



**HAL**  
open science

## Production d'oscillations par les diodes à effet tunnel

René Marchandeu

► **To cite this version:**

René Marchandeu. Production d'oscillations par les diodes à effet tunnel. *J. Phys. Phys. Appl.*, 1963, 24 (S6), pp.101-108. 10.1051/jphysap:01963002406010100 . jpa-00212917

**HAL Id: jpa-00212917**

**<https://hal.science/jpa-00212917>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

## PRODUCTION D'OSCILLATIONS PAR LES DIODES A EFFET TUNNEL

Par RENÉ MARCHANDEAU,

Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité, Faculté des Sciences de Grenoble.

**Résumé.** — La production d'oscillations par une diode à effet tunnel, dans un circuit résonnant parallèle, est étudiée au moyen d'une méthode d'intégration graphique des équations fournissant une caractéristique dynamique. On examine aussi un autre montage, dans lequel la diode est introduite dans un circuit résonnant série. En négligeant la capacité propre de la diode, la méthode graphique conduit à un régime de relaxation avec des transitions brusques à courant constant. Elle permet effectivement de retrouver une caractéristique dynamique approchée. Cependant, il apparaît que la courbe réelle dépend fortement de la capacité de la diode.

**Abstract.** — The generation of oscillations by a tunnel diode in a parallel tuned circuit is studied by means of a graphical solution of the equations giving the dynamic characteristics. Another circuit has also been examined, with the diode in a series tuned circuit. If the diode capacity could be neglected, the graphical solution would lead to a relaxation operation, with constant-current switching transitions. This gives an approximate dynamic characteristic. However it is shown that the actual curve depends very much upon the diode capacity.

**Introduction.** — Le présent travail est une application d'une méthode d'intégration graphique de l'équation aux oscillations d'un circuit résonnant associé à un dipôle à résistance négative [1]. En l'occurrence, il s'agit d'une diode à effet tunnel et d'un circuit résonnant parallèle. Des résultats théoriques de J. Moussié [2] suggèrent, d'autre part, d'introduire une telle diode dans un circuit résonnant série. Les phénomènes doivent être simples si l'on peut négliger la capacité propre de la diode. Nous nous sommes proposé de voir dans quelle mesure cette approximation était valable. En particulier observe-t-on des transitions rapides à courant constant, au niveau du « courant de pic » et du « courant de vallée » de la caractéristique statique, comme le suggère la théorie simplifiée ?

Il nous a été particulièrement commode pour cette étude, d'utiliser une diode au silicium (HT. 5, Hoffmann) dont la capacité propre est importante (175 pF). On obtient par son moyen des phénomènes relativement lents, donc plus facilement observables à l'oscilloscope. Celui que nous avons utilisé était en général le TEKTRONIX 536, qui a une bande passante de 10 MHz, en X et en Y, ce qui est précieux pour le relevé de caractéristiques dynamiques « tension-courant ».

**Oscillations à résistance négative d'un circuit résonnant parallèle.** — 1° MÉTHODE D'INTÉGRATION GRAPHIQUE. — Le montage (fig. 1) satisfait aux équations :

$$E - v - ri' - L di'/dt = 0, \quad (1)$$

$$i' = i(v) + C dv/dt, \quad (2)$$

où  $i(v)$  est la fonction représentant la caractéristique statique.

On suppose qu'en régime variable, la diode a toujours un fonctionnement instantané défini par un point de la caractéristique statique.

Rappelons comment une intégration graphique fournit  $i'(v)$  [1].

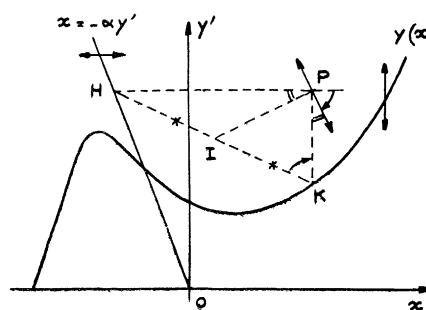
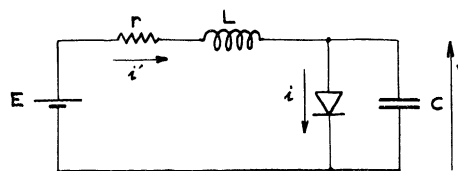


FIG. 1.

En éliminant le temps entre les équations (1) et (2), on obtient :

$$\frac{L di'}{C dv} = \frac{E - v - ri'}{i' - i(v)}, \quad (3)$$

Posant :

$$\begin{aligned} \sqrt{L/C} i &= y & v - E &= x, \\ \sqrt{L/C} i' &= y' & r\sqrt{C/L} &= \alpha, \end{aligned}$$

l'équation (3) devient :

$$\frac{dy'}{dx} = \frac{x + \alpha y'}{y(x) - y'} \quad (4)$$

Cette équation fournit en chaque point  $P(x, y')$  la pente de la tangente à la courbe intégrale qui y passe. Il suffit pour cela de mener les parallèles PH et HK aux axes et du milieu I de HK, de tracer un petit arc de circonférence de rayon IP (fig. 1).

Les conditions d'entretien d'oscillations autour d'un point P sur l'arc à pente négative de la caractéristique, se déduisent des équations (1) et (2) :

$$-1/r < -1/R_a < -Cr/L, \quad (5)$$

où  $-R_a$  est la résistance négative introduite par la diode.

La figure 2 montre le genre de courbes intégrales obtenues.

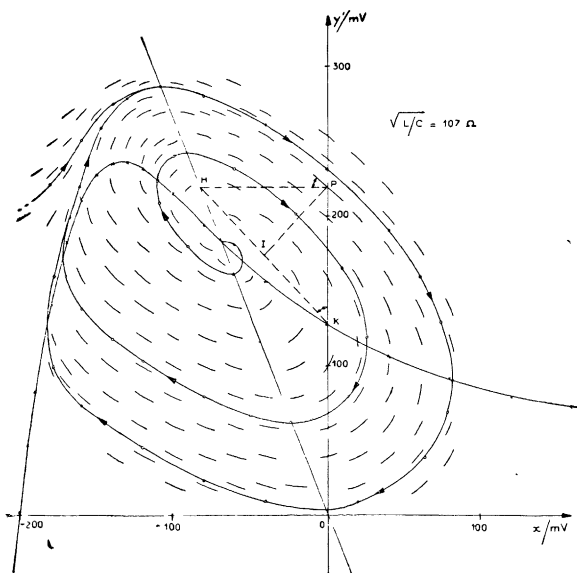


FIG. 2.

2° ÉVOLUTION DE LA CARACTÉRISTIQUE DYNAMIQUE EN FONCTION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DU CIRCUIT (ÉTUDE THÉORIQUE). — a) On prend comme paramètre  $\sqrt{L/C}$ ,  $C$  se réduisant en général à la capacité propre de la diode. Nous avons représenté à la figure 3 l'évolution de la caractéristique dynamique  $i'(v)$  en fonction de  $\sqrt{L/C}$ , les courbes étant obtenues par la méthode graphique indiquée précédemment.

On remarque que, lorsque  $\sqrt{L/C}$  décroît, la caractéristique dynamique  $i'(v)$  tend vers une forme elliptique. D'autre part, lorsque  $\sqrt{L/C}$  devient très grand, le cycle est constitué par deux transitions à  $i'$  constant et par deux portions des

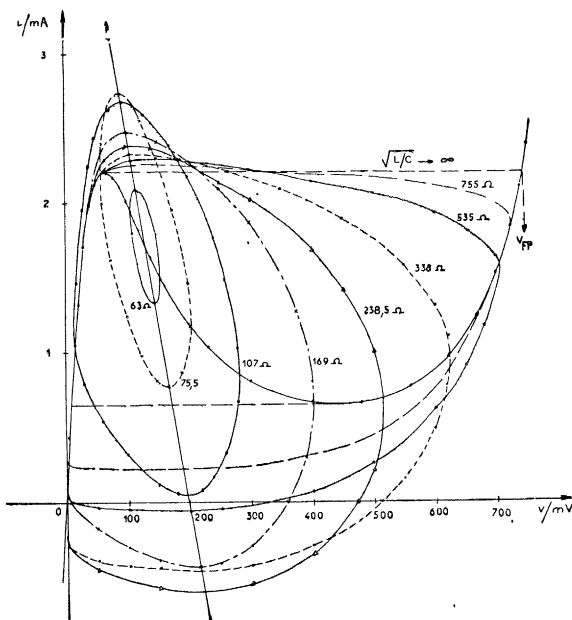


FIG. 3.

parties à pente positive de la caractéristique statique.

b) Évolution de la caractéristique dynamique en fonction de la polarisation (fig. 4).

L'extension du cycle est d'autant moins grande que le point de polarisation se rapproche davantage des points pour lesquels  $(di/dv) = 0$ .

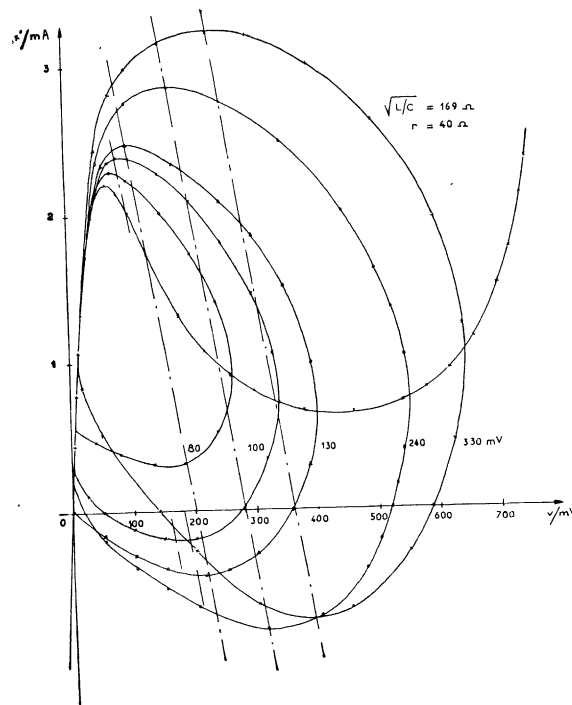


FIG. 4.

Pour avoir une caractéristique dynamique stable, et par conséquent une amplitude de la tension aux bornes de la diode bien déterminée, on devra donc assurer la stabilité de la source de polarisation.

c) Évolution de la caractéristique dynamique en fonction de la résistance en série  $r$  (fig. 5).

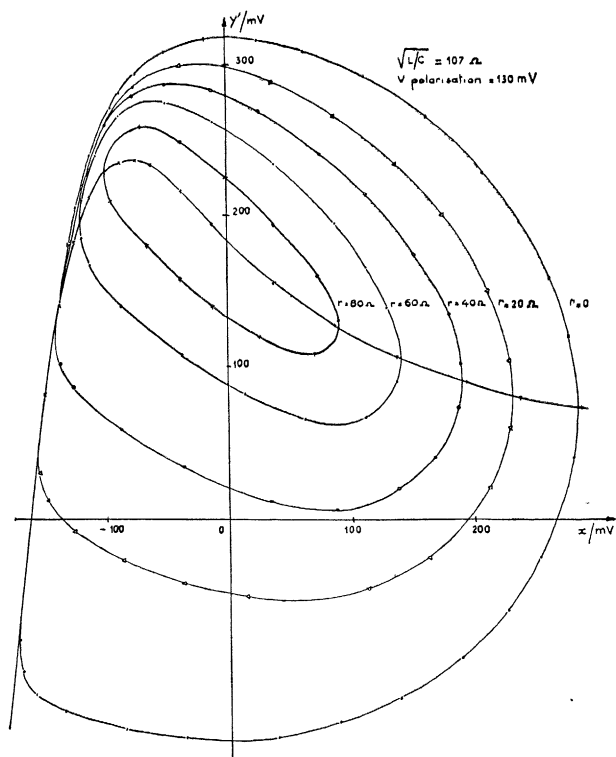


FIG. 5.

Nous remarquons l'extension considérable du cycle lorsque la résistance en série décroît, pour un point de polarisation fixe ( $V_0 = 130$  mV).

3° VÉRIFICATION A L'OSCILLOSCOPE DE LA FORME GÉNÉRALE DES CARACTÉRISTIQUES DYNAMIQUES OBTENUES GRAPHIQUEMENT. — Cette vérification ne peut qu'être qualitative, puisque la précision est faible. On utilise le montage représenté à la figure 6.

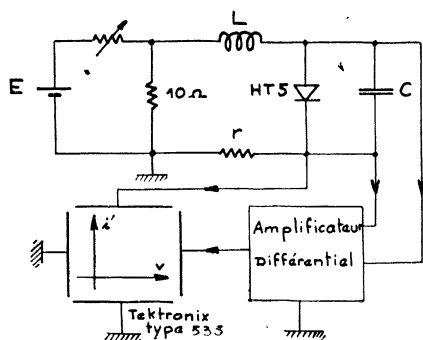


FIG. 6.

La capacité  $C$  se réduisait à la capacité propre de la diode. Celle-ci a été mesurée à partir de la

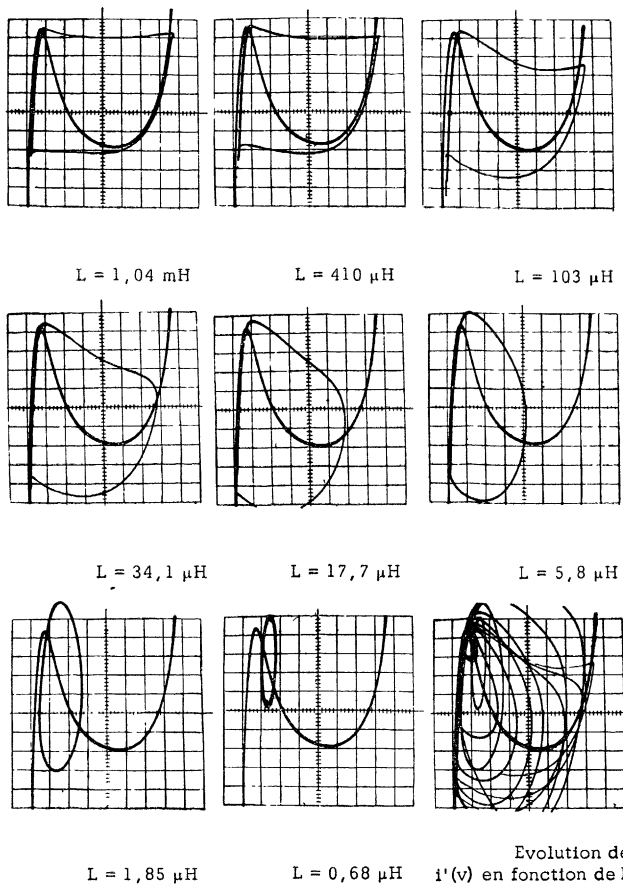


FIG. 7. — Observation à l'oscilloscope des caractéristiques dynamiques :  $V_{polarisation} = 130$  mV ;  $r = 40$  Ω.

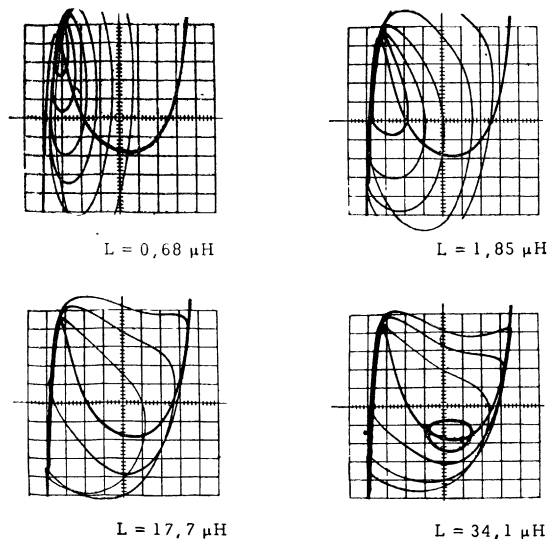


FIG. 8. — Évolution des caractéristiques dynamiques en fonction de la polarisation.

fréquence de coupure à 3 décibels d'un amplificateur utilisant la diode comme résistance négative. Cette capacité valant 175 pF pour la diode utilisée (à 10 % près au mieux), paraît indépendante de la polarisation.

Les clichés des figures 7 et 8 nous montrent respectivement l'évolution de la caractéristique dynamique  $i'(v)$  en fonction de la valeur de la self-inductance (donc de  $L/C$ ) et de la polarisation.

On constate la bonne concordance entre les formes obtenues expérimentalement pour  $i'(v)$ , avec celles obtenues par la méthode graphique.

Une vérification plus précise des résultats théoriques peut être faite sur le maximum de tension, qui dépend fortement de  $L/C$ , et sur la période.

4° ÉTUDE DE  $v_{\max}$  EN FONCTION DE  $\sqrt{L/C}$ . — On peut faire varier  $L$  et  $C$  de manière à avoir  $\sqrt{L/C} = \text{constante}$ . La théorie nous indique que la caractéristique dynamique est alors unique, ce que nous nous proposons de vérifier en étudiant les variations de  $v_{\max}$ .

Nous avons porté sur la figure 9 les valeurs expérimentales, d'une part, et les valeurs issues des constructions graphiques de  $i'(v)$  d'autre part.

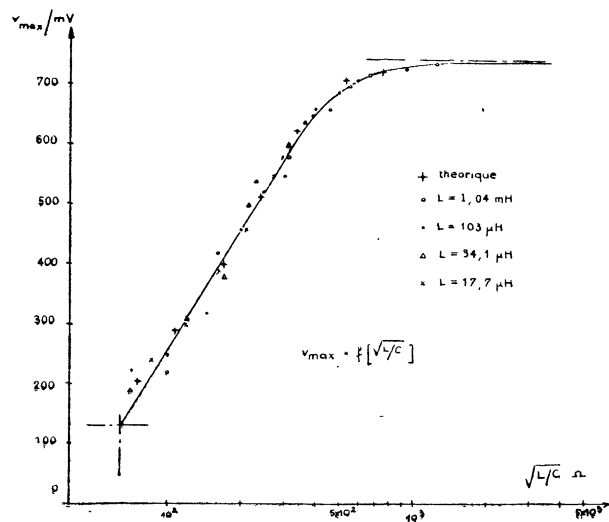


FIG. 9.

La concordance est bonne. Pour  $\sqrt{L/C}$  constant en particulier, nous avons bien une valeur unique de  $v_{\max}$ .

Pour  $\sqrt{L/C} \rightarrow +\infty$   $v_{\max} \rightarrow V_{1D}$  (fig. 3).

Pour  $(\sqrt{L/C})_{\text{minimum}}$   $v_{\max} = V_0$ , tension de polarisation.

5° ÉTUDE DES VARIATIONS DE LA PÉRIODE AVEC LES PARAMÈTRES  $L$  ET  $C$ . — Pour un cycle donné correspondant à une valeur de  $L/C$ , d'après :

$$i' - i(v) = C dv/dt,$$

$t$  intervient uniquement par le rapport  $t/C$ . Donc, la période est proportionnelle à  $C$  :  $T = k.C$ , si  $L/C$  est invariable.

Dans les mêmes conditions,  $T$  est aussi bien proportionnel à  $L$  ou à  $\sqrt{LC}$ .

La même loi s'applique à toute autre durée caractéristique définie à partir de  $v$ , en particulier aux temps de montée et de descente de la tension entre le maximum et le minimum de  $v$ .

Les courbes de la figure 10 montrent bien la proportionnalité de la période  $T$  mesurée à  $C$ , pour  $L/C$  donné, en coordonnées logarithmiques.

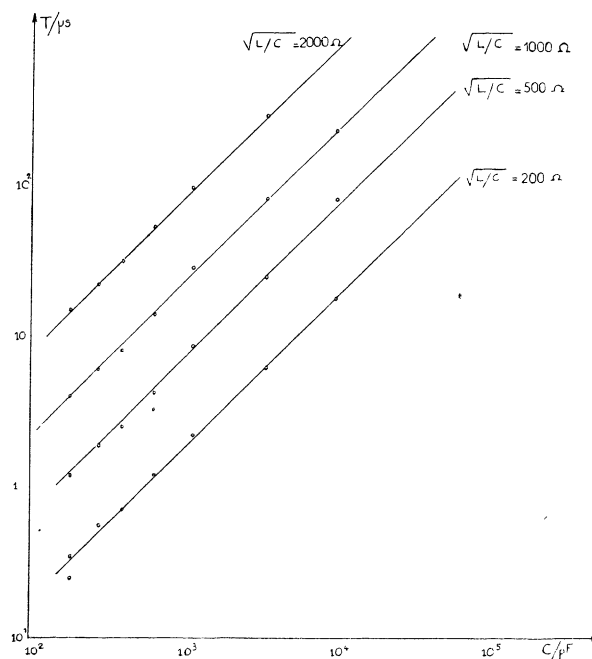


FIG. 10.

Ainsi, on vérifie indirectement que la caractéristique dynamique est déterminée par  $L/C$ .

**Conclusion : Conditions d'une commutation rapide en régime périodique.** — Nous appelons commutation la variation très rapide de la tension correspondant à la région de grand écart entre  $i'(v)$  et  $i(v)$ , aux tensions moyennes. Cet écart mesure  $C(dv/dt)$  pour chaque valeur instantanée de la tension. La commutation est donc d'autant plus rapide que  $C$  est plus petit. On réduira donc ce paramètre à la capacité propre de la diode. On voit ainsi clairement apparaître l'importance d'une faible valeur de celle-ci.

On peut se donner aussi comme condition préalable d'obtenir  $v_{\max}$  suffisamment grand et proche de sa limite. Ceci nous impose une valeur minimale de  $L/C$  correspondant au coude de la courbe  $v_{\max}(L/C)$  (fig. 9) et détermine la valeur de  $L$  à prendre.

**II. Deuxième mode d'oscillation.** — A la suite de l'étude théorique de J. Moussiegt : « Oscillateurs à résistance négative et oscillateurs de relaxation » [2], nous avons été amené à considérer un second mode d'oscillation.

Le montage étudié précédemment (fig. 1) était du type parallèle. Par dualité, on obtient un montage du type série. C'est celui de la figure 11, avec  $\gamma = 0$ , puisque  $\gamma$  est remplacé par  $L$ . La correspondance entre les deux types de circuits conserverait la forme des résultats si, dans la représentation de la caractéristique de la diode on se contentait de permuter  $i$  et  $v$  sans toucher à la courbe.

Comme il n'en est pas ainsi, les résultats sont différents. La théorie montre que, dans ce montage, du type série, le point  $(v, i)$  ne parcourt plus l'arc à pente négative de la caractéristique statique ; il y a au contraire des transitions AA' et BB' pour passer d'un arc à pente positive de la caractéristique à l'autre. Nous nous intéressons particulièrement à la caractéristique  $i'(v')$  (fig. 11).

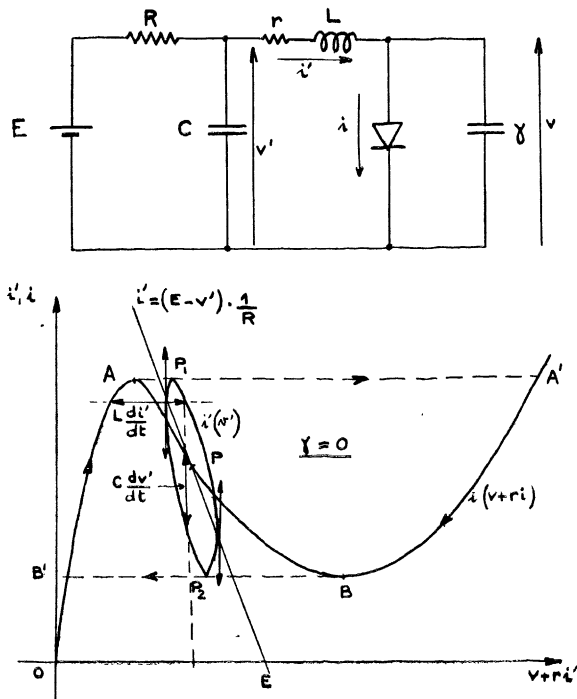


FIG. 11.

Les équations :

$$CR \frac{dv'}{dt} = E - v' - Ri', \quad (6)$$

$$L \frac{di'}{dt} = v' - (v + ri'), \quad (7)$$

nous permettent d'obtenir facilement l'allure de  $i'(v')$  lorsque  $\gamma = 0$  comme nous le montre le bas de la figure 11.

Nous devons maintenant tenir compte de la capacité propre de la diode. Il s'agit de voir comment celle-ci altère les résultats théoriques précédents.

1° CONDITIONS D'EXISTENCE DES OSCILLATIONS POUR LE MONTAGE DE LA FIGURE 11. — Les équations du circuit s'écrivent :

$$CR \frac{dv'}{dt} = E - Ri' - v', \quad (8)$$

$$L \frac{di'}{dt} = v' - ri' - v, \quad (9)$$

$$\gamma \frac{dv}{dt} = i' - i(v). \quad (10)$$

Nous avons montré ailleurs [3] que l'on peut obtenir les conditions d'existence des oscillations en appliquant le critère de Routh à l'équation du troisième ordre en  $v$  obtenue en éliminant  $v'$  et  $i'$  dans les équations précédentes,  $i(v)$  étant supposée linéaire pour de petites variations autour du point P. Il y a un régime oscillatoire si  $\gamma$  est inférieur à une valeur critique : c'est ce que l'expérience vérifie.

2° ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES CARACTÉRISTIQUES  $i'(v')$  ET  $i'(v)$ . — Les caractéristiques  $i'(v')$  et  $i'(v)$  ne paraissent pas d'emblée pouvoir être obtenues simplement par une méthode graphique. Aussi avons-nous entrepris d'abord une étude expérimentale.

L'examen des caractéristiques obtenues (fig. 12,

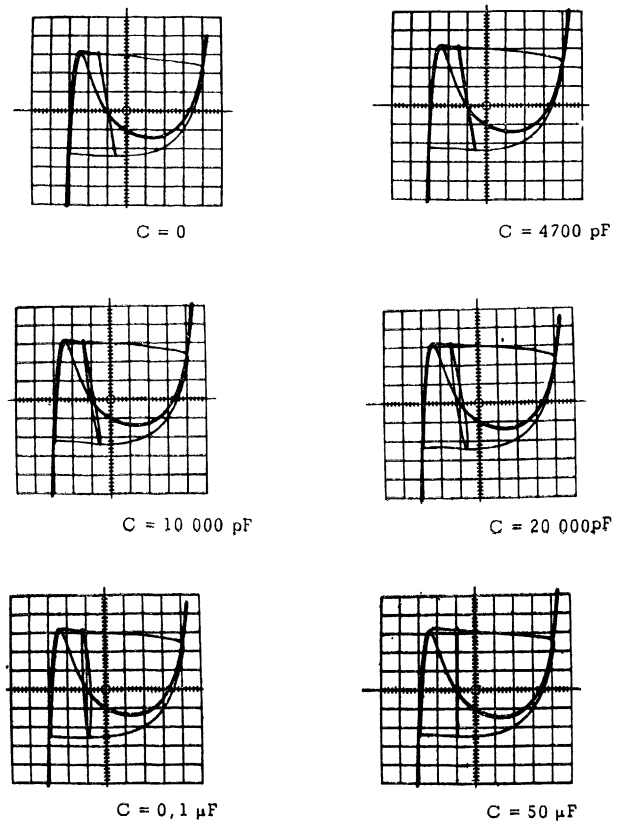


FIG. 12. — Évolution des caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$  en fonction de C :

$$L = 1,04 \text{ mH} ; \gamma = C_d + 1000 \text{ pF} ; \sqrt{L/\gamma} = 940 \Omega.$$

13, 14) nous permet de faire les remarques suivantes. D'une façon générale, on a bien deux courbes  $i'(v)$  et  $i'(v')$  du genre indiqué par la théorie qui néglige  $\gamma$ ; un écart important s'observe sur  $i'(v)$  qui ne présente plus de transitions à courant constant mais nous allons voir qu'on peut se rapprocher de ce cas. Entrons un peu plus dans le détail :

a) Figure 12. — Conservant  $L$  et  $\gamma$  ( $\sqrt{L/\gamma} = 940$  ohms), on fait varier  $C$ . La caractéristique  $i'(v)$  conserve la même forme quelle que soit la valeur de  $C$ . Les transitions de la partie de gauche à la partie de droite de la caractéristique statique se font à courant presque constant. La valeur de  $C$  est sans influence sur cette courbe. La valeur de  $L/\gamma$  est relativement élevée : on est presque dans les conditions de la théorie simplifiée ( $\gamma = 0$ ).

La caractéristique  $i'(v')$  est presque assimilable dans tous les cas à un segment de droite ; l'orientation de celle-ci varie avec  $C$ , depuis une portion de la droite de charge jusqu'à une portion de :  $v + ri = \text{constante}$ .

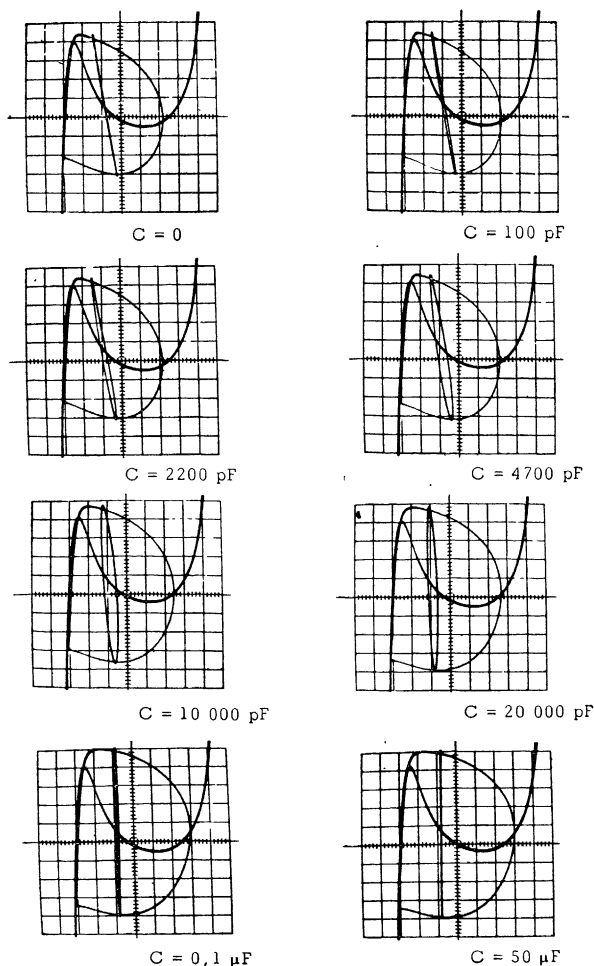


FIG. 13. — Évolution des caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$  en fonction de  $C$  :

$$L = 103 \mu\text{H}, \quad \gamma = C_d + 1000 \text{ pF} \quad \sqrt{L/\gamma} = 300 \Omega$$

b) Figure 13. — On est dans les mêmes conditions que précédemment mais avec  $\sqrt{L/\gamma}$  plus faible (300 ohms). L'évolution de  $i'(v)$  en fonction de  $C$  est beaucoup plus apparente que dans le cas

$L = 103 \mu\text{H}$  ;  $\gamma = C_d + 1000 \text{ pF}$  ;  $\sqrt{L/\gamma} = 300 \Omega$ . L'ouverture du cycle  $i'(v')$  est sensible aux valeurs moyennes de  $C$ . Ces effets s'accroissent très notablement si l'on fait descendre  $\sqrt{L/\gamma}$  seulement à  $165 \Omega$  [3].

c) Figure 14. — Dans les six cas considérés,  $L$  et  $\gamma$  varient ( $C$  restant constant), mais  $\sqrt{L/\gamma}$  conserve la même valeur. On voit que les courbes  $i'(v + ri)$  se déforment peu, bien que  $L$  et  $\gamma$  aient varié dans le rapport de 1 à 60. Nous avons constaté que cela se vérifie d'autant mieux que  $C$  est plus petit.

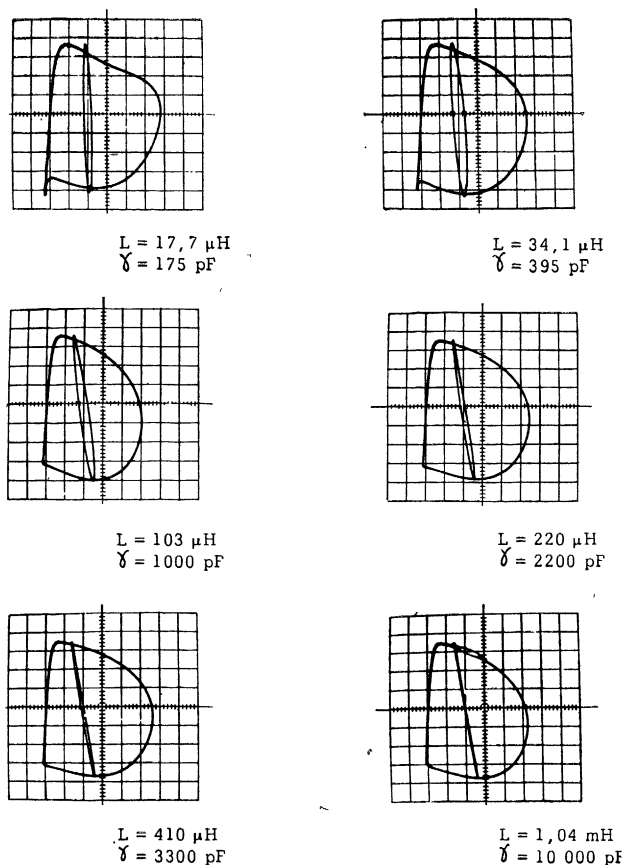


FIG. 14. — Évolution des caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$  :

$$C = 4700 \text{ pF}; \quad \sqrt{L/\gamma} = \text{constante} = 300 \Omega.$$

La caractéristique dynamique  $i'(v')$  reste toujours peu différente d'un segment de droite.

En conclusion, il apparaît ainsi que le paramètre  $L/\gamma$  joue un rôle essentiel dans la détermination des caractéristiques dynamiques, le rôle de  $C$  étant secondaire,

De plus, dans tous les cas, les variations de  $v'$  sont faibles par rapport à celles de  $v$ . En particulier, on pourra considérer que  $(dv'/dt)$  est petit et pour des valeurs moyennes de  $C$  on pourra même prendre  $C(dv'/dt) = 0$  pour une approximation.

d) Détermination graphique approchée des caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$ .

Cette approximation consiste à annuler  $CR(dv'/dt)$  dans l'équation (8). Posant :

$$y' = \sqrt{L/\gamma} \cdot i', \quad x = v - E,$$

$$y(x) = \sqrt{L/\gamma} \cdot i(v), \quad \alpha = (R + r) \cdot \sqrt{\gamma/L},$$

on arrive finalement à :

$$dy'/dx = (x + \alpha y')/(y - y'), \quad (11)$$

équation du type déjà obtenu dans la première partie et nous permettant d'obtenir  $y'(x)$ , donc  $i'(v)$ .

D'après la forme simplifiée de (8),  $i'(v')$  est une portion de droite de pente  $-1/R$  dans le plan  $i'(v')$ . Nous avons fait cette construction graphique à la figure 15 dans les conditions suivantes :

$$L = 17,7 \mu H; \quad r = 20 \Omega; \quad R = 47 \Omega; \quad \gamma = 175 \text{ pF};$$

$$\sqrt{L/\gamma} = 318 \Omega; \quad V_{\text{polar}} = 130 \text{ mV}.$$

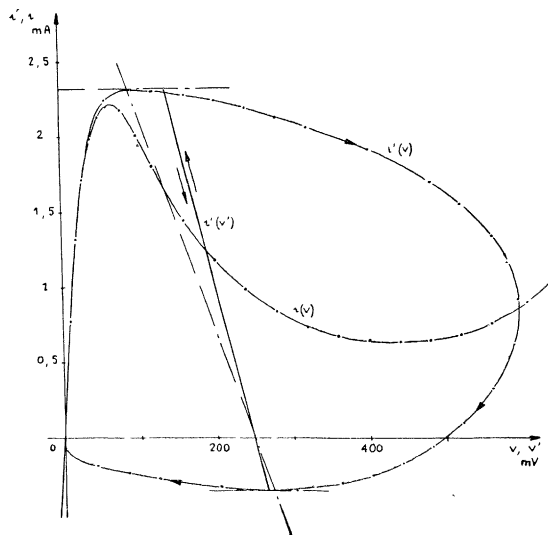


FIG. 15.

Ce sont très sensiblement celles de la figure 14 ( $\sqrt{L/\gamma} = 300 \Omega$ ). On constate l'identité de forme entre les caractéristiques dynamiques  $i'(v')$  obtenues graphiquement et expérimentalement, en particulier aux valeurs élevées de  $L$  et  $\gamma$ .

L'approximation faite :  $C(dv'/dt) = 0$  est donc justifiée. La méthode exposée ici reste valable dans la majorité des cas usuels et en particulier lorsque :

- $C$  est petit et  $\sqrt{L/\gamma}$  quelconque.
- $\sqrt{L/\gamma}$  assez grand et  $C$  quelconque.

3° ÉTUDE DE LA PÉRIODE EN FONCTION DE LA SELF-INDUCTANCE. — Dans le cadre de la théorie faite pour  $\gamma = 0$ , et parallèlement au résultat obtenu dans la première partie, on montre que pour  $C/L$  donné,  $t$  intervient uniquement par  $t/L$ . En particulier, la période doit être proportionnelle à  $L$  pour  $C/L$  fixé. La figure 16 donne la variation

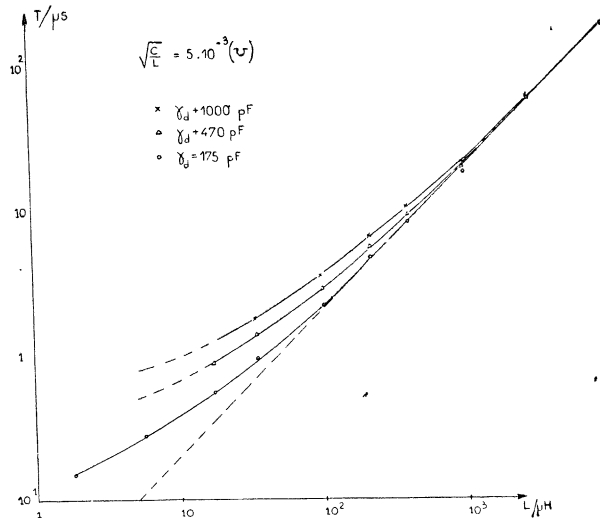


FIG. 16. — Diode HT. 5.

de  $T$  avec  $L$  dans ces conditions, pour différentes valeurs de  $\gamma$ . Pour  $L$  suffisamment grand, on vérifie toujours la loi précédente. Les écarts se manifestent quand on diminue  $L$  et ils sont d'autant plus importants que  $\gamma$  est plus grand. Sur ce plan là, la théorie des oscillations de relaxation, avec les transitions à courant constant, apparaît donc encore comme une limite valable quand  $\gamma$  devient très petit.

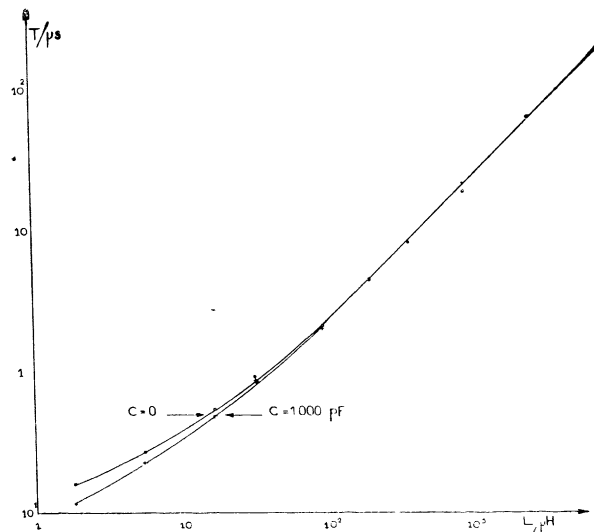


FIG. 17. — Diode HT. 5.



Mais nous avons constaté que  $C$  influençait peu les caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$ . On obtient un résultat analogue à propos de la période, comme le montrent les courbes de la figure 17. Celles-ci sont tracées d'après les résultats de mesure de  $T$  en fonction de  $L$ ,  $\gamma$  se réduisant à la capacité propre de la diode. L'influence de  $C$  n'est sensible qu'aux faibles valeurs de  $L$ , donc de  $L/\gamma$ . Dès que  $L$  est assez grand,  $T$  lui devient proportionnel.

Ce résultat est prévisible, d'après l'équation (9). Si  $L/\gamma$  devient assez grand, la caractéristique  $i'(v)$  ou  $v(i')$  devient de plus en plus proche de celle qui correspond à  $\gamma = 0$ . D'autre part,  $v'(i')$  varie aussi très peu, comme on l'a vu et alors  $t$  intervient par  $t/L$ ; toutes les durées liées à une variation donnée de  $i'$ , donc en particulier la période, deviennent proportionnelles à  $L$ .

En conclusion, les approximations faites pour aboutir à une résolution simple des équations de base du circuit étudié, sont justifiées d'une part par les caractéristiques dynamiques obtenues expérimentalement et d'autre part par l'étude de la période en fonction de la self-inductance.

*Donc, comme pour le circuit classique du type parallèle, le facteur influant sur le comportement général du circuit est le rapport  $L/\gamma$ .*

Cette étude nous montre en outre que dans l'étude du montage classique du type « parallèle », pour les faibles valeurs de  $L/\gamma$ , on devra tenir compte de  $C$ , c'est-à-dire de la capacité utilisée généralement pour découpler la source d'alimentation. En effet, nous avons remarqué que pour les faibles valeurs de  $L/\gamma$ , les caractéristiques dynamiques  $i'(v)$  et  $i'(v')$  varient sensiblement avec la valeur de la capacité  $C$ .

**III. Conclusion.** — Le but principal de notre travail était d'étudier en détail et avec le maximum de rigueur les possibilités de réalisation avec la diode tunnel, d'oscillateurs à relaxation et

d'oscillateurs à résistance négative. Ces deux modes de fonctionnement sont définis de la manière suivante :

1° Les oscillateurs à résistance négative utilisent la diode tunnel comme élément à résistance négative avec un circuit oscillant en parallèle. C'est le montage habituel, la capacité se réduisant souvent à celle de la diode. Dans ce mode de fonctionnement, l'évolution des phénomènes est imposée par le fait qu'on peut suivre la portion de caractéristique à pente négative, même à des vitesses très élevées. C'est le processus décrit par B. Van der Pol [4] dans sa théorie célèbre des oscillations.

2° Les oscillateurs à relaxation seraient réalisés avec la diode tunnel et un circuit oscillant en série, si l'on pouvait négliger la capacité propre de la diode. Les phénomènes de relaxation sont caractérisés par des transitions d'un arc à pente positive à l'autre de la caractéristique statique, à courant constant, dues à l'inaccessibilité de la région à pente négative. Dans notre analyse, nous avons dissocié  $i$  de  $i'$  (fig. 11), même lorsque  $\gamma$  se réduit à la capacité de la diode. En vérité,  $\gamma$  est alors inséparable de la diode et seul  $i'$  est accessible à l'observation. Il résulte de ce qui précède que le rôle de  $\gamma$  est de ralentir les transitions qui, selon la théorie négligeant  $\gamma$ , se feraient à courant constant. Mais nous avons constaté par ailleurs le rôle important du rapport  $L/\gamma$ .

Nous nous sommes assurés, en calculant la puissance dissipée dans la jonction en cours de fonctionnement, qu'il ne peut y avoir échauffement susceptible de modification sensible de la caractéristique statique  $i(v)$ , et ceci quelle que soit la fréquence.

Ce travail montre, en particulier, l'intérêt des méthodes d'intégration graphique utilisées, sur les procédés habituels d'approximation de la caractéristique statique de la diode à effet tunnel.

Manuscrit reçu le 17 janvier 1963.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] MARCHANDEAU (R.) et MOUSSEGT (J.), Variante simple de la méthode d'intégration graphique de l'équation aux oscillations de relaxation, *C. R. Acad. Sc.*, 1962, **254**, 1236-1238.
- [2] MOUSSEGT (J.), Oscillateurs à résistance négative et oscillateurs de relaxation. *J. Physique Rad.* 1962, **23**, 993-999.
- [3] MARCHANDEAU (R.), Production d'oscillations par les diodes à effet tunnel. Thèse d'Ingénieur-docteur soutenue devant la Faculté des Sciences de Grenoble, le 21 décembre 1962.
- [4] VAN DER POL (B.), *Phil. Mag.*, 1926, **2**, 978-992 et *Onde Électrique*, 1930, **9**, 245-256 et 293-312.