fusil qui s'écrase contre une cible. L'expérience montre que la balle est brûlante parce que l'énergie cinétique qu'elle avait emmagasinée a été brusquement transformée en chaleur. De même que cette énergie apparaît sur la cible, de même l'énergie cinétique des électrons apparaît sur la plaque du diode. C'est celle-ci qui s'échauffe.

**194. Surcharge des valves.** — Pour certains régimes élevés on peut observer que les plaques rougissent. Il peut même y avoir fusion de l'électrode. Il va sans dire que, dans ces conditions, le fonctionnement est dangereux pour le tube et réduit considérablement sa durée. La cathode est soumise, en effet, à un régime de surcharge anormal. On observe, à sa surface, des zones plus brillantes où l'on voit s'allumer comme des arcs en miniature. En ces points, il y a destruction de la matière active. D'autre part, le rougissement des plaques entraîne l'expulsion des molécules gazeuses primitivement occluses dans le métal.

Ces molécules, soumises au bombardement électronique, ne tardent pas à s'ioniser et, violemment repoussées par la plaque positive, se précipitent sur la cathode. Ce bombardement est encore une cause de destruction.

On améliore le refroidissement de l'anode en utilisant, pour sa construction, des métaux dont la surface est noire et, même, dans certains cas, des anodes de graphite. Le refroidissement est également favorisé par une ampoule en verre clair.

**195. Montages doubleurs de tension.** — En utilisant deux valves séparées on peut, ainsi qu'il a été remarqué dans le tome I<sup>1</sup>, combiner des montages dits « *doubleurs de tension* ». On peut aussi, ce qui revient au même, employer une seule valve comportant deux cathodes et deux anodes électriquement indépendantes.

Les montages doubleurs de tension sont particulièrement intéressants dans les récepteurs n'utilisant pas de transformateur. Ils permettent d'obtenir, par exemple, une tension continue de 200 volts en partant d'un secteur alternatif à 110 volts.

Il convient de dire que ces montages sont, toutefois, d'un intérêt assez limité.

A titre documentaire, nous indiquons (fig. 145 et fig. 146) des montages doubleurs de tension utilisant des principes quelque peu différents.

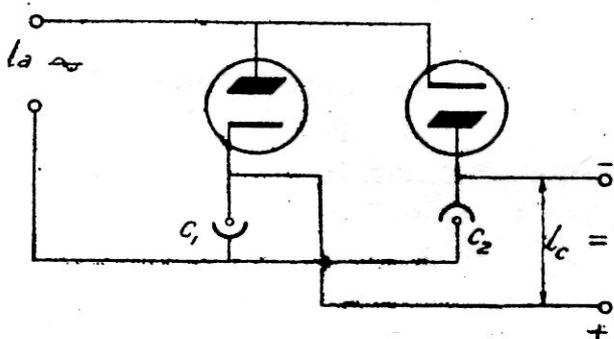


Fig. 145.

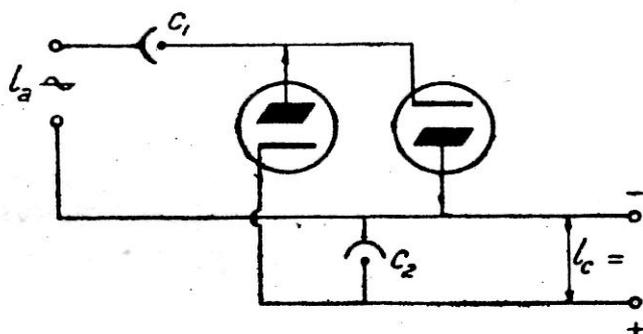


Fig. 146.

La grandeur de la tension redressée dépend dans une large mesure de la grandeur de  $C_1$  et  $C_2$ .

**196. Constantes de fonctionnement d'une valve.** — Les constantes principales de fonctionnement sont :

a) tension et intensité de chauffage de la cathode et, dans le cas des

1. N° 213, page 239.

valves à chauffage indirect : tension maximum entre cathode et filament.

b) intensité maximum redressée.

c) tension maximum entre anode et cathode.

a) *Tension de chauffage.* — Il importe de respecter scrupuleusement les indications données par le constructeur. Une tension insuffisante et, par conséquent, une température trop basse de la cathode a pour résultat une augmentation de la résistance intérieure et, par conséquent, de l'échauffement.

Lorsque la cathode est insuffisamment chauffée on observe le phénomène déjà signalé plus haut : l'émission électronique est localisée dans certaines zones de la surface.

Une tension de chauffage exagérée est peut-être moins nuisible qu'une tension insuffisante.

Pour certains types de valve on indique que la tension entre filament et cathode doit être nulle. Il faut entendre par là qu'il est indispensable de relier une des extrémités du filament à la cathode. Faute de cette précaution, la tension du filament peut être très différente de celle de la cathode. Comme l'isolement cathode-filament n'est jamais considérable à chaud, des courants parasites peuvent se produire et amener une mort rapide de la valve. Dans certains types de valves américaines, cette liaison est faite dans le tube lui-même.

b) L'intensité maximum redressée exprime généralement le courant moyen. Mais, en toute exactitude, on doit aussi tenir compte de l'intensité instantanée. C'est pour cette raison que certains constructeurs indiquent : résistance minimum du transformateur et capacité maximum de l'entrée du filtre.

c) La tension maximum entre anode et cathode peut, dans une certaine mesure, dépendre de l'intensité redressée et, surtout, de la capacité d'entrée  $C_1$ . Dans les cas où la capacité d'entrée est nulle on peut admettre une tension beaucoup plus importante. Ainsi le tube américain 80 peut supporter 500 volts efficaces par plaque lorsque  $C_1 = 0$ . Il est dangereux de lui appliquer plus de 350 volts avec un condensateur d'entrée de 4 MF.

Les constructeurs indiquent souvent aussi *la tension inverse de pointe maximum* que peut supporter le tube. Il faut remarquer en effet que, pendant les alternances négatives, aucun courant ne traverse le tube mais que la tension appliquée entre anode et cathode est égale à la tension maximum alternative à laquelle il faut ajouter la tension moyenne redressée et la tension d'ondulation maximum. C'est cette valeur qui est *la tension inverse de pointe*.

197. **Courbes caractéristiques.** — Les courbes caractéristiques les plus intéressantes sont celles qui fournissent, par exemple, la tension utile en fonction de la tension appliquée et de l'intensité exigée.

Nous donnons, par exemple, les deux familles de courbes correspondant à un tube américain 80 utilisé avec :

A : condensateur d'entrée de 4 M. F. (fig. 147).

B : sans condensateur d'entrée (Bobine de 20 Henrys) (fig. 148).

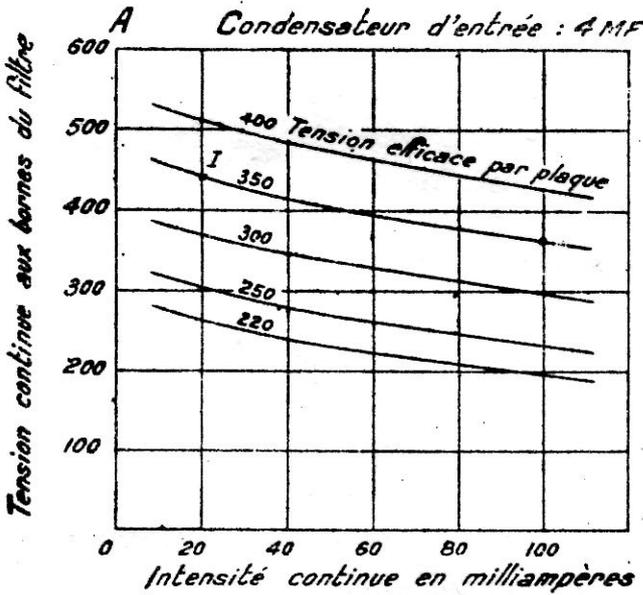


Fig. 147.

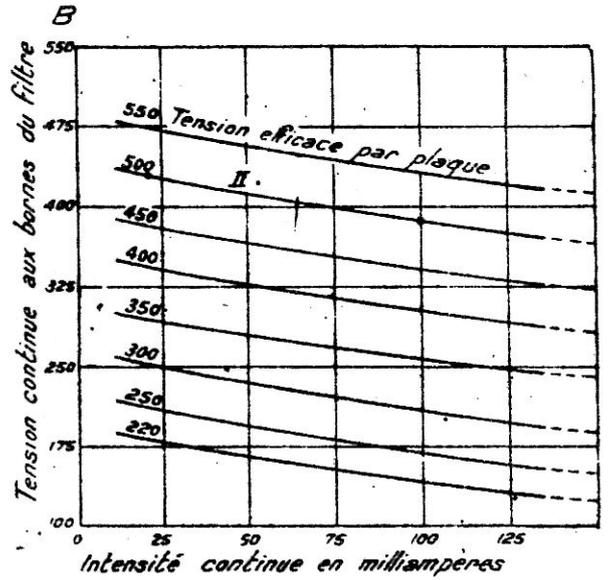


Fig. 148.

On voit que, dans ce dernier cas, la régulation est nettement meilleure. En effet, quand l'intensité (courbe I) passe de 20 à 100 mA, la tension passe de 440 à 360 volts.

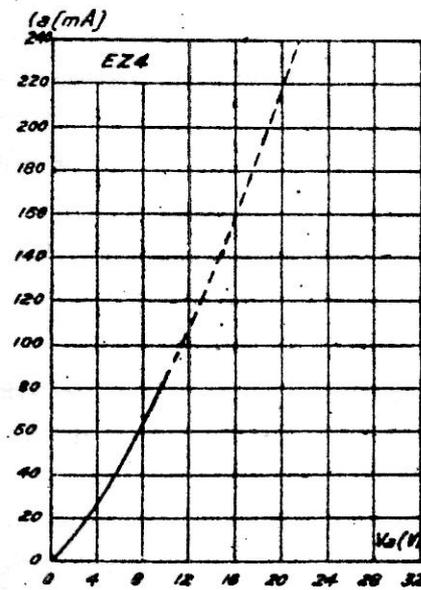


Fig. 149.

Dans le second cas (courbe II), pour la même variation de débit, la tension ne baisse que de 440 à environ 382 volts.

Il est souvent intéressant de connaître aussi la variation d'intensité en fonction de la tension appliquée. C'est en quelque sorte, la variation de résistance interne en fonction de la charge. Nous donnons cette courbe (fig. 149) pour un tube EZ4.

## APPENDICE DU CHAPITRE XI

### I

#### MONTAGES DOUBLEURS DE TENSION

##### a. Fonctionnement.

1° *Montage Latour* (fig. 145). Chaque condensateur se charge alternativement à travers la valve correspondante,  $l_c$  représente la somme des tensions continues existant aux bornes de  $C_1$  et  $C_2$ . La tension d'ondulation a une fréquence double de la tension d'alimentation.

2° *Montage fig. 146*. Pendant une alternance le condensateur  $C_1$  se charge à travers la valve de gauche. Pendant l'alternance suivante le condensateur  $C_2$  est chargé à travers l'autre valve et la tension appliquée à cette dernière est égale à la somme des tensions du secteur et de la tension aux bornes de  $C_1$ . La tension d'ondulation a la même fréquence que la tension d'alimentation.

Pratiquement, le montage Latour donne une tension plus élevée pour une même valeur des condensateurs.

##### b. Utilisation.

L'emploi de ces montages peut être envisagé lorsque la tension d'alimentation est faible. Tel serait, en principe, le cas des amplificateurs ou récepteurs sans transformateurs. Mais on exige généralement que ces montages soient *Tous courants* c'est-à-dire puissent fonctionner indifféremment sur continu et sur alternatif. Dans le premier cas, il est évident que la tension ne peut pas être doublé. Il faut donc prévoir un dispositif spécial de commutation pour l'emploi en courant continu. Cela enlève beaucoup d'intérêt à ces montages et cela explique pourquoi ils sont rarement utilisés.

Le montage figure 146 peut être utilisé en tripleur, quadrupleur (etc.) de tension, en ajoutant une valve et un condensateur. Il est employé dans les générateurs de très haute tension et permet, dans ce cas, de réaliser une importante économie dans l'achat du transformateur d'alimentation.

## CHAPITRE XII

### **Amplification en basse fréquence et de puissance. Contre-réaction.**

**198. Généralités. Amplification en tension et en puissance.** — Les tensions fournies par un détecteur, par un microphone, par un pick up sont en général beaucoup trop faibles pour être utilisées directement. Dans la majorité des cas, on voudra obtenir une audition en haut-parleur. Il est donc nécessaire d'amplifier les tensions dont on dispose.

Le problème de l'amplification peut se poser de deux manières nettement différentes.

a) On peut vouloir trouver le maximum de tension aux bornes de l'impédance d'utilisation. En d'autres termes, on veut que le *gain* ou *amplification* soit aussi élevé que possible. On dira alors qu'il s'agit d'*amplification en tension*.

b) On peut aussi désirer trouver *le maximum de puissance électrique* dans le circuit anodique du tube. Il s'agira dans ce cas d'*amplification de puissance*.

Dans le premier cas on désirera obtenir le plus grand nombre de *volts* possible. Dans le second cas, ce sont des *watts* qu'on désirera obtenir. Par la suite, nous verrons que les conditions à réaliser ne sont plus du tout les mêmes. Quand il s'agit d'amplification de puissance, la notion de *gain* perd beaucoup de son importance. Bien mieux, certains tubes de puissance peuvent n'avoir qu'un gain négligeable ou même un gain plus petit que un sans cesser, pour cela, d'avoir leur intérêt.

D'une manière générale un amplificateur à basse fréquence comporte un ou plusieurs étages dits de « *préamplification* » qui sont des étages d'amplification en tension. Il se termine par un étage de *sortie* ou de *puissance*, ou encore *étage final* qui est destiné à fournir de la puissance électrique. Dans certains cas, et, en particulier, dans les amplificateurs de très grande puissance, il existe, entre les deux catégories, des *étages*

d'attaque (*driver* (conducteurs), disent les anglo-saxons) qui tiennent à la fois aux deux catégories.

Nous étudierons d'abord le cas de l'amplification en tension.

**199. Problème de l'amplification à basse fréquence en tension.** — En général, il s'agit d'amplifier des courants téléphoniques, c'est-à-dire dont les fréquences composantes peuvent s'échelonner entre quelques périodes par secondes et 10 à 15.000 périodes. Il faut donc réaliser une amplification apériodique. On est ainsi amené à n'utiliser dans l'amplificateur que des éléments se comportant de la même manière pour toutes les fréquences comprises dans la bande considérée.

L'élément le plus simple est la résistance. Nous avons tracé figure 150

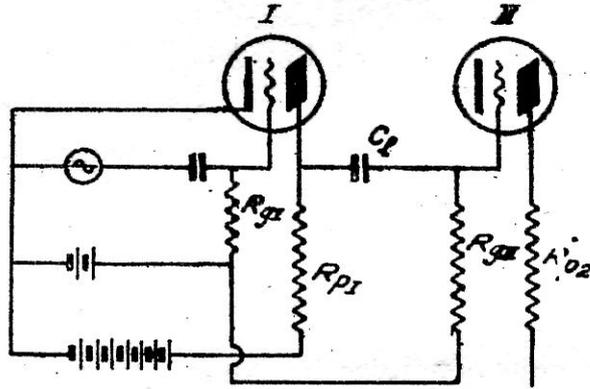


Fig. 150.

le schéma d'un étage d'amplification (I) en tension. Mais nous avons aussi ajouté le schéma de l'étage suivant. Ce serait une erreur de considérer exclusivement l'étage I. Nous avons, en effet, montré qu'il fallait admettre que la résistance  $R_{pI}$  était shuntée par un condensateur  $C_{gp}$  fictif dû à l'action de la charge de plaque  $R_{pI}$ , à travers la capacité existant entre grille et plaque du tube.

D'autre part, il faut transmettre les tensions amplifiées au tube suivant.

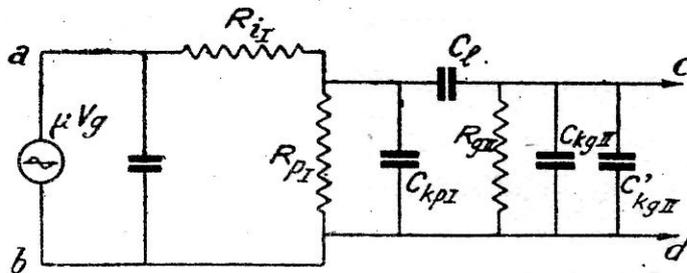


Fig. 151.

Dans ce but, on utilisera un condensateur de liaison  $C_c$  dont le rôle est de laisser passer les composantes variables en évitant que la tension anodique

continue soit transmise au tube suivant. La tension moyenne de la grille suivante est fixée à l'aide d'une résistance  $R_{pII}$ . Mais il est évident qu'on doit également considérer que celle-ci est shuntée par un condensateur dû à l'influence de la charge anodique du tube II. Nous pouvons en définitive ramener le schéma de la figure 150 à celui de la figure 151.

Sous cette forme, il nous apparaît immédiatement que l'étage d'amplification à résistance ne peut plus être considéré comme exactement apériodique. Le gain ne peut plus être rigoureusement constant pour toutes les fréquences.

**200. Variation du gain avec la fréquence.** — 1° *Fréquences élevées.* — Tous les condensateurs en parallèle, comme  $C_{kpI}$ ,  $C_{kgII}$ ,  $C_{k,II}$ , ont une impédance d'autant plus faible que la fréquence sera plus élevée. Nous rappelons en effet que l'impédance d'un condensateur  $C$  est  $\frac{1}{C\omega}$  ou  $\frac{1}{2\pi fC}$ ,  $f$  étant la fréquence.

La charge vraie n'est plus  $R_{pI}$  mais l'impédance résultante de :

$$\left. \begin{array}{l} R_{pI} \\ R_{pII} \\ C_x \end{array} \right\} \text{ constantes, en parallèle avec :}$$

qui est égal à la somme des capacités.

Nous devons donc nous attendre à une atténuation des fréquences les plus élevées. Cette atténuation sera d'autant moins importante que  $R_{pI}$  sera plus différente de l'impédance  $C_x$ . Dans ces conditions nous aurons évidemment intérêt à choisir une résistance de plaque aussi faible que possible.

Par contre, en diminuant la résistance de plaque, nous diminuons le gain.

Une autre considération nous conduit aussi à une réduction du gain. Nous avons en effet indiqué plus haut que :

$$C'_{kg} = C_{kg} (1 + A), \text{ expression dans laquelle } A \text{ représente le gain.}$$

2° *Fréquences basses.* — Les capacités en parallèle auront une influence négligeable sur l'amplification aux fréquences les plus basses. Par contre, la capacité de liaison  $C_l$  pourra intervenir. Son impédance  $\frac{1}{2\pi fC_l}$  était négligeable aux fréquences élevées, mais il n'en est plus de même aux fréquences basses. On peut ramener, dans ces conditions, le système au croquis figure 152.

Il s'agit de recueillir en  $cd$  la totalité de la tension introduite en  $a, b$ . La condition évidente c'est que  $R_{pII}$  demeure dans tous les cas, très

grande par rapport à  $\frac{1}{2\pi C_l f}$ .

Ainsi donc, pour obtenir une bonne transmission des fréquences basses, il est nécessaire que la résistance de grille du tube suivant soit aussi élevée

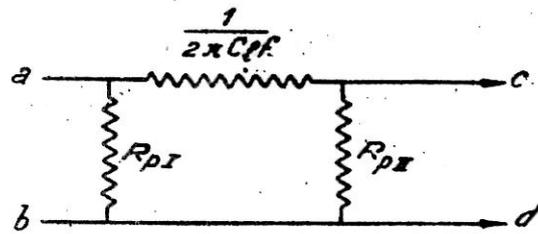


Fig. 152.

que possible et que le condensateur de liaison soit aussi grand que possible.

Les constructeurs de lampes imposent généralement un maximum à la valeur de  $R_{gII}$ . Tant que  $\frac{1}{2\pi C_i f}$  demeure négligeable par rapport à ce maximum, la condition fixée est remplie.

Supposons qu'il s'agisse de transmettre une fréquence de 50 périodes. La valeur limite de  $R_{gII}$  est généralement de 500.000 ohms pour un tube de puissance. Nous admettons que la condition fixée sera remplie tant que l'impédance du condensateur demeure inférieure à 50.000 ohms. Quelle est la valeur de C pour 50 périodes/s? Nous savons (voir tome I) qu'à 100 périodes un condensateur de 1 microfarad a une impédance de 1.600 ohms. A 50 périodes l'impédance serait de 3.200 ohms. Celle d'un condensateur de 1/10 de microfarad (ou 100/1000) est de 32.000 ohms, ce qui satisfait très largement la condition imposée.

**201. Liaison par batterie. Amplificateur à courant continu. —**

On peut, dans certains cas, remplacer le condensateur de liaison  $C_i$  par une batterie. Considérons la figure 153, le pôle positif de  $V_g$  est relié du côté de B.

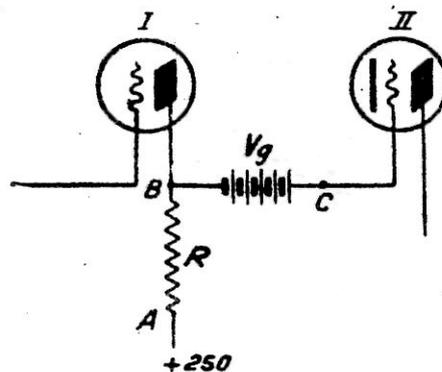


Fig. 153.

La batterie  $V_g$  peut être réglée de telle sorte que la tension de grille du

tube II corresponde aux conditions optima de fonctionnement. Soit un exemple précis :

Le courant anodique du tube I est de 4 mA.

$$R = 20.000 \text{ ohms.}$$

La polarisation normale du tube II est de  $-6$  volts. La tension du point B est évidemment de :

$$250 - (0.004 \times 20.000) = 170 \text{ volts.}$$

La batterie B devra donc avoir une tension de :

$$170 + 6 = 176 \text{ volts.}$$

L'avantage du système c'est de ne comporter aucun élément de liaison dont l'impédance varie avec la fréquence. Les tensions alternatives sont transmises par la batterie  $V_g$ , quelle que soit leur fréquence. On peut même, aussi bien, transmettre des tensions de fréquence nulle ou des tensions continues. C'est même là l'intérêt principal du système.

Pour les fréquences élevées il faudrait tenir compte des mêmes remarques que pour un amplificateur à résistances. En particulier la capacité inévitable de  $V_g$  par rapport à la masse amènerait une réduction d'amplification.

On peut, naturellement, remplacer la batterie par un système équivalent : une chute de tension le long d'une résistance, par exemple.

On arrive ainsi aux schémas d'amplificateurs à couplage direct (Loftin-White; etc...).

## 202. Gains réalisés pratiquement par des liaisons par résistances.

— En utilisant un tube triode à faible résistance interne on peut obtenir

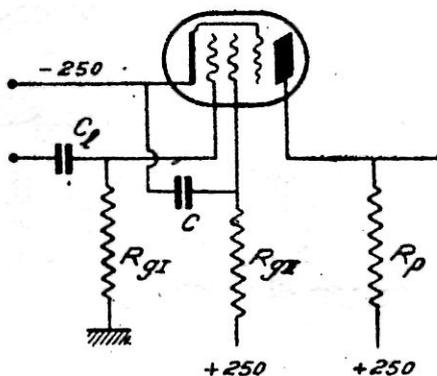


Fig. 154.

sans difficulté des gains de l'ordre de 20 à 25. Avec les tubes penthodes, on peut obtenir des gains beaucoup plus élevés, de l'ordre de 150 ou 180 par exemple pour un seul étage.

Lorsqu'on utilise un tube tétrode il est indispensable de fixer la tension écran à l'aide d'un potentiomètre dont la consommation est grande par rapport à celle de la grille écran.

Quand on utilise un tube penthode on peut tout simplement fixer la tension écran à l'aide d'une résistance série, découplée par un condensateur tel que son impédance soit négligeable par rapport à la résistance, pour toutes les fréquences qu'il s'agit d'amplifier.

Le schéma est indiqué figure 154. En utilisant les valeurs suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tube EF 6} \\ R_{g2} = 800.000 \text{ ohms} \\ R_p = 320.000 \text{ »} \\ \text{HT} = 250 \text{ volts.} \end{array} \right.$$

Le gain réalisé est de 180. La tension alternative recueillie aux bornes de  $R_p$  peut atteindre 14 volts efficaces avec une distorsion de l'ordre de 2 % (voir plus loin).

Avec :

$$\begin{array}{l} R_{g2} = 400.000 \\ R_p = 200.000. \end{array}$$

Le gain est de 158, dans les mêmes conditions, par contre la distorsion est inférieure à 0,8 %.

**203. Liaison par inductance.** — En s'inspirant des remarques précédentes on peut réaliser des étages d'amplification en tension donnant un gain pratiquement constant — à un décibel près, par exemple — entre quelques périodes par seconde et les plus hautes fréquences acoustiques. Pour arriver à ce résultat il faut savoir surtout limiter le gain.

Le plus grave inconvénient du couplage par résistance c'est que la tension réellement appliquée à l'anode n'est qu'une fraction de la tension dont on dispose. Le mal n'est pas grand quand on peut choisir la tension de départ mais il n'en est pas toujours ainsi.

Pour éviter la chute de tension dans la résistance de charge, on peut envisager l'utilisation d'une inductance de liaison  $L$ . Dans la mesure où on pourra considérer que  $L\omega$  est beaucoup plus grand que la résistance interne du tube, le gain de l'étage sera très voisin du coefficient d'amplification  $\mu$ . Il demeurera donc constant en fonction de la fréquence.

La difficulté sera de réaliser une impédance assez élevée aux fréquences les plus basses... Avec les tubes triodes dont la résistance

interne est de l'ordre de 10.000 ohms on obtiendra facilement ce résultat. On peut calculer que l'impédance, à 50 périodes, d'une bobine de 100 Henrys est de l'ordre de 30.000 ohms. La réduction du gain par rapport au maximum est donc de 25 % — ce qui peut encore être considéré comme admissible.

Il n'en serait plus de même si l'on utilisait un tube penthode ou même tout simplement un tube triode à grand coefficient d'amplification dont la résistance interne est de l'ordre de 100.000 ohms.

Il importe de souligner que les capacités parasites ne jouent point le même rôle que dans un couplage par résistance. En effet, la capacité résultante constitue, avec la bobine, un circuit anti-résonnant dont l'impédance est maximum pour la fréquence de résonance. A cette résonance correspond un maximum d'amplification. L'effet de la capacité ne commence à se faire sentir que pour les fréquences situées au delà de ce maximum.

**204. Couplage par transformateur** (fig. 155). — Avec le mode de liaison par résistance, comme avec le mode de liaison par inductance, le gain maximum est toujours limité au coefficient d'amplification du tube. Considérons le système figure 155 a. Le primaire d'un transformateur élévateur est inséré dans le circuit anodique du tube. Le secondaire attaque le circuit de grille du tube suivant. Si le rapport

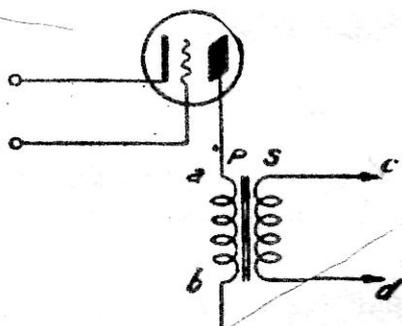


Fig. 155 a.

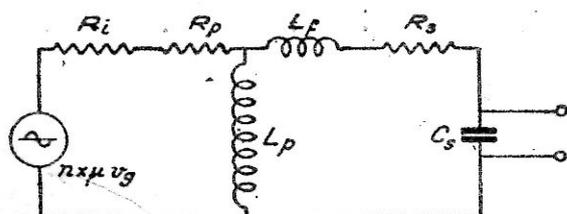


Fig. 155 b.

de transformation est de 3, on trouvera évidemment une tension trois fois plus élevée en  $cd$  qu'en  $ab$ .

L'étude mathématique du système est assez compliquée.

On peut assimiler le fonctionnement du transformateur à celui du schéma équivalent donné fig. 155 b.

La force électromotrice alternative égale à  $n \times \mu v_g$ .

$n$  étant le rapport de transformation,  $\mu$  le coefficient d'amplification de la lampe et  $v_g$  la tension à amplifier, appliquée à la grille de la lampe.

$R_i$  est la résistance interne de la lampe.

$R_p$  est la résistance du circuit primaire.

$L_p$  est le coefficient de self-induction du circuit primaire.

$L_f$  est l'inductance de fuite. Cette inductance résulte du fait que toutes les lignes de force du circuit primaire ne traversent point le secondaire et inversement. En d'autres termes : le transformateur a des fuites magnétiques qui varient avec la perméabilité des tôles, l'induction adoptée, le soin apporté au bobinage et à la construction, etc... etc...

$R_s$  est la résistance ohmique de l'enroulement secondaire.

$C_s$  est la capacité répartie de l'enroulement secondaire aux bornes de laquelle on recueille la tension amplifiée

#### *Fonctionnement aux fréquences basses.*

Pour les fréquences très basses la réactance de self-induction  $L_p \omega$  est très faible ( $\omega$  très petit) par rapport à  $R_i + R_p$ . Il en résulte que  $L_p$  constitue un véritable court-circuit et qu'aucune tension n'apparaît aux bornes de  $C_s$ .

A mesure que  $\omega$  augmente,  $L_p \omega$  devient plus considérable si bien que des tensions peuvent commencer à être recueillies.

Si l'on veut obtenir une transmission aussi bonne que possible des fréquences basses, il est nécessaire que la résistance ohmique du circuit primaire soit très faible; ainsi que la résistance interne  $R_i$  de la lampe. D'autre part, il faut utiliser un transformateur dont le circuit primaire ait un coefficient de self-induction  $L_p$  aussi grand que possible (beaucoup de spires, circuit magnétique de forte section et à grande perméabilité).

#### *Fonctionnement aux fréquences moyennes.*

$L_p \omega$  devient considérable par rapport à  $R_i + R_p$ ; d'autre part  $L_f \omega$  n'est pas encore important, en conséquence on recueille une tension sensiblement égale à  $n \times \mu v_g$ .

#### *Fonctionnement aux fréquences élevées.*

Il est évident que  $L_f$ ,  $R_s$  et  $C_s$  constituent un circuit accordé série. A mesure qu'on s'approchera de la fréquence de résonance, l'impédance de ce circuit tendra vers  $R_s$ . A la résonance une surtension, qui peut être très importante, se manifestera entre les bornes de  $C_s$ . C'est la *résonance de dispersion*. La tension recueillie pourra être beaucoup plus élevée que  $n \times \mu v_g$ . Il y a évidemment intérêt :

- a) à reporter cette résonance au delà du spectre acoustique normal;
- b) à atténuer autant que possible l'importance de la surtension.

La condition *a*) amène à construire un transformateur avec un coefficient de fuite aussi petit que possible et avec une capacité répartie très faible.

Le condition *b*) amène à augmenter  $R_s$  et  $R_s + R_p$ . On peut aussi shunter  $C_s$  par une résistance.

Il est facile de voir que ces conditions vont à l'encontre de celles qui ont été fixées pour la bonne reproduction des fréquences basses.

Ce qui précède suffit à faire comprendre que la construction d'un transformateur de basse fréquence très fidèle pose un grand nombre de problèmes délicats.

On peut construire des transformateurs donnant une amplification pratiquement constante entre 50 et 10.000 périodes, mais ce sont des organes relativement coûteux. Le rapport de transformation est généralement inférieur à 3. Ils ne peuvent être utilisés qu'avec des tubes dont la résistance intérieure est inférieure à 15.000 ou 20.000 ohms. Il faut donc nécessairement utiliser des tubes *triodes* dont le coefficient d'amplification est de l'ordre de 15 à 20. L'amplification d'un étage est donc limitée à 60. Or, nous avons signalé que certains tubes permettent d'obtenir directement des amplifications de 150 à 180 avec un couplage par résistance. Il est sans doute inutile de souligner que les éléments utilisés dans un couplage par résistance, sont beaucoup moins coûteux qu'un transformateur, et que le résultat est de beaucoup supérieur, puisqu'on peut obtenir facilement une amplification uniforme entre quelques cycles par seconde et plusieurs dizaines de milliers.

Le transformateur de liaison n'aura son intérêt que dans certains cas particuliers que nous étudierons plus loin. Une étude plus détaillée du couplage par transformateur sera également entreprise dans le tome III de cet ouvrage.

**205. Élimination de la composante continue.** — Dans le schéma

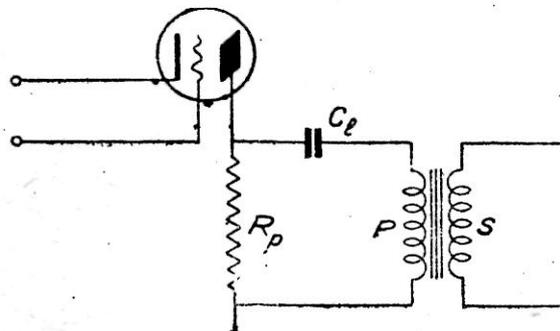


Fig. 156.

de la figure 155 le courant anodique du tube traverse l'enroulement primaire et détermine, par conséquent, l'apparition d'une induction

magnétique. Si le champ magnétisant est assez fort, le circuit magnétique peut être saturé.

Il en résulte évidemment un changement considérable dans les propriétés du transformateur. Le schéma de la figure 156 évite cet inconvénient. La composante continue traverse la résistance  $R_p$  et les composantes alternatives sont transmises à l'enroulement primaire à travers la capacité de liaison  $C_l$ . Le simple examen de la figure 156 nous montre que l'impédance du primaire est plus petite que dans la figure 155 puisque l'enroulement est shunté par la résistance  $R_p$  (en supposant la réactance de  $C_l$  négligeable).

Toutes choses égales d'ailleurs, on pourrait donc croire que la reproduction des fréquences basses sera un peu inférieure à ce qu'elle était avec le montage 155. En réalité, il n'en est rien car l'inductance du primaire est beaucoup plus élevée, précisément parce que le circuit magnétique a une perméabilité beaucoup plus grande<sup>1</sup>.

L'inconvénient principal du circuit figure 156 est le même que celui des couplages par résistance : la tension réellement appliquée à l'anode n'est qu'une fraction de la tension utilisée.

**206. Couplage par auto-transformateur.** — On a aussi utilisé parfois le système de la figure 157. L'élément de couplage est un auto-transformateur, c'est-à-dire que l'enroulement primaire est constitué par une fraction de l'enroulement secondaire. Les composantes alternatives sont transmises par la capacité de liaison  $C_l$ , la résistance ayant pour rôle de fixer la tension moyenne de grille du tube suivant.

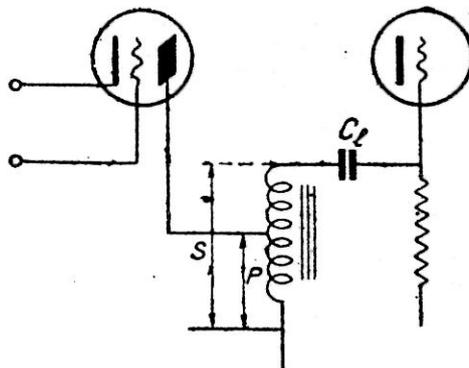


Fig. 157.

L'emploi d'un autotransformateur n'offre aucun avantage décisif sur celui d'un transformateur.

1. On peut même déterminer les éléments  $P$  et  $C_l$  pour que la résonance du circuit ainsi formé corresponde aux fréquences basses. On obtient ainsi un renforcement du registre grave.

### Amplification de puissance.

**207. Généralités. Gain en puissance.** — Nous avons indiqué plus haut qu'il ne fallait pas toujours attacher une grande importance au « gain » réalisé en tension et au coefficient d'amplification des tubes. Un exemple pratique fera mieux comprendre ce détail.

Soit par exemple (fig. 158) un amplificateur, chargé d'alimenter un

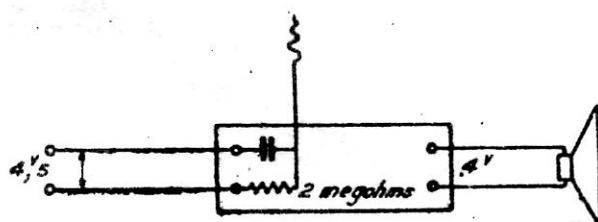


Fig. 158.

haut-parleur électrodynamique. La résistance d'entrée est de 2 mégohms. L'impédance de la bobine mobile est de 1,5 ohm. La tension à l'entrée de l'amplificateur est de 4 v, 5. La tension aux bornes de la bobine mobile est de 4 volts.

Le « gain » en tension réalisé par cet amplificateur est de  $\frac{4}{4,5}$  c'est-à-dire qu'il est inférieur à 1 (environ 0,9).

Cherchons le gain en *puissance*. La puissance électrique à l'entrée est de :

$$\frac{4,5 \times 4,5}{2 \times 10^6} \text{ ou } 10^{-5} \text{ watts environ.}$$

La puissance fournie à la sortie est de :

$$\frac{4 \times 4}{1,5}$$

c'est-à-dire un peu plus de 10 watts.

Le gain en puissance est de :

$$\frac{10}{10^{-5}} \text{ ou } 10^6.$$

Ainsi, dans un *étage de sortie*, ou de puissance, c'est uniquement le *gain en puissance* que l'on doit considérer.

**208. Puissance dissipée. Puissance modulée** (fig. 159). — Dans les montages d'amplificateurs étudiés précédemment, l'intensité moyenne du courant anodique demeurait constante que le tube soit, ou non, en

fonctionnement. Pour préciser cette notion imaginons, par exemple, le montage figure 159. Le primaire d'un transformateur est inséré dans le circuit anodique d'un tube. Le secondaire est fermé sur une résistance. Un milliampèremètre à courant continu permet de connaître l'intensité moyenne du courant anodique. La résistance de l'enroulement est négligeable.

Si l'intensité mesurée est de 0,06 Ampère, et la tension  $V_p$  de 250 volts nous en déduisons que la puissance dissipée par la lampe est

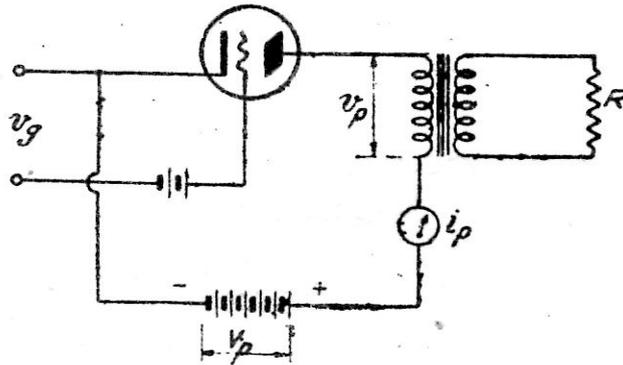


Fig. 159.

de  $250 \times 0,06 = 15$  watts. Cette puissance apparaît sous forme de chaleur dans la lampe et provoque l'échauffement de la plaque.

Puisque, pour l'instant, le circuit de plaque n'est le siège que d'un courant continu, nous ne trouverons aucune tension aux bornes du secondaire du transformateur et aucune puissance n'apparaîtra dans la résistance R.

Introduisons maintenant une différence de potentiel alternative entre les bornes  $v_g$ .

L'intensité de courant continu fournie par la batterie anodique demeure invariable. Cette observation suppose naturellement que la caractéristique  $i_p/v_g$  est parfaitement droite. Nous pouvons admettre cette hypothèse tant que l'excitation de grille demeure faible. L'intensité moyenne demeurant invariable, la puissance fournie par la batterie est toujours de 15 watts.

Mais il existe maintenant une composante alternative dans le circuit anodique. Il y aura donc une tension alternative entre les extrémités du secondaire et la résistance R, parcourue par un courant, sera le siège d'un échauffement, c'est-à-dire d'une dissipation de puissance.

La puissance qui apparaît ainsi est la *puissance modulée*. C'est elle qui actionne, par exemple, la membrane d'un haut-parleur.

La *puissance utile* ou *puissance modulée* est une fraction de la puissance empruntée à la source anodique. Celle-ci étant constante, on peut en déduire que l'échauffement d'un tube fonctionnant dans ces conditions, *est plus grand au repos qu'à pleine charge.*

**209. Rendement d'un tube de puissance.** — Le rendement d'un tube de puissance c'est le rapport de la puissance modulée, ou puissance utile, à la puissance dépensée dans le circuit anodique.

Si, dans le cas précédent, la puissance qui apparaît dans la résistance  $R$  est de 3 watts, on dira que le rendement de l'étage de puissance est de :

$$\frac{3}{15} \text{ ou } 0,2 \text{ ou } 20 \text{ \%}.$$

Mais nous devons remarquer immédiatement que le rendement pour un étage donné dépend de la grandeur de l'excitation de grille. Pour une tension  $v_g$  nulle, le rendement est nul, il croît à mesure que croît  $v_g$ .

Toutefois, tant qu'il s'agit d'amplificateurs de petite puissance, comme dans les appareils récepteurs, l'importance du rendement s'efface devant celle de la fidélité ou de l'absence de distorsion. A mesure que croît l'excitation, la trajectoire du point de fonctionnement s'étend davantage sur les caractéristiques; la courbure devient de plus en plus importante et, en conséquence, la distorsion s'accroît. Cette question sera reprise par la suite (222). Nous nous bornerons à signaler ici que la distorsion admissible (5 ou 10 %) vient limiter la puissance qu'on peut extraire d'un tube donné. Dans ces conditions, le rendement d'un tube triode ne dépasse pas 25 %; il peut théoriquement atteindre 50 % pour une penthode.

Quand il s'agit de tubes d'émission, la question du rendement peut devenir très importante. C'est dans le but de l'augmenter que l'on a imaginé certains régimes de fonctionnement, que nous allons étudier maintenant.

**210. Régime ou classe A.** — Dans les amplificateurs dont il a été question jusqu'ici, l'intensité anodique moyenne demeure invariable au cours du fonctionnement. Cela suppose que le point de fonctionnement se meut sur une droite, de part et d'autre d'une position de repos.

On dit qu'un tel amplificateur fonctionne en *régime* ou en *classe A*. On obtient le fonctionnement en classe A en choisissant par exemple le point A (fig. 160), comme point de repos sur la caractéristique dynamique. Au cours du fonctionnement le point figuratif va, par exemple, de  $b$

en *c*, mais le courant anodique moyen — celui que mesure un milliampèremètre à cadre mobile — demeure invariable (fig. 161).

Le régime A est caractérisé par un faible rendement.

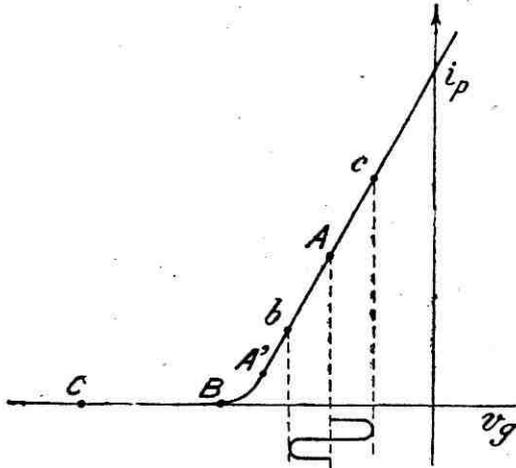


Fig. 160.

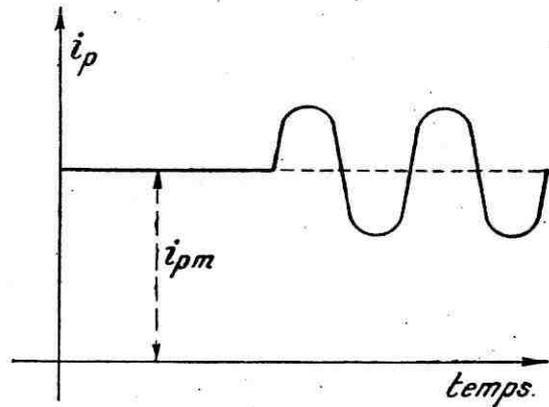


Fig. 161.

**211. Régime ou classe B.** — Pour le fonctionnement en classe B, le point de repos sera placé au début de la caractéristique (B, fig. 160). En d'autres termes, la polarisation ou tension de grille est réglée pour annuler exactement le courant de plaque. Au repos, le courant anodique est donc nul.

Si nous représentons le courant d'anode en fonctionnement, avec une tension d'attaque sinusoïdale, nous obtiendrons le graphique de la figure 162. Le courant anodique circule pendant la moitié du temps

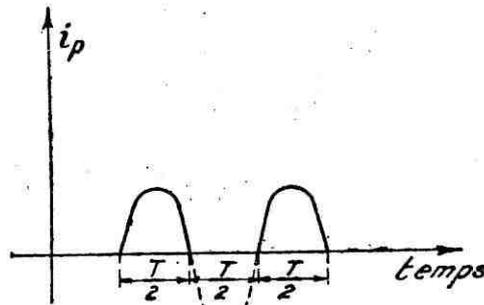


Fig. 162.

seulement et l'amplificateur ne reproduit, en somme, que les alternances positives.

Sous cette simple forme, on conçoit qu'un amplificateur classe B ne puisse pas être utilisé à la reproduction des courants téléphoniques. Les déformations seraient considérables.

Si on analyse, en série de Fourier, la fonction périodique du graphique 162, on observe qu'elle comporte *tous* les harmoniques de la fréquence

fondamentale. La distorsion est donc considérable. Nous verrons plus loin que le montage symétrique (push-pull) permet d'éliminer en partie ce défaut.

Quand il s'agit d'amplification de puissance en haute fréquence, l'emploi du régime B est parfaitement justifié; il est caractérisé par un rendement qui peut atteindre 70 %. La charge anodique est alors un circuit oscillant qui reconstitue, en quelque sorte, les alternances manquantes.

**212. Régime ou classe C.** — Le régime ou la classe C correspond à une polarisation encore plus grande de la grille de commande. Le courant

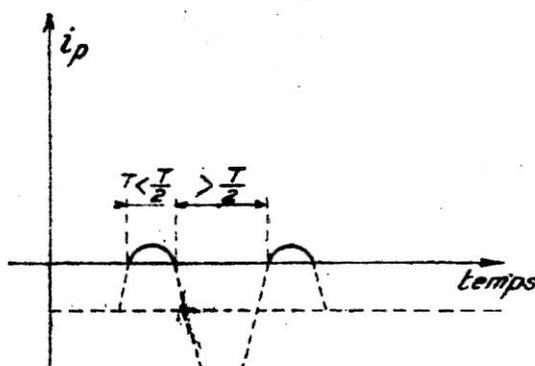


Fig. 163.

anodique n'existe que pendant une fraction seulement de la demi-période positive. Il ne consiste plus qu'en de brèves impulsions (fig. 163). Ce régime de fonctionnement est exclusivement utilisé dans les étages d'amplification à haute fréquence des émetteurs. Le rendement peut atteindre 90 %.

**213. Régimes B et C avec courant de grille.** — Dans le régime A les amplitudes de la tension grille sont toujours telles, qu'à aucun moment, le circuit de grille n'est le siège d'un courant. Cela suppose que la grille conserve toujours une tension négative d'au moins 1 à 1,5 volt.

Dans les autres régimes de fonctionnement, il peut y avoir un courant de grille, c'est-à-dire que, pendant certains intervalles de temps, la grille peut être positive par rapport à la cathode.

En basse fréquence surtout, un fonctionnement avec courant de grille apporte généralement une distorsion importante.

**214. Régime AB ou A'.** — Dans le régime AB ou A' la polarisation est intermédiaire entre celle qui correspond aux régimes A et B. C'est dire qu'il y a toujours un courant anodique mais que son intensité est plus réduite que dans le régime A. Le point de repos sera par exemple A' (fig. 160).