50376
1967
85

BIBLIOTHÈQUE INTERUNIVERSITAIRE
SECTION DE SCIENCES
LILLE

50376
1967
85

D.E.S. de PHYSIQUE THEORIQUE

Faculté des Sciences de LILLE

Sur quelques propriétés hyperfréquences des Semi-conducteurs en champ fort

---

Jury :

par J.C. EVRARD

LILLE, le 10 Janvier 1967

INTRODUCTION

Depuis l'apparition des transistors, les semi-conducteurs ont connu un bel essor et semblent encore promis au plus brillant avenir, grâce aux performances, sans cesse améliorées, obtenues en laboratoire.

Le présent mémoire décrit brièvement quelques propriétés hyperfréquences des diodes semi-conductrices.

Les semi-conducteurs, en effet, ont permis l'obtention d'oscillations hyperfréquences par exploitation de deux phénomènes apparaissant sous l'action de champs intenses, l'avalanche et l'effet Gunn. Les diodes peuvent alors présenter des résistances négatives et servir d'amplificateurs.

-Dans une première partie, nous étudierons la mobilité des porteurs et nous exposerons la théorie de l'avalanche de Mac Kay.

- Puis nous analyserons les théories de Read et de Misawa qui expliquent les propriétés hyperfréquences des diodes à temps de transit pour des structures particulières. Nous montrerons également dans cette seconde partie comment apparaissent les oscillations dans les diodes à effet Gunn.

- Enfin nous déterminerons les conditions de fonctionnement en oscillateurs des diodes semi-conductrices et nous donnerons un tableau des performances réalisées actuellement.

I Phénomènes élémentaires observés dans un semi-conducteur sous l'action d'un champ intense.

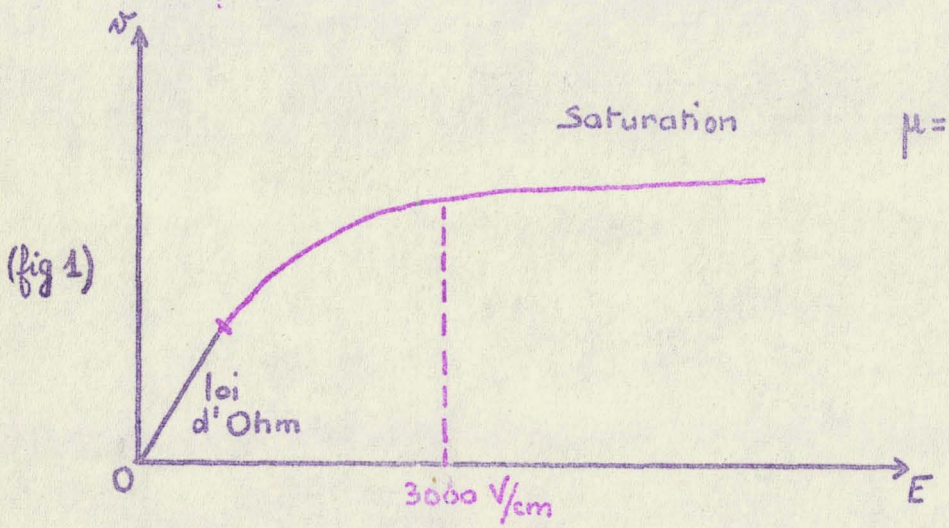
1) Introduction

Dans cette première partie, nous étudierons essentiellement les phénomènes observés dans les semi-conducteurs lorsqu'on leur applique un champ intense. Ces phénomènes sont à la base des théories expliquant les propriétés hyperfréquences d'amplification de ces semi-conducteurs. Nous verrons d'abord que le semi-conducteur en champ faible se comporte comme une résistance ordinaire. Puis lorsque le champ croît, la vitesse des porteurs atteint une valeur limite. Dans certains cas (semi-conducteurs III-V) on peut même observer un maximum et un minimum de la vitesse. D'autre part, dans le cas d'une diode polarisée en inverse, la croissance du champ peut conduire au régime d'avalanche, que nous définirons, et dont nous étudierons les conséquences.

2) Etude de la mobilité des porteurs

a) cas du germanium

Lorsque le champ électrique croît dans la zone n d'un cristal de germanium, la densité de courant croît d'abord proportionnellement au champ, puis de moins en moins, jusqu'à atteindre une valeur de saturation pour un champ de l'ordre de 3000 V/cm. De la densité de courant on peut déduire la vitesse v des électrons et représenter v (E)



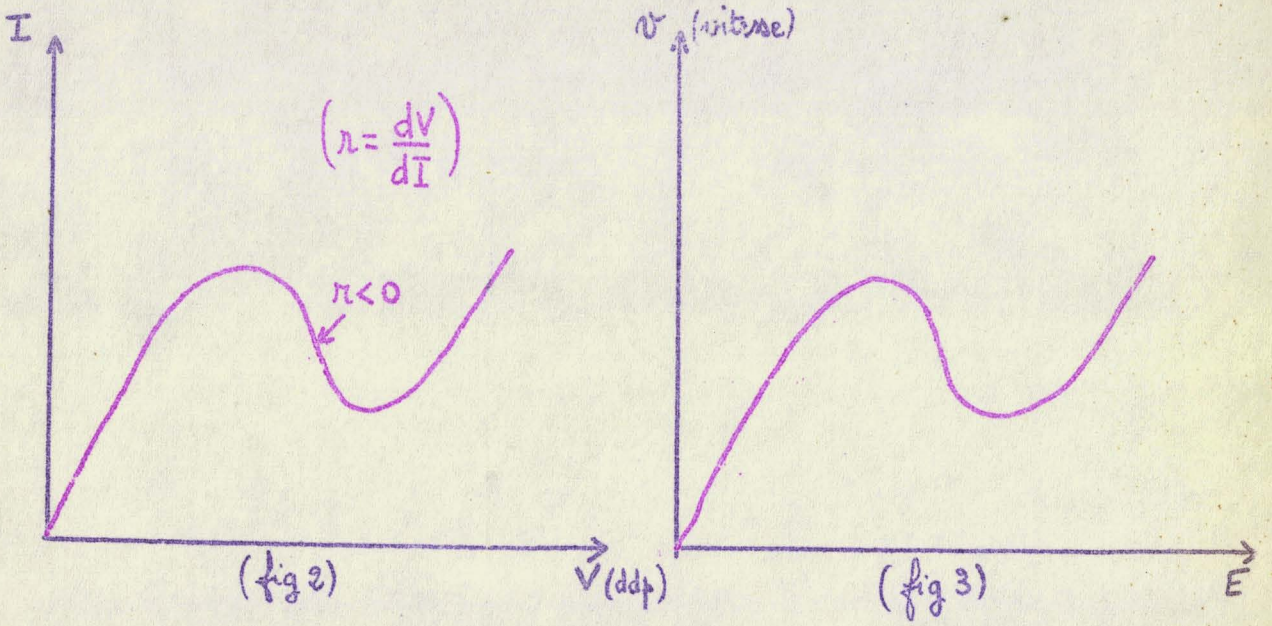
(fig 1)

$\mu = \frac{v}{E}$ = mobilité des porteurs

On peut expliquer qualitativement la courbe de la manière suivante. Quand le champ augmente, les électrons acquièrent une énergie cinétique proportionnelle à vE (partie de la courbe correspondant à la loi d'Ohm), Ensuite les électrons dissipent une partie de cette énergie dans des chocs contre le réseau métallique et tendent vers un état stationnaire, tel un cor ps chaud qui cède de la chaleur à un corps froid, d'où l'appellation "électrons chauds".
Ce phénomène est tout à fait général et la mesure des fluctuations du courant de bruit permet de connaître le libre parcours moyen des électrons.

b) Cas des semi-conducteurs III-V

Si on combine un élément du groupe III (gallium) et un élément du groupe V (arsenic) l'alliage obtenu est un semi-conducteur polaire. Il en résulte que le déplacement des atomes, sous l'effet des vibrations thermiques engendre un champ électrique et le semi-conducteur se comporte différemment du germanium, comme le montre ce qui suit. Lorsque le champ électrique croît de 1000 à 2000 V/cm le courant croît puis décroît et cette variation, de l'ordre de l'ampère, est très supérieure aux fluctuations du courant de bruit. Le semi-conducteur a alors une résistance négative et peut, en principe, servir d'amplificateur.

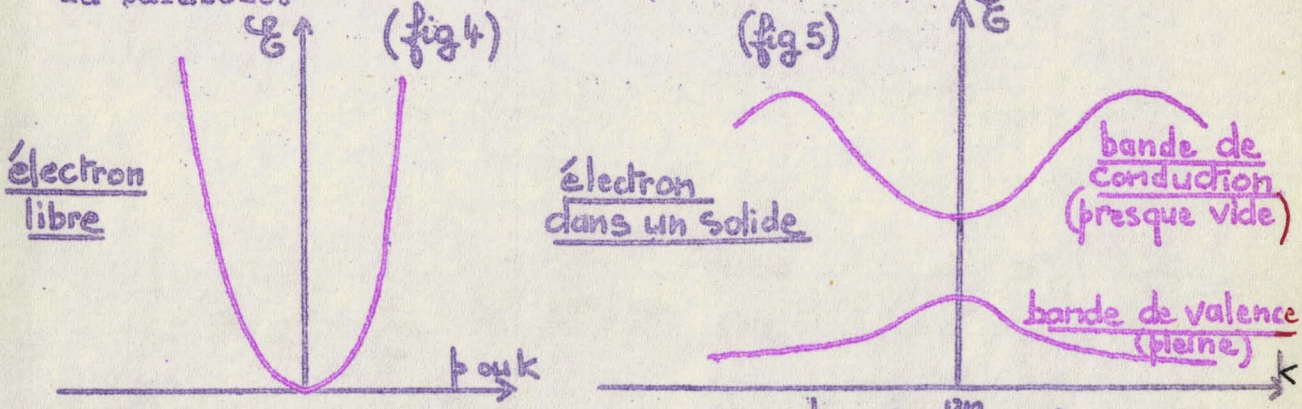


La résistance négative correspond à un ralentissement des électrons dans un champ croissant. L'échantillon est alors équivalent à deux résistances en série $R > 0$ et $r < 0$, r étant localisée dans une zone très étroite. Le circuit contenant ces deux résistances est instable si $\frac{1}{R} + \frac{1}{r} < 0$.

En réduisant la longueur de l'échantillon, on peut avoir $\frac{\lambda}{R} > \frac{1}{r}$. Avec un échantillon de 0,2 mm de long, les variations de I sont répétitives. On a ainsi un oscillateur cohérent qui fournit près d'1 A sous I 000 MHz ou plus.

c) Théorie

A un électron d'énergie $\mathcal{E} = \frac{p^2}{2m}$ on peut associer une longueur d'onde $\lambda = \frac{h}{p}$. Soit $\vec{k}$ le vecteur d'onde tel que $|\vec{k}| = \frac{2\pi p}{h} = \frac{p}{\hbar}$. Pour les électrons libres $\mathcal{E}$ est proportionnelle à k^2. Mais un électron dans un solide n'est pas libre; il interagit avec de nombreux atomes, et il y a distorsion de la parabole.



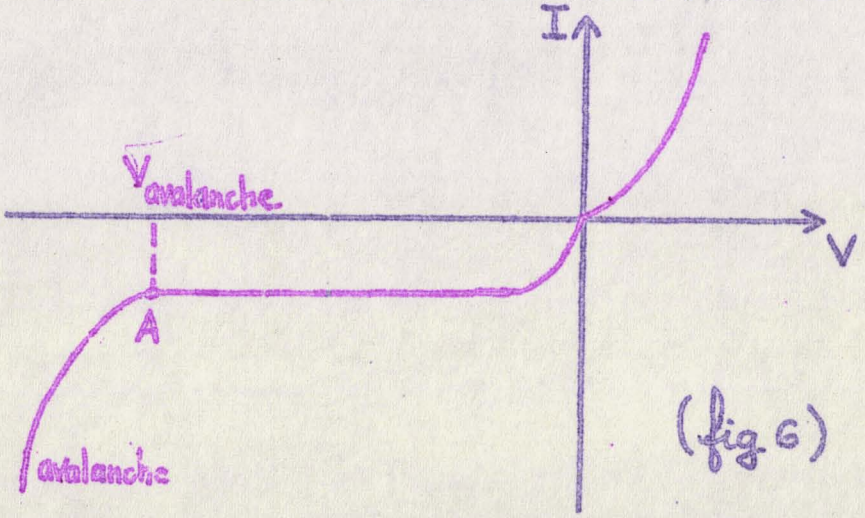
En mécanique quantique on peut écrire $\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\mathcal{E}}{dk^2} F$ où $\hbar^2 \left(\frac{d^2\mathcal{E}}{dk^2}\right)^{-1} = m^*$ est la masse effective. Cette masse est variable sauf au voisinage de $\vec{k}_0$ (correspondant à un minimum d'énergie) où elle peut être considérée comme localement constante. En ce voisinage $\mathcal{E} = \frac{\hbar^2}{2m^*}(\vec{k} - \vec{k}_0)^2$ à une constante près. S'il y a plusieurs minima d'énergie, il leur correspond plusieurs valeurs de m^*.

La courbure, au voisinage des minima est proportionnelle à $\frac{1}{m^*}$. Or la théorie et l'expérience montrent que, pour les semiconducteurs III-V le minima supérieur a une courbure plus faible. Donc les électrons qui y sont transférés

ralentissent car leur masse effective augmente.
C'est à partir de cet effet qu'on peut expliquer, et même calculer théoriquement, les courbes données.

3) Théorie de l'avalanche de Mac Kay

a) introduction - définition du régime d'avalanche



(fig 6)

- Si on observe la caractéristique I=f(V) d'une diode polarisée en inverse, on constate que pour une tension inverse suffisante, le courant croît rapidement. Nous allons exposer la théorie de Mac Kay de ce phénomène. Cette théorie apparaît comme une extension aux semi-conducteurs des travaux de Townsend sur l'ionisation des gaz.

- Quand le champ électrique croît, le courant est tout d'abord constant puis croît brusquement pour une certaine ddp appelée tension d'avalanche (discontinuité correspondant au point A fig.6). Mac Kay admet que la distribution de champ peut-être telle qu'elle permette l'avalanche par injection de porteurs. Un électron injecté chasse un électron de valence et produit ainsi une paire trou-électron. Les électrons et les trous ainsi produits peuvent ioniser à leur tour les atomes etc... L'avalanche peut résulter de ce processus en chaîne.

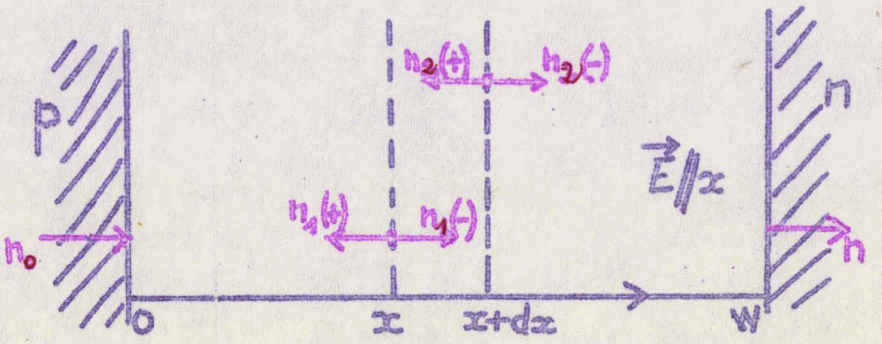
b) Définitions - Hypothèses simplificatrices - Condition d'avalanche.

- On appelle taux d'ionisation α et β les nombres de paires trou-électron produites respectivement par un électron et par un trou se déplaçant de 1 cm dans la direction du champ électrique E. α et β sont supposés ne dépendre que de E.

-

jonction p-n

(fig 7)



La jonction a une largeur W et le champ est supposé fonction de la seule variable x. On injecte n_0 électrons en x=0 et on s'intéresse à l'avalanche électronique.
Soient n_1 et n_2 les nombres d'électrons produits de 0 à x et de x à W. (On néglige la perte des porteurs par recombinaison et les interactions entre électrons)
- le nombre d'électrons produits entre x et x+dx est

$$dn = (n_0+n_1)\alpha\, dx + n_2\beta\, dx$$

Or $n = n_0 + n_1 + n_2$ $\quad dn = n\alpha\, dx - n_2(\alpha-\beta)\, dx$

En intégrant : $n - n_0 = \int_0^W dn = n\int_0^W \exp\left[-\int_0^x (\alpha-\beta)\, dx'\right] dx$

ou $$1 - \frac{1}{M} = \int_0^W \alpha \exp\left[-\int_0^x (\alpha-\beta)\, dx'\right] dx \qquad (1)$$

avec $M = \frac{n}{n_0}$. C'est le facteur de multiplication.
Dans l'hypothèse où les taux d'ionisation α et β sont égaux, l'équation ci-dessus s'écrit

$$\boxed{1 - \frac{1}{M} = \int_0^W \alpha\, dx} \qquad (2)$$

Dans les expressions (1) et (2) ci-dessus si $M \to \infty$, on obtient l'avalanche et on constate que les intégrales des seconds membres tendent vers l'unité.
Par conséquent si on connaît la distribution de champ dans la jonction et les taux d'ionisation $\alpha(E)$ et $\beta(E)$, on peut en déduire la tension d'avalanche V_a.

c) Solution de l'équation (2) pour une distribution linéaire du champ.

(fig 8)

L'équation du champ est $E=E_M\left(1-\frac{x}{W}\right)$ avec $E_M=\frac{2V}{W}$, où V est la ddp aux bornes de la jonction.
On pose $W=W_1\sqrt{\ }$ $V=\frac{1}{2}W_1^2$ E_M. Dans ces conditions l'équation (2) s'écrit :

$$1-\frac{1}{M}=\int_0^{E_M}\frac{W}{E_M}\alpha(E)\,dE=\frac{W_1^2}{2}\int_0^{E_M}\alpha(E)\,dE$$

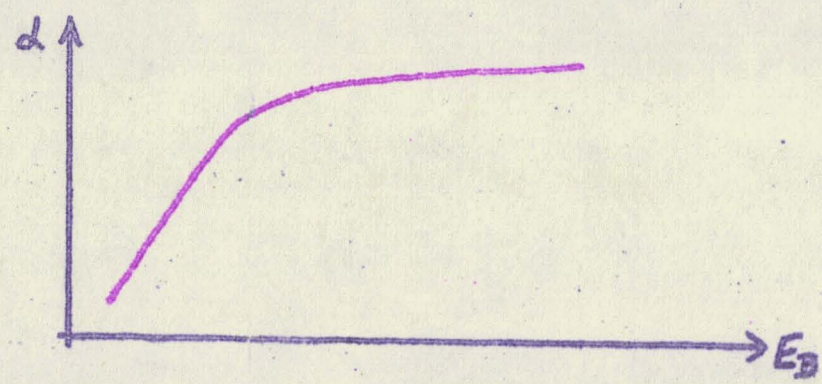
Par différentiation : $$\boxed{\alpha(E_M)=\frac{2}{W_1^2}\frac{d}{dE_M}\left(1-\frac{1}{M}\right)-\frac{4}{W_1^3}\left(1-\frac{1}{M}\right)\frac{dW_1}{dE_M}}$$

Pour une jonction donnée $\alpha(E_M)=\frac{2}{W_1^2}\frac{d}{dE_M}\left(1-\frac{1}{M}\right)$ (3)

Pour plusieurs jonctions, en régime d'avalanche :

$$\alpha(E_B)=-\frac{4}{W_1^3}\frac{dW_1}{dE_B} \qquad (4)$$

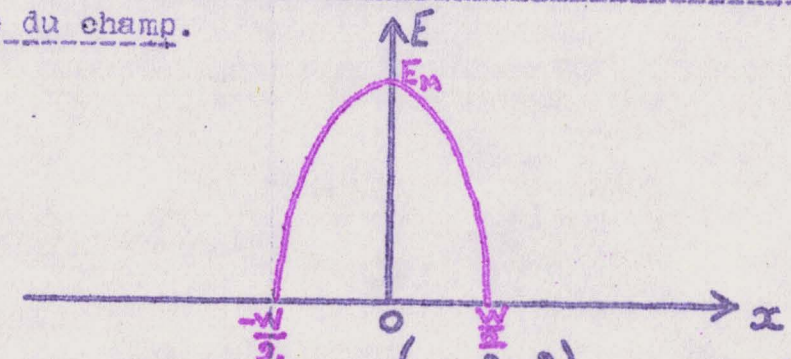
Les équations (3) et (4) permettent une évaluation point par point de $\alpha(E)$.



(fig 9)

d) Solution de l'équation (2) pour une distribution parabolique du champ.

(fig 10)



L'équation du champ est $E = E_M\left(1-\left(\frac{2x}{W}\right)^2\right)$ avec $E_M = \frac{1,5V}{W}$
On pose $W = W_1 V^{1/3} = \left[\frac{2}{1,5} W_1^3 E_M\right]^{1/2}$ Dans ces conditions l'équation (2) devient :

$$1 - \frac{1}{M} = 2\int_0^{E_M} \frac{W\alpha(E)\,dE}{4E_M^{1/2}(E_M-E)^{1/2}} = \frac{1}{2}\left[\frac{W_1^3}{1,5}\right]^{1/2}\int_0^{E_M} \frac{\alpha(E)\,dE}{(E_M-E)^{1/2}}$$

En utilisant la transformation de Fourier :

$$\boxed{\alpha(E_M) = \frac{1}{\pi}\frac{d}{dE_M}\int_0^{E_M} \frac{(1-\frac{1}{M})}{(E_M-E)^{1/2}}\,2\left[\frac{1,5}{W_1^3}\right]^{1/2} dE}$$

Si on mesure M en fonction de E_M pour une jonction donnée, W_1 est constante et :

$$\alpha(E_M) = \frac{2}{\pi}\left[\frac{1,5}{W_1^3}\right]^{1/2}\frac{d}{dE_M}\int_0^{E_M} \frac{(1-\frac{1}{M})}{(E_M-E)^{1/2}}\,dE \qquad (5)$$

Si on mesure E_B, le champ maximal à l'avalanche pour des jonctions de longueurs variables W_1, $M\to\infty$ et :

$$\alpha(E_B) = \frac{2}{\pi}(1,5)^{1/2}\frac{d}{dE_B}\int^{E_B} \frac{dE}{W^{3/2}(E_B-E)} \qquad (6)$$

Les équations (5) et (6) permettent une évaluation point par point de $\alpha(E)$.

II Théories permettant d'expliquer les propriétés hyperfréquences.

A Diode à temps de transit et à régime d'avalanche.

1) Introduction

Dans cette seconde partie nous exposerons les différentes théories qui expliquent la naissance d'une oscillation dans les semi-conducteurs en régime d'avalanche. Ces théories s'appuient sur l'équation de Poisson et les équations de continuité qui sont résolues en tenant compte des conditions aux limites. Les différentes solutions obtenues dépendent de la structure envisagée et des hypothèses simplificatrices adoptées.

2) Equations fondamentales.

La géométrie des jonctions habituellement employées permet de se borner à écrire des équations à une dimension.
L'équation de Poisson et les équations de continuité s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E}{\partial x} = \dfrac{q}{\varepsilon}\,(N_D - N_A + p - n) & (7) \\[2ex] \dfrac{\partial n}{\partial t} = \dfrac{1}{q}\dfrac{\partial J_n}{\partial x} + g & (8) \qquad \dfrac{\partial p}{\partial t} = -\dfrac{1}{q}\dfrac{\partial J_p}{\partial x} + g \qquad (9) \end{cases}$$

N_D, N_A, p, n, représentent les concentrations des donneurs, des accepteurs, des trous, des électrons.

q = charge électronique $\quad \varepsilon$ = constante diélectrique

$g = \alpha |v_n| n + \beta |v_p| p$ = coefficient de génération

v_n, v_p représentent les vitesses des électrons et des trous.

Si on néglige le courant de diffusion

$$J_n = -q\, v_n\, n \quad \text{et} \quad J_p = q\, v_p\, p$$

On suppose que les vitesses des électrons et des trous sont égales à une même vitesse constante v, et que les taux d'ionisation α et β sont égaux.
Les équations de continuité (8) et (9) deviennent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha v (n+p) = -v\frac{\partial n}{\partial x} + \alpha v (n+p) \qquad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha v (n+p) = v\frac{\partial p}{\partial x} + \alpha v (n+p) \qquad (11)$$

Le courant total traversant le semi-conducteur est :

$$J = J_p + J_n + \underbrace{\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t}}_{\text{courant de déplacement.}}$$

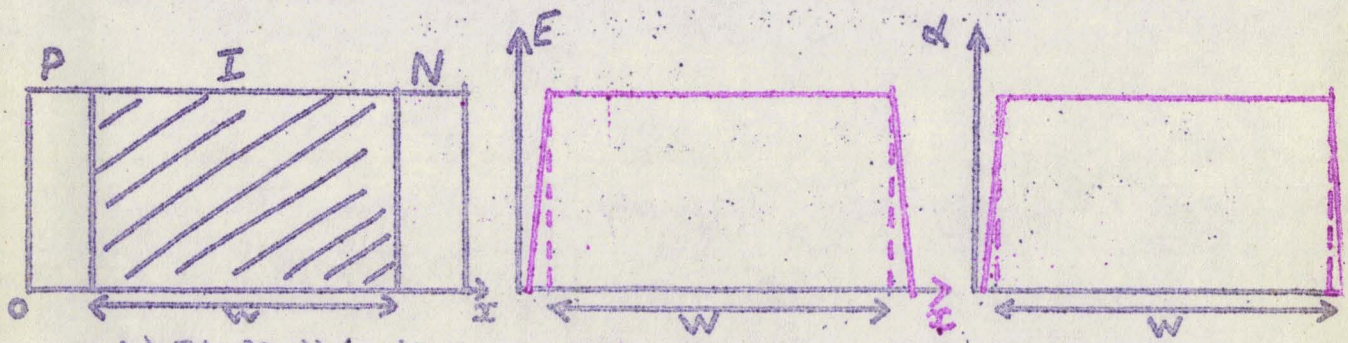
Ces equations fondamentales ont été appliquées par Misawa et Read à l'étude de deux structures particuliéres.

3) Théorie de Misawa

a) Structure de Misawa

Misawa attribue l'éxistence possible d'une résistance négative à une instabilité intrinsèque du plasma électrons - trous dans une jonction p-i-n placée en régime d'avalanche.

(fig 11)



b) Etude théorique

En unités normalisées, $q = 1$, $v = 1$, d'où $J_n = -n$, $J_p = -p$.

Les équations (7), (10), et (11) deviennent alors:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E}{\partial x} = J_n - J_p & (12) \\ -\dfrac{\partial J_n}{\partial t} = \dfrac{\partial J_n}{\partial x} - \alpha (J_n + J_p) & (13) \\ -\dfrac{\partial J_p}{\partial t} = -\dfrac{\partial J_p}{\partial x} - \alpha (J_n + J_p) & (14) \end{cases}$$

Dans l'approximation des petits signaux, le champ électrique et les densités de courant comprennent une partie continue et une petite partie sinusoïdale représentée par le signe $\sim$.

Dans (I2), (I3), (I4), remplaçons $\frac{\partial}{\partial t}$ par $j\omega$ et limitons aux termes du premier ordre les parties sinusoïdales.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \tilde{J}_n - \tilde{J}_p & (I5) \\ \dfrac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} = \alpha' J \tilde{E} + (\alpha - j\omega)\tilde{J}_n + \alpha \tilde{J}_p & (I6) \\ \dfrac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -\alpha' J \tilde{E} - \alpha \tilde{J}_n - (\alpha - j\omega)\tilde{J}_p & (I7) \end{cases}$$

où $\alpha' = \dfrac{\partial \alpha}{\partial E}$ et J = courant continu total.

Comme α est une fonction croissante de $|\vec{E}|$, $\alpha' J$ est positif quel que soit le signe de J.
Dans le cas d'une avalanche uniforme, α et α' sont indépendants de x.
De (I5), (I6), (I7), on tire :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = 2\alpha' J \tilde{E} + (\alpha - j\omega)(\tilde{J}_n + \tilde{J}_p) + (\tilde{J}_n + \tilde{J}_p)$$

ou $$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = 2\alpha' J \tilde{E} + (\tilde{J} - j\omega\tilde{E})(2\alpha - j\omega) \qquad (I8)$$

Cherchons une solution de la forme $e^{j(\omega t - kx)}$ de l'équation (I8)

$$\tilde{E}(k^2 + 2\alpha' J - j2\omega\alpha - \omega^2) = 0$$

soit $k = \pm\sqrt{\omega^2 - 2\alpha' J + j2\omega\alpha} = a + jb$

On constate que la partie imaginaire du radical est positive. Une valeur de k est située dans le premier quadrant l'autre dans le troisième quadrant. L'onde est de la forme $e^{j(\omega t - ax)} e^{bx}$ avec $b > 0$.

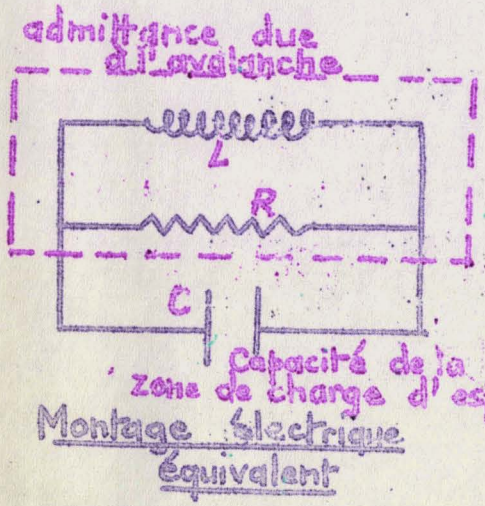
Si $a > 0$, k est situé dans le premier quadrant et l'onde se propage vers les x positifs. Si $a < 0$, k est situé dans le troisième quadrant et l'onde se propage vers les x négatifs.
Dans les deux cas l'amplitude croît exponentiellement puisque $b > 0$. Il y a amplification.

A partir de la valeur de k obtenue ci-dessus et des conditions aux limites $\tilde{J}(o) = J_{ns}$ et $\tilde{J}(W) = J_{ps}$, on peut déterminer $\tilde{E}$, $\tilde{J}_n$ et $\tilde{J}_p$ ainsi que l'impédance Z de la diode

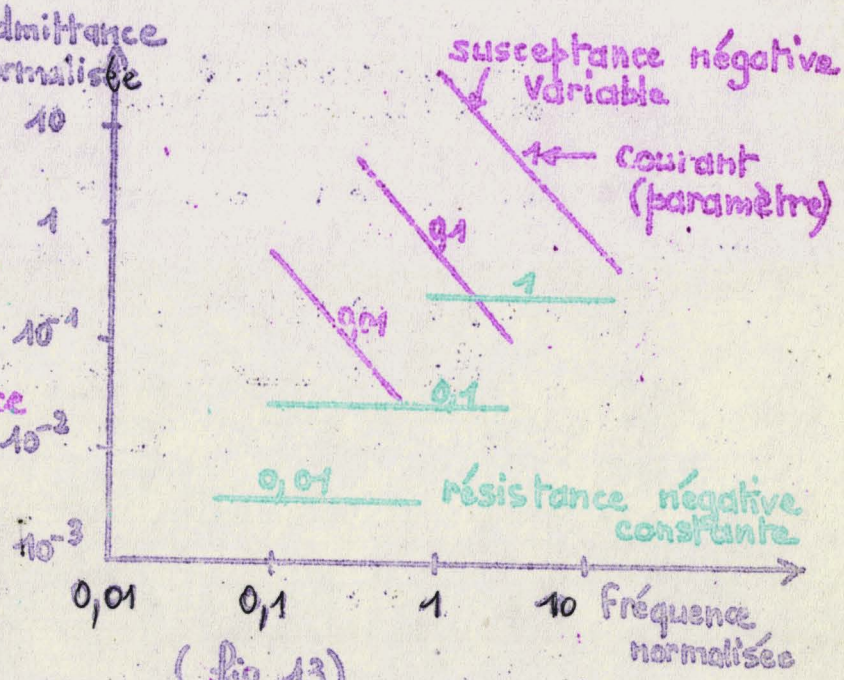
On trouve en particulier:

$$Z = -\frac{1}{\frac{L}{2}}\left(Z_t\, 2\alpha' J - 2\alpha + j\omega \right)$$

Z_t est l'impédance correspondant au courant $J_{ns} + J_{ps}$ dû au mouvement des porteurs créés par agitation thermique. La partie réelle est négative, ce qui permet l'amplification et les oscillations hyperfréquences.



(fig 12)

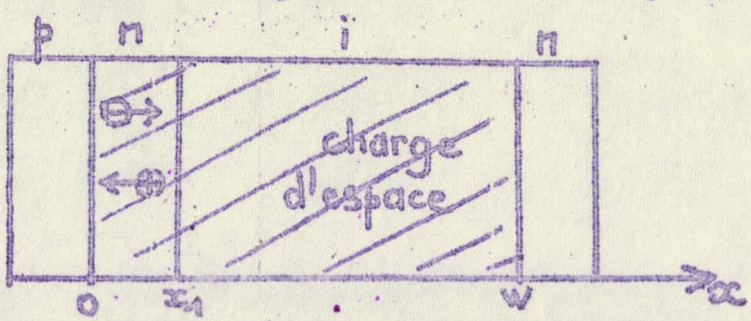


(fig 13)

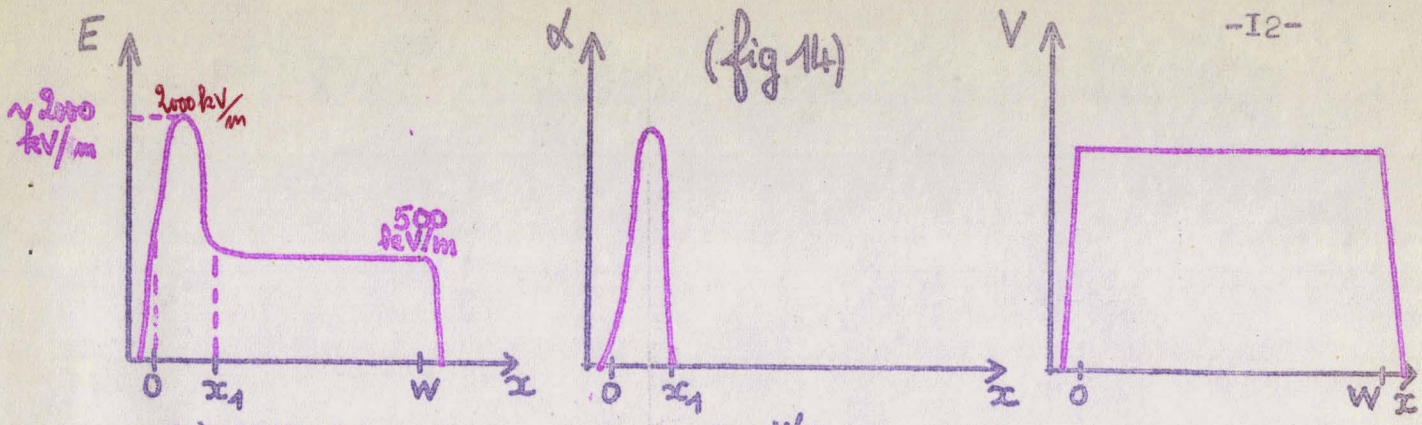
4) Théorie de Read

a) introduction - structure de Read

Cette théorie est assez analogue à celle de Misawa . Elle s'appuie sur les mêmes hypothèses simplificatrices; mais la jonction envisagée a une structure p - n - i - n et l'avalanche survient dans une région étroite de la jonction.



(fig 14)



(fig 14)

b) théorie

D'après la théorie de Mac Kay $\int_0^W \alpha(E)\,dx = I - \frac{I_c}{I}$ où I est le courant de multiplication et I_c le courant de capacité.

champ électrostatique

Il suffit d'intégrer de 0 à x_1 avec $x_1 \ll W$ ou x_1 est la longueur de la zone d'avalanche. Nous allons exprimer $\int \alpha\,dx$ en fonction du champ E_0 maximal.

- Le cas le plus simple correspond à un champ constant E_0 dans la zone de multiplication.

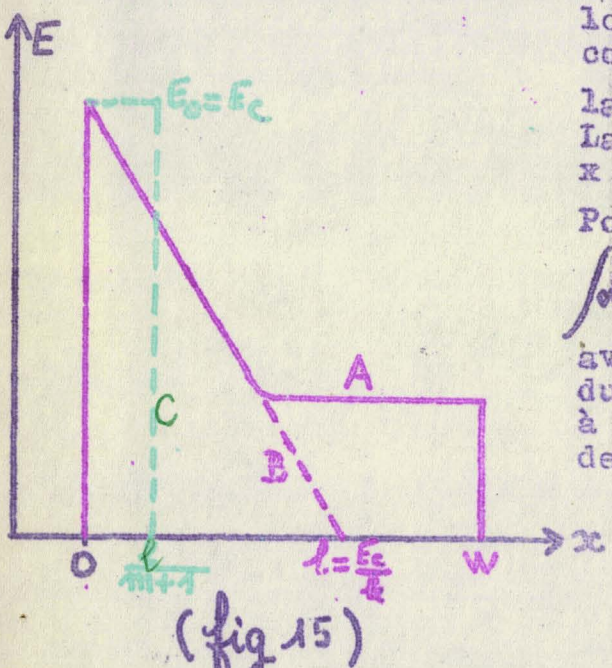
$$\int \alpha\,dx = \int_0^{x_1} \alpha(E_0)\,dx = x_1\,\alpha(E_0) \qquad \alpha(E_c) = \frac{1}{x_1}$$

Si α est proportionnel à E_0^m

$$\int \alpha\,dx = \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^m$$

E_c est le champ critique correspondant à l'avalanche. On a alors $\int \alpha\,dx = I$

- Considérons maintenant la distribution de champ ci-dessous. lors de l'avalanche. La partie plane A contribue peu à l'avalanche et on peut la remplacer par B. Alors $E = E_0 - kx$. La droite représentative coupe l'axe des x en $l = \frac{E_c}{k}$



(fig 15)

Pour α proportionnel à E^m, on a :

$$\int \alpha\,dx = \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^{m+1} \qquad (I9)$$

avec $\alpha(E_c) = \frac{m+1}{l}$. La distribution du champ à l'avalanche est équivalente à un champ constant E_c dans une région de largeur $\frac{l}{m+1}$ (courbe C).

Champ variable

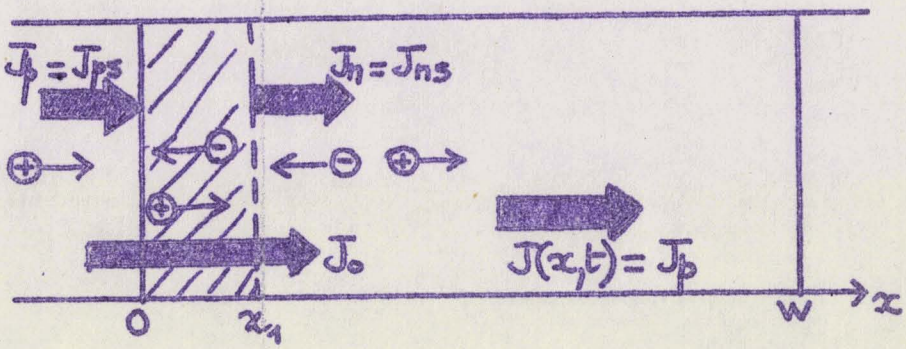
-Reprenons les équations de continuité:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha v (n + p) \quad (20) \quad (J_p = qvp)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha v (n + p) \quad (2I) \quad (J_n = qvn)$$

où $\alpha = \alpha(E)$. p, n et E sont déterminés par (20), (2I), l'équation de Poisson et les conditions aux limites.

(fig 16)



On suppose que toute la multiplication a lieu dans la région (0, x_1). Le courant total traversant cette zone de la jonction est :

$$J(x, t) = J_p(x, t) + J_n(x, t) = J_o(t)$$

Ajoutons (20) et (2I) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(p+n) = -\frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial x}(J_p - J_n) + 2\alpha v (n + p)$$

$$\text{ou } \frac{1}{qv}\frac{\partial}{\partial t}(J_p + J_n) = -\frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial x}(J_p - J_n) + \frac{2\alpha}{q}(J_p + J_n)$$

$$\text{soit } \frac{1}{v}\frac{dJ_o}{dt} = -\frac{\partial}{\partial x}(J_p - J_n) + 2\alpha J_o$$

Intégrons de 0 à x_1

$$\frac{x_1}{v}\frac{dJ_o}{dt} = \tau_1 \frac{dJ_o}{dt} = -(J_p - J_n)_o^{x_1} + 2 J_o \int_0^{x_1} \alpha \, dx \qquad (22)$$

$\tau_1 = \frac{x_1}{v}$ est le temps de transit à travers la zone de multiplication.

Ecrivons les conditions aux limites:

$x = 0 \quad J_p - J_n = 2 J_p - J_o = 2 J_{ps} - J_o$

$x = x_1 \quad J_p - J_n = J_o - 2 J_n = J_o - 2 J_{ns}$

Reportons ces relations dans (22)

$$\tau_1 \frac{dJ_o}{dt} = 2 \left(\underbrace{J_{ps} + J_{ns}}_{J_s} - J_o \right) + 2 J_o \int_0^{x_1} \alpha \, dx$$

$$\frac{\tau_1}{2} \frac{dJ_o}{dt} = J_o \left(\int_0^{x_1} \alpha \, dx - 1 \right) + J_s \qquad (23)$$

A l'avalanche $\int_0^{x_1} \alpha \, dx = 1$ et $J_o = \frac{2 J_s}{\tau_1} t + cte$

Le courant peut devenir infini.

A l'aide de la relation (I9), (23) devient:

$$\frac{\tau_1}{2} \frac{dJ_o}{dt} = J_o \left[\left(\frac{E_o}{E_c} \right)^{m+1} - 1 \right] + J_s$$

$$\text{ou} \quad \frac{\tau_1}{2} \frac{d}{dt} \operatorname{Log} J_o = \left(\frac{E_o}{E_c} \right)^{m+1} - 1 + \frac{J_s}{J_o} \qquad (24)$$

Cette équation relie J_o (t) et E_o (t) dans la zone de multiplication.
D'autre part $J_o \gg J_s$ et J_s peut être négligé.
Comme E_o (t) varie autour de E_c on peut poser:

$$E(t) = \frac{E_o(t) - E_c}{E_c} \quad \text{d'où} \quad \frac{E_o(t)}{E_c} = E(t) + 1$$

Dans ces conditions (24) s'écrit:

$$\frac{\tau_1}{2} \frac{d}{dt} \operatorname{Log} J_o = \left[1 + E(t) \right]^{m+1} - 1 \qquad (25)$$

En développant le second membre de (25) suivant les puissances de E et en s'arrêtant à E^2, on obtient:

$$\frac{d}{dt} \operatorname{Log} J_o = \frac{2}{\tau_1} \left[(m+1) E + \frac{m(m+1)}{2} E^2 \right]$$

$$\boxed{\frac{d}{dt} \operatorname{Log} J_o = \frac{2(m+1)}{\tau_1} \left(E + \frac{m}{2} E^2 \right)} \qquad (26)$$

- Courant extérieur.

On suppose que l'émission a lieu en x=0 exclusivement.
Le courant de trous à travers la charge d'espace donne naissance à un courant Je (t) dans le circuit extérieur:

$$J_e(t) = \frac{1}{W}\int_0^W J(x,t)\,dx$$

$$J_e(t) = \frac{1}{W}\int_0^W J_o\left(t - \frac{x}{v}\right)dx = \frac{1}{\tau}\int_{t-\tau}^{\tau} J_o(t')\,dt' \qquad (27)$$

(τ est le temps de transit de 0 à W).

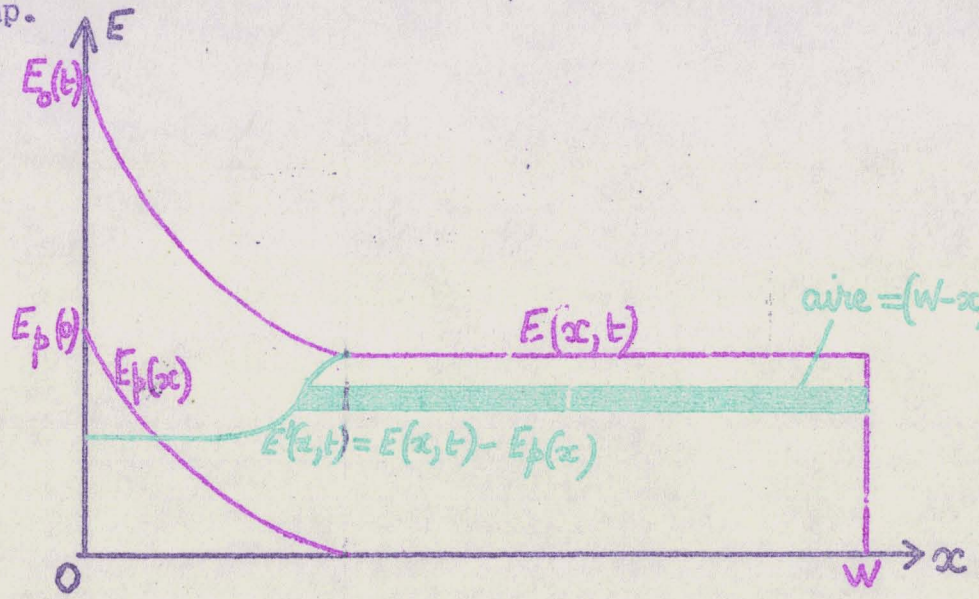
Il convient d'ajouter à J_e le courant capacitif $J_c = C\frac{dV}{dt}$

(C= capacité par unité de surface de la zone d'avalanche).

- Effet du courant sur le champ.

Nous allons montrer que le courant de trous réduit le maximum de champ.

(fig 17)



Soient V_p et $E_p(x)$ la ddp et le champ tenant compte du seul effet des charges fixes. Si $V > V_p$, la variation correspondante du champ est $\frac{V-V_p}{W}$.

Soit $E'(x,t) = E(x,t) - E_p(x)$

Les trous donnent une densité de charge $\frac{J(x,t)}{v}$

L'équation de Poisson s'écrit:

$$\frac{\partial E'}{\partial x}(x,t) = \frac{1}{\varepsilon v} J(x,t) = \frac{1}{\varepsilon v} J_o\left(t - \frac{x}{v}\right) \qquad (28)$$

Or $V(t) - V_p = \int_0^W E'(x,t)\,dx = W\left[E_o(t) - E_p(0)\right] + \int_0^W (W-x)\frac{\partial E'}{\partial x}\,dx$

Soit, à l'aide de (28):

$$\frac{V(t)-V_f}{W} = E_o(t) - E_p(0) + \frac{1}{\varepsilon v}\int_o^W (W-x)\, J_o\left(t-\frac{x}{v}\right) dx$$

ou $$\frac{V(t)-V_f}{W} = E_o(t) - E_p(0) + \frac{1}{\varepsilon\tau}\int_{t-\tau}^{t} J_o(t')\,(\tau - t+t')\, dt'$$

avec $t' = t - x/v$

En définitive :

$$E_o(t) - E_p(0) = \frac{V(t)-V_f}{W} + \Delta E(t) \qquad (29)$$

$$\Delta E(t) = -\frac{1}{\varepsilon\tau}\int_{t-\tau}^{t} J_o(t')\,(\tau - t + t')\, dt'$$

$\Delta E(t)$ représente l'effet du courant sur le champ. C'est une quantité toujours négative.

- Nous avons à présent deux équations (26) et (29) qui relient $J_o(t)$, $E_o(t)$ et $V(t)$. Nous allons donner une solution valable dans l'approximation des petits signaux.

$V(t) = V_d + V_a \sin\omega t$ avec $V_a \ll V_d$.

Utilisons les unités suivantes:

longueur	W	temps	τ
champ	E_c	ddp	WE_c
densité de courant	$\frac{\varepsilon E_c}{\tau}$		

(29) devient $E(t) = E_b + E_a \sin\omega t + \Delta E$ (30)

$$\Delta E = -\int_{t-1}^{t} J_o(t')\,(1 - t + t')\, dt'$$

E_b est le champ dû à la ddp constante V_d.

Le courant à travers la diode est le courant capacitif:

$J_c = C\frac{dV}{dt} = \omega V_a \cos\omega t$ (31) + le courant de conduction

$$J_c(t) = \int_{t-1}^{t} J_o(t')\, dt' \qquad (32)$$

Read a montré que la fréquence possible de l'oscillation engendrée par l'avalanche est de l'ordre de $\frac{1}{2\tau}$ soit en unités normalisées $\omega = \pi$.

Il en résulte que la ddp variable est $V = V_a \, e^{j\pi t}$

et le courant est $J_o = J_d + J_{oa} \, e^{j\pi t}$ où J_{oa} est complexe.

Les équations (26), (30) et (32) deviennent respectivement:

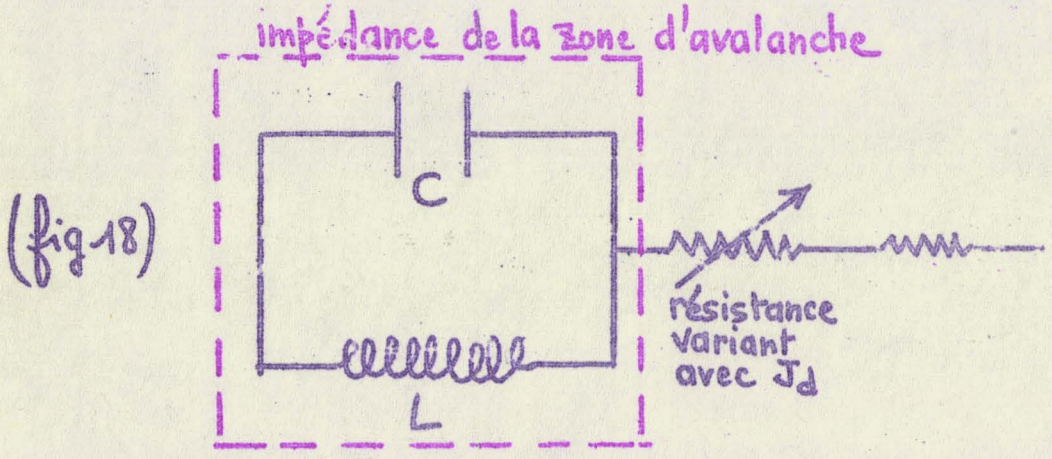
$$\left.\begin{aligned} \frac{j\pi J_{oa}}{J_d} &= \frac{2(m+1)}{\tau_1} E_a \\ V_a - E_a &= \frac{1}{j\pi}(J_{oa} - J_{ea}) \\ J_{oa} &= \frac{j\pi}{2} J_{ea} \end{aligned}\right\} \qquad (33)$$

On déduit des équations (33) l'impédance de la diode par unité de surface:

$$Z = \frac{V_a}{J_{ea}} = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{\pi^2 \tau_1}{2(m+1)J_d}\right] + \frac{j}{\pi}$$

La partie réelle de l'impédance est négative pour $J_d < \frac{\pi^2 \tau_1}{2(m+1)}$ et il peut y avoir amplification.

Circuit équivalent



(fig 18)

B Effet Gunn

Cet effet explique la naissance de l'oscillation dans les semi-condusteurs III-V en champ fort. Au moment où la ddp appliquée franchit le seuil d'instabilité ducourant (fig 2 p.2) le champ est distribué uniformément le long de l'échantillon. Aussitôt après , apparaît un champ intense à la cathode. Comme la ddp totale est fixée , cette croissance doit s'accompagner d'une décroissance quelque part ailleurs dans l'échantillon.

La région de champ intense se déplace de la cathode vers l'anode . Quand elle atteint l'anode; elle disparaîtet le champ electrique reprend momentanément sa distribution uniforme initiale. Puis le processus se répète...

Ce phénomène peut s'expliquer à partir de ce que nous avons vu au chapitre I-2). Lorsque E augmente , les électrons passent du minimum inférieur d'énergie au minimum supérieur. Quand quelques électrons ont été transférés, la conductibilité décroît (car la mobilité des électrons est moindre dans la " vallée " supérieure). En conséquence le champ augmente encore plus et le transfert entre les deux minima s'accélère. Le champ devient très intense; Il se produit une onde de choc qui parcourt le semi-conducteur en un temps t=v/l; après quoi E et I sont réduits proportionnellement et les oscillations des accepteurs ont ainsi une période qui est de l'ordre du temps de transit.

III Résultats expérimentaux

1) Mode d'obtention des oscillations

a) Conditions d'oscillation en structure ligne

La diode présente une impédance en parallèle sur l'impédance du guide. Le coefficient de réflexion s'écrit $\rho = \frac{1-Y}{1+Y}$ où Y représente l'admittance totale (diode + monture)
$Y = G + jB \quad (G<0)$

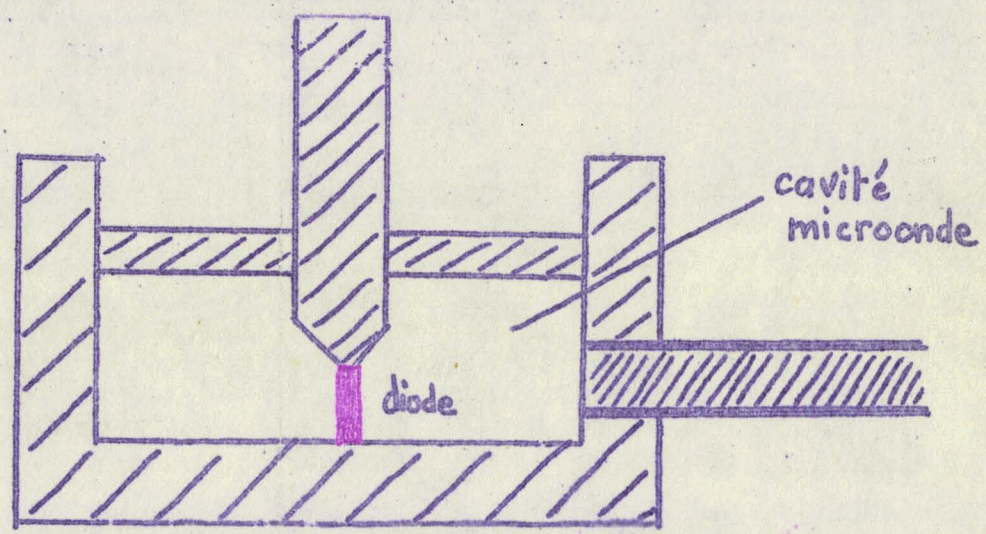
$$\rho = \frac{(1-G) - jB}{(1+G) + jB}$$

$|\rho|$ est maximal pour $B = 0$ et vaut $|\rho|_{max} = \frac{1-G}{1+G}$

La condition d'oscillation correspond à $|\rho| \to \infty$
Il faut donc que $B = 0$ et $G = -1$

Pour qu'il y ait oscillation, il est nécessaire de régler l'intensité du courant de façon que la somme des conductances (positive de perte + négative de diode) soit égale à -1.
Il faut aussi régler le dispositif d'accord pour annuler la susceptance de la diode.

b) Condition d'oscillation pour une diode montée en cavité



(fig 19)

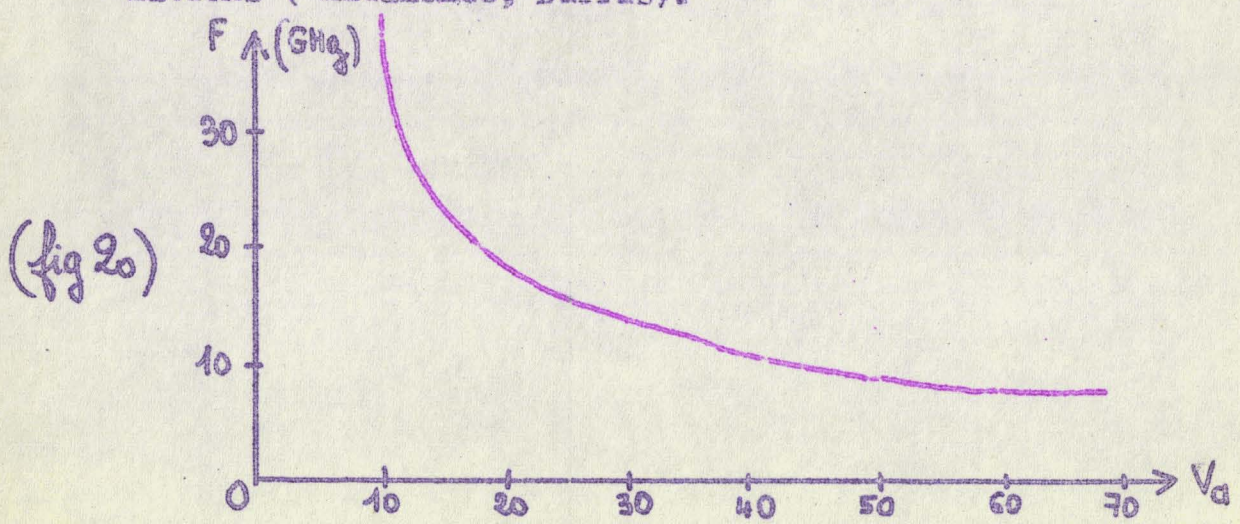
La diode est montée dans une cavité microonde principalement inductive accordée sur la capacité de la diode. Les susceptances s'annulent et on obtient un système résonnant. Pour obtenir les oscillations il est également nécessaire que les facteurs de qualité Q_D de la diode (<0) et Q de la cavité vérifient la condition:

$$-\frac{1}{|Q_D|}+\frac{1}{Q}<0$$

2) Relation entre la fréquence des oscillations et la tension d'avalanche

La fréquence des oscillations obtenues est de l'ordre de $\frac{1}{2\pi\tau}$ pour la structure de Read, $\frac{1}{2\pi\tau}$ pour la structure de Misawa où τ est le temps de transit des porteurs à travers la région de charge d'espace.

Certains auteurs ont obtenu expérimentalement une relation liant la tension d'avalanche V_a à la fréquence F des oscillations (Allamendo, Burrus).



(fig 20)

Cette relation peut être expliquée théoriquement de la façon suivante:

Rappelons la condition d'avalanche $\int_0^W \alpha\, dx = 1$ et posons $\alpha = \alpha_0 e^{\lambda E(x)}$.

Supposons le champ uniforme $E = E_0 = \frac{V_a}{W}$ (Structure Misawa)

$$\int_0^W \alpha_0 e^{\frac{\lambda V_a}{W}} dx = 1 \qquad \text{d'où} \quad \boxed{V_a = \frac{W}{\lambda} \text{Log} \frac{1}{\alpha_0 W}}$$

D'autre part, la résistance négative provient d'un retard de phase dû au temps de génération des porteurs et à leur temps de transit τ_0 à travers la charge d'espace. $\tau_0 = \frac{W}{V_s}$

(V_s = vitesse limite des porteurs).

Pour la structure de Misawa $F = \frac{1}{2\pi\tau_0}$ $\qquad W = V_s \tau_0 = \frac{V_s}{2\pi F}$

D'où $\boxed{V_a = \frac{V_s}{2\pi\lambda F} \text{Log} \frac{2\pi F}{\alpha_0 V_s}}$

3) Performances actuelles

		Oscillateur			Amplificateur		
Structure	Matériau	Fréquence (GHz)	Puissance (mW)	Rend^t (%)	Fréq^{ce} (GHz)	Gain (db)	Bruit (db)
Read	silicium	5,3	I30	4,9	5,5	20	39
p-n-i-p	silicium	6,0	750				
Misawa	germanium	6,0	9	0,5			
p.i.n	silicium	I2,0	250	2,8	7,5	20[3]	45
p-n	silicium	I0,0	500	5	11	20[4]	50
	Ga -As	I3,6	30	6			
	silicium	50,0	350	0,5			
	silicium	I2	II00	8			

CONCLUSION

Les diodes à effet Gunn et les diodes à régime d'avalanche ont permis jusqu'ici l'obtention de performances comparables. En ce qui concerne les secondes, la fréquence peut justifier l'emploi d'une structure Read ou d'une structure Misawa.
Aux très hautes fréquences (50 GHz) la longueur de la région de charge d'espace est inférieure à 1µ et le contrôle précis de la répartition des impuretés devient très difficile pour une structure de Read.
Pour des fréquences inférieures à IO GHz, par contre, la structure de Read permet un meilleur rendement (pour une même puissance fournie) qu'une diode p-i-n.

Les semi-conducteurs constituent un important sujet d'actualité, surtout grâce aux nombreuses applications déjà reçues (transistors, télécommunications par satellites...).
Leurs avantages sur les tubes tiennent essentiellement à leur encombrement réduit et à la simplicité des montages hyperfréquences.
Cependant les rendements restent bien en deçà des 30% prévus par Read. Cette limitation de la puissance est due principalement aux effets thermiques difficilement réductibles.
A cet égard le matériau le plus avantageux aux plus grandes puissances est le silicium qui présente la meilleure conductibilité thermique.

BIBLIOGRAPHIE

I) GUNN J.B. "The Gunn effect"
International science and technology pp 43-56
(octobre I965)

2) MAC KAY K.G." Avalanche Breakdown in Silicon "
Physical Review - Volume 94 - N°4 pp 877-884
(Mai I954)

3) LEE C.A., LOGAN R.A., BATDORF R.L., KLEIMACK J.J. and WIEGMANN W
"Ionization Rates of Holes and Electrons in Silicon" . Physical Review -Volume I34 N°3A pp 761-772
(Mai I964)

4) MISAWA T." Negative Resistance in p-n Junctions Under Avalanche Breakdown Conditions", Part.I et II.
I.E.E.E.transactions on electron devices p.I37,
(Janvier I966)

5) READ W.T. " A proposed High - Frequency, Negative-Resistance Diode".The Bell System Technical Journal
pp 40I-446.
(Mars I958)

6) CONSTANT E." Théorie de la diode Read"
Cours du D.E.A. d'électronique . Faculté des Sciences de Lille
(I966-I967)

7) SMITH K.D. " Generating power at gigahertz with avalanche-transit time diodes". Electronics pp I26-I3I.
(Août I966)

8) ALLAMENDO E. " Sur la Réalisation d'un Oscillateur à l'état solide fonctionnant dans la bande X ".
Mémoire C.N.A.M. Lille
(Novembre I966)

9) THERIOT J.M. "Sur la réalisation d'un oscillateur pulsé à l'état solide dans la bande des 2 mm et sur son utilisation comme source dans la mesure des propriétés diélectriques des matériaux"
D.E.S. Sciences physiques I.R.E.L. Faculté des Sciences de Lille
(Juin I966)

IO) "Silicon avalanche" Microwave Journal Volume 9
N° II p 24
(I966)

BIBLIOTHEQUE INTERUNIVERSITAIRE
SECTION DE SCIENCES
LILLE