Nº d'ordre : 525

50376 1975 134

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Jacques ZIMMERMANN



ETUDE EXPERIMENTALE DU SILICIUM TYPE-N EN CHAMP FORT DANS LE DOMAINE DES ONDES MILLIMETRIQUES

Soutenue le 22 Avril 1975, devant la COMMISSION D'EXAMEN

Membres du Jury :

MM. CONSTANT LEROY SALMER FORTERRE

Président Rapporteur Examinateur Invité Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences & Semiconducteurs" équipe associée au C.N.R.S. N° 454. Je remercie Monsieur le Professeur CONSTANT, Directeur du Centre, de m'avoir accueilli dans son laboratoire, et de la confiance qu'il m'a témoignée en me proposant ce sujet de recherche.

J'exprime ma très sincère gratitude à Monsieur le Professeur LEROY qui a dirigé l'ensemble de ce travail et donteles conseils éclairés et la collaboration amicale ont été un soutien constant et efficace tout au long de cette étude.

Je remercie également Monsieur le Professeur SALMER et Monsieur FORTERRE de la Société L.T.T. de l'honneur qu'ils me font en participant à mon jury.

Je veux aussi exprimer tous mes remerciements aux membres de l'équipe, en particulier à Monsieur et Madame VINDEVOGHEL, à Monsieur VANBREMEERSCH pour la coopération dont il a fait preuve à mon égard, et sans oublier Monsieur BRUNEEL dont l'aide amicale a été si précieuse lors de mes débuts au laboratoire.

J'adresse aussi mes remerciements à l'ensemble du personnel administratif et technique pour sa contribution à la réalisation du mémoire et en particulier à Madame BLONDEL pour la célérité et le soin avec lesquels elle l'a dactylographié. L'ensemble de notre étude a bénéficié du soutien de la D.R.M.E. à laquelle nous exprimons nos remerciements.

Nos mesures ont été faites sur des échantillons fournis par la Société L.T.T. dont nous remerçions l'ensemble des collaborateurs.

SOMMAIRE

-=0000000=-

INTRODUCTION

CHAPITRE IBILAN DES CONNAISSANCES CONCERNANT LES PHENOMENESDE TRANSPORT DANS LE SILICIUM EN CHAMP FORT

I.l. Le silicium en régime de champ électrique

fort permanent

- I.2. Les équations de conservation de l'énergie et du moment. Introduction des temps de relaxation
- I.3. Le silicium en régime de champ fort variable dans le temps

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ET TECHNIQUES DE MESURE

- II.1. Description des échantillons
- II.2. Caractérisation des échantillons en champ électrique continu
- II.3. Mesure de la conductivité hyperfréquence

CHAPITRE III RESULTATS EXPERIMENTAUX ET EXPLOITATION NUMERIQUE

- III.1. Détermination des paramètres caractéristiques
 du silicium en champ fort, à partir des résultats en régime permanent
- III.3. Applications possibles des effets de relaxations d'énergie dans le silicium

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXES

NOMENCLATURE DES NOTATIONS UTILISEES

е	charge élémentaire
Е	champ électrique
E	énergie des porteurs
ĔĹ	énergie du réseau
² 0	permittivité du vide
€R	permittivité relative du réseau
ε'	permittivité hyperfréquence
f(E)	fonction de distribution d'énergie
h	constante de Planck
, k	vecteur d'onde
k _B	constante de Boltzmann
m O	masse de l'électron libre
m [*] _	masse effective transversale
m * ″	masse effective longitudinale
m [*]	masse effective de conductivité
μo	mobilité en champ faible
μs	mobilité sécante
μd	mobilité différentielle
σo	conductivité en champ faible
σs	conductivité sécante
σd	conductivité différentielle
σ'	conductivité hyperfréquence

Тe	température électronique						
ΤL	température de réseau						
Θi	température de phonons						
^T m _⊥	temps de relaxation transversal du moment						
^τ m "	temps de relaxation longitudinal						
< 7 m>	temps de relaxation moyen du moment						
τe	temps de relaxation moyen de l'énergie						
ΓĘ	constante de temps thermique des porteurs						
<vd>d></vd>	vitesse de dérive moyenne						
W'i	constante de couplage électron-phonon						

INTRODUCTION

L'étude des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs en champ fort a déjà donné lieu à de nombreux travaux. A cause des applications pour lesquelles ces effets entrent en jeu, en particulier dans la gamme des hyperfréquences, on assiste actuellement à un regain d'intérêt en ce domaine. On peut en effet imaginer des composants passifs à effets de volume (limiteurs de puissance, modulateurs, ...) pouvant entrer dans la composition d'ensembles microélectroniques hyperfréquences. Il est aussi possible que de nouveaux oscillateurs à l'état solide soient encore à découvrir. En ce qui concerne les sources déjà existantes (diodes Gunn, avalanche, ...) on assiste à de nombreuses tentatives en vue d'optimaliser leur fonctionnement et d'élever leurs fréquences d'oscillation.

Pour atteindre ces objectifs, il est nécessaire de comprendre les phénomènes de transport en champ fort et de savoir les caractériser par des paramètres tels que la conductivité complexe, la mobilité, la vitesse des porteurs, leur temps de relaxation, leur coefficient de diffusion, leur température etc... Or on constate, principalement en ce qui concerne les semi-conducteurs, que les études fondamentales réalisées à ce jour concernent surtout les basses températures alors que les dispositifs fonctionnent généralement à la température ambiante et au dessus. En outre, les caractérisations sont très rarement effectuées au dessus de la gamme centimétrique.

Pour cette raison, nous avons abordé l'étude du silicium type N quand on applique un champ continu fort dans la direction cristallographique < 111 >. Ainsi, nous nous affranchissons des effets d'anisotropie du cristal. Nous étudions le comportement des porteurs de charges, à la température ambiante et à large bande de fréquences (de 0 à 110 GHz).

- 1 -

Dans une première partie nous faisons le point des connaissances théoriques et expérimentales relatives aux semi-conducteurs non polaires en champ fort : intéractions auxquelles sont soumis les porteurs, conductivité complexe, température électronique, temps de relaxation, etc.

Dans une seconde partie, nous présentons les dispositifs expérimentaux que nous avons réalisés et utilisés. Un premier banc permet d'obtenir la caractéristique densité de courant champ électrique du matériau. Nous décrivons une méthode originale et simple permettant de mesurer la conductivité du semi-conducteur en gamme hyperfréquence.

Dans une troisième partie nous présentons les résultats expérimentaux concernant le silicium type N < 111 >, de résistivité comprise entre 2,7 et 50 Ω cm. La plupart des résultats sont obtenus à la température ambiante. Les champs appliqués atteignent actuellement 18000 V/cm.

L'exploitation de ces résultats permet de déduire la constante de temps thermique des porteurs et leur température. Nous évoquons quelques applications possibles des effets étudiés (optimalisation des diodes avalanche, dispositifs à effets de volume).

CHAPITRE I

BILAN DES CONNAISSANCES CONCERNANT LES PHENOMENES DE TRANSPORT

DANS LE SILICIUM EN CHAMP FORT

Au cours de ce chapitre nous essayons de faire le point sur les connaissances acquises jusqu'à présent sur les phénomènes de transport dans le silicium en champ fort.

Ce chapitre se compose de trois parties :

La première partie traite des propriétés du silicium quand on le soumet à un champ continu. Nous commençons par les notions concernant les intéractions des porteurs avec le réseau, les impuretés, etc. Ces notions nous seront utiles pour donner une interprétation théorique à nos résultats expérimentaux (chapitre 3). Nous parlons ensuite rapidement, de l'influence du champ fort sur la distribution d'énergie des porteurs. Pour terminer, nous résumons les principaux résultats expérimentaux déjà acquis, en décrivant les techniques de mesure permettant de les obtenir.

Dans la seconde partie, nous établissons les équations de conservation du moment et de l'énergie et introduisons les temps de relaxation du moment et de l'énergie en tant que paramètres phénoménologiques.

Dans la troisième partie, nous étudions le comportement du silicium en régime de champ fort, en fonction de la fréquence. Nous calculons l'expression de la conductivité complexe hyperfréquence à partir des équations de conservation. Puis, nous décrivons les principales techniques expérimentales permettant la détermination des temps de relaxation. Nous exposons enfin la méthode de calcul permettant d'obtenir le temps de relaxation moyen du moment en fonction de la température électronique et par là la température électronique en fonction du champ électrique. Le temps de relaxation de l'énergie peut en être déduit, et être comparé aux valeurs fournies par l'expérience en gamme hyperfréquence.

- 3 -

I.1. LE SILICIUM EN REGIME DE CHAMP ELECTRIQUE FORT PERMANENT

Ce paragraphe fait le point des connaissances relatives au comportement des porteurs dans les semi-conducteurs quand on les soumet à un champ électrique fort continu. Nous rappelons l'équation de Boltzmann qui est à la base des études des phénomènes de transport de charges en champ faible et fort puis des notions sur les interactions des porteurs avec le réseau et les impuretés. Ces informations nous seront utiles lors de l'interprétation de nos résultats expérimentaux (chapitre 3). Nous n'envisageons ici que le cas du silicium type N.

Dans la deuxième partie de ce paragraphe nous étudions l'influence d'un champ électrique fort sur la distribution d'énergie des porteurs. Divers auteurs ont proposé différents types de distribution introduisant la notion de température des électrons.

Dans la troisième partie, nous exposons les techniques expérimentales et les principaux résultats connus à ce jour, caractérisant le comportement en champ fort du silicium type N.

I.1.1. L'équation de transport de Boltzmann

L'équation de transport de Boltzmann permet de calculer en présence d'une perturbation, la répartition statistique des porteurs dans l'espace des vecteurs d'onde. Cette répartition est décrite par la fonction de distribution déterminant la probabilité de présence d'un porteur au point \vec{k} . Elle s'écrit en général sous la forme $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$, dépendant de la position du porteur, de son vecteur d'onde et du temps. Cette fonction obéit à l'équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} = -\frac{1}{h} \vec{\nabla}_{k} f.\vec{F} - \vec{\nabla}_{r} f.\vec{v}_{d} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) collisions$$
(1)

où \vec{F} représente les forces extérieures appliquées.

Le premier terme du second membre représente l'effet des forces appliquées, le second celui des gradients imposés, le troisième traduit l'effet des collisions. Lorsque la perturbation appliquée est assez faible, on admet que la vitesse de retour à l'équilibre est proportionnelle à l'écart $f - f_0$ où f_0 est la valeur de f à l'équilibre thermique. On écrit donc :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collisions}} = -\frac{f - f_0}{\tau_m(\vec{k})}$$
 (2)

 $\tau_m(k)$ est le temps de relaxation des moments caractérisant le retour du système à l'équilibre thermique. En général τ_m dépend de l'énergie des porteurs et de la nature des collisions. Ces dernières sont de différents types :

- collisions sur les impuretés

- collisions sur les phonons acoustiques et optiques

- collisions entre porteurs, si la concentration en porteurs est suffisante, etc.

 $\tau_m(k)$ étant en général une fonction du vecteur d'onde est aussi fonction de l'énergie, compte tenu de la relation existant entre le vecteur d'onde et l'énergie & du porteur

 $\mathcal{E}(\vec{k}) = \frac{h^2 \vec{k}^2}{2m^*}$ (3)

Considérons un porteur dont l'énergie instantanée à un instant t vaut \mathcal{E} . Ce porteur est susceptible de subir un des types de collisions décrits plus haut. Si à chaque type de collisions est associé le temps de relaxation particulier $\tau_{m_i}(k)$, le temps de relaxation global $\tau_{m_i}(k)$ intervenant dans (2) est tel que :

$$\frac{1}{\tau_{m}(k)} = \sum_{i} \frac{1}{\tau_{m_{i}}(k)}$$
(3')

I.1.2. Rappel sur les phénomènes de transport dans le silicium

Résoudre l'équation de Boltzmann, nécessite d'avoir une bonne connaissance des phénomènes d'intéraction rappelés plus haut. Nous ne parlerons ici que des intéractions électron-phonons et des collisions sur les impuretés

. En effet, l'expérience montre que lorsque la concentration en porteurs est assez faible (n < 10^{16} cm⁻³), à la température ambiante (T_L = 293°K), Seuls ces deux types de collisions sont susceptibles d'intervenir. En effet, dans

- 5 -

I.1.2.1. Rappel sur la bande de conduction du silicium

Elle consiste en six ellipsoïdes ou vallées dont le grand axe est dans la direction <100>. Le minimum E_c se trouve situé à $|\vec{k}_m| = 0,85 |\frac{\vec{k}_0}{2}|$ où $|\frac{\vec{k}_0}{2}|$ est la largeur de la première zone de Brillouin dans la direction <100>.

La figure 1 montre la disposition dessix vallées. Les masses effectives dynamiques longitudinale et transversale $m_{\#}^{*}$ et m_{\pm}^{*} peuvent être déterminées par des mesures de résonance cyclotronique. On a trouvé pour celles-ci |1| :

 $m_{\nu}^{*} = 0,90 \text{ m}_{0} \text{ et } m_{\perp}^{*} = 0,192 \text{ m}_{0}, \text{ m}_{0} \text{ étant la masse de l'électron libre.}$

I.1.2.2. Rappels sur les différents types de collisions

Les électrons sont répartis dans les six vallées de la bande de conduction. Le vecteur d'onde associé au porteur, $\vec{k} = (m^*/H) \vec{v}$, varie lors d'une collision sur un phonon ou une impureté ionisée. Si le vecteur d'onde du phonon est suffisamment grand, le porteur peut transiter entre deux vallées différentes ; cette transition est dite intervallée. Quand le porteur transite sans changer de vallée elle est dite intravallée.

I.1.2.2.1. Collisions électron-phonon

a) Collisions intervallées

Elle sont de deux types (voir figure 1)

- de type f entre deux vallées à grands axes perpendicu-

laires

- de type g entre deux vallées à grands axes colinéaires

la variation du vecteur d'onde des porteurs dans les deux cas est importante.

- 6 -



FIGURE 1

STRUCTURE DE LA BANDE DE CONDUCTION DU SILICIUM





DIAGRANME DE DISPERSION D'APRES BROCKHOUSE |2|

- 7 -

Les températures (ou les énergies) des phonons émis ou absorbés au cours de ces collisions peuvent être déduites du diagramme de dispersion (figure 2).

Pour les transitions f, interviennent les branches longitudinale acoustique et transverse optique, et pour les transitions g, intervient seule la branche longitudinale acoustique. Le temps de relaxation associé aux transitions intervallées est isotrope car la position de l'électron sur l'ellipsoïde final ne dépend pas de sa position sur l'ellipsoïde initial. On l'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{i} W'_{i} \Theta_{i}^{3/2} \left[\frac{\left(\frac{\varepsilon}{k_{B}} \Theta_{i} + 1\right)^{1/2}}{\Theta_{i}^{\Theta_{i}/T_{L}} - 1} + \frac{\left(\frac{\varepsilon}{k_{B}} \Theta_{i} - 1\right)^{1/2}}{1 - e^{-\Theta_{i}/T_{L}}} u \left(\varepsilon - k_{B} \Theta_{i}\right) \right]$$
(4)

où u(x) = 0 si x < 0 et u(x) = 1 si $x \ge 0$.

Les températures de phonons Θ_i et leur poids W'_i correspondant à ces transitions diffèrent suivant les auteurs. La double contribution des transitions f a été ramenée à une température unique par certains auteurs.

Nous récapitulons dans le tableau 1, les valeurs proposées par différents auteurs, en indiquant les températures équivalentes de phonons et les constantes de couplage associées, réduites à la valeur de la constante de couplage des phonons acoustiques transversaux intravallées.

	g⊖1	f ₀₂	f₀ ₃	W'1 ^{=W} 1 ^{/W} ac	W'2=W2/Wac	W'3=W3/Wac
Long 3 Dumke 4 Folland 5 Onton 6 Costato et Reggiani 7]	190 307 290 307 307	630 534 558 540 540	- - 695 - 680	0,15 0,835 0,623 0,635 0,915	2 0,334 0,124 0,635 0,13	- - 0,49 - 0,082

TABLEAU 1.

- 8 -

Des mesures de conductivité du silicium en infrarouge lointain et en gamme millimétrique effectuées dans notre laboratoire ont permis de confirmer le modèle de Long [37].

b) Collisions intravallées

Elles font intervenir essentiellement les phonons acoustiques de petits vecteurs d'onde. Les vallées étant ellipsoïdales, les probabilités de collisions et le temps de relaxation sont anisotropes. On définit les temps de relaxation transversal et longitudinal $\tau_{m_{\perp}}$ et $\tau_{m_{\prime\prime}}$ qui dépendent de l'énergie ε du porteur suivant les lois :

$$\frac{1}{\tau_{m_{\perp}}} = W_{ac_{\perp}} T_{L}^{3/2} \left(\frac{\varepsilon}{k_{B} T_{L}}\right)^{1/2}$$

$$\frac{1}{\tau_{m_{\perp}}} = C_{A} \frac{1}{\tau_{m_{\perp}}}$$
(5)
(6)

La constante d'anisotropie C_A a été déterminée par Long |3| : $C_A = 1,5$.

I.1.2.2.2. Collisions sur les impuretés ionisées

On admet qu'à la température ambiante, toutes les impuretés sont ionisées. Les collisions, du type diffusion Rutherford, sont anisotropes. Les diffusions aux faibles angles sont favorisées et l'orientation des vitesses après collision dépend de leur orientation avant le choc ; elles sont pratiquement élastiques et sont cause de transitions intravallées. Ce type de collisions est prépondérant en basse température. Nous définissons deux temps de relaxation, transversal et longitudinal $\tau_{\pm i}$ et $\tau_{//i}$, caractérisant l'anisotropie, liée par la relation :

$$\tau_{//i} = \frac{1}{c_i} \tau_{\perp i}$$
 (7)

 c_i a été mesurée par Long |3| : $c_i = 0,25$.

- 9 -

On montre |8| que le temps de relaxation est donné par :

$$\frac{1}{\tau_{i}} = \frac{\pi e^{4} n_{i}}{(2m^{*})^{1/2} (\varepsilon_{0} \varepsilon_{r})^{2} \varepsilon^{3/2}} \left[\log (b+1) - \frac{b}{b+1} \right]$$
(8)

avec :

$$b = \frac{2(\varepsilon_0 \ \varepsilon_r) \ m^* \ k_B \ T_L \ \varepsilon}{\pi \ h^2 \ e^2 \ n} \qquad ou : \qquad (9)$$

- (ε_o ε_r) est la permittivité du matériau
- n_i est la concentration d'impuretés ionisées
- n est la concentration en porteurs libres

I.1.2.3. Mobilité et vitesse de dérive

Considérons un matériau semi-conducteur dont la concentration en impuretés n'est pas trop élevée ($N_D < 10^{16}$ cm⁻³ pour le silicium). Si l'on applique une perturbation extérieure au matériau (ici un champ électrique) on peut écrire :

$$f(\vec{r}, \vec{k}, t) = f_{0}(\vec{\epsilon}) + f_{1}(\vec{r}, \vec{k}, t)$$
 (10)

où $f_0(\varepsilon)$ n'est autre que la distribution de Fermi-Dirac.

Dans le cas d'une perturbation faible (champ faible) f_1 varie linéairement par rapport au champ E.

L'équation de Boltzmann devient dans ce cas :

$$\frac{1}{h} e \vec{E} g \vec{rad}_{k} f = \frac{f_{1}(\vec{r}, \vec{k})}{\tau_{m}(\vec{k})}$$
(11)

 f_1 étant supposé petit devant f_0 on peut écrire :

$$\overrightarrow{\text{grad}}_k f \neq \overrightarrow{\text{grad}}_k f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \overrightarrow{\text{grad}}_k \varepsilon$$
 (12)

Le semi-conducteur n'étant pas dégénéré f peut être assimilé à :

$$exp = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_{F}}{k_{B} T_{L}}$$

c'est-à-dire la distribution de Maxwell-Boltzmann.

Donc :

$$\overline{\operatorname{grad}}_{k} f \neq - \frac{f_{o}}{k_{B} T_{L}} \overline{\operatorname{grad}}_{k} \mathcal{E}$$
 (13)

La vitesse de dérive est donnée par :

$$\vec{v}_{d} = \frac{1}{h} \quad \overrightarrow{\text{grad}}_{k} \mathcal{E}$$
 (14)

la relation (11) devient donc :

$$f_1(\vec{r}, \vec{k}) = -e \tau_m(\vec{k}) \frac{f_0}{k_B T_L} v_d E$$
 (15)

puisque \vec{v}_d est prise dans la direction du champ.

La densité de courant dans la direction du champ est donnée par :

$$J(E) = -\frac{e}{4\pi^3} \int f_1 v_d d^3 k$$
 (16)

qui donne finalement |39| :

$$J(E) = \frac{n e^2}{m^*} < \tau_m > E = \sigma E$$
(17)

C'est la loi d'ohm. La vitesse dérive moyenne <v_d > est donnée par :

$$\langle v_{d} \rangle = \frac{e}{m^{*}} \langle \tau_{m} \rangle E = \mu E$$
 (18)

 μ étant la mobilité et σ la conductivité.

I.1.3. Les distributions en champ électrique fort

Nous avons dit qu'en champ faible, la distribution d'énergie des porteurs à l'équilibre thermique est celle de Maxwell-Boltzmann :

$$f_{O}(\mathcal{E}, T_{L}) = a \exp(-\mathcal{E}/k_{B} T_{L})$$
(19)

où \mathcal{E} est l'énergie du porteur. Les porteurs interagissent avec les vibrations du réseau en émettant ou en absorbant des phonons ; en absence de champ, l'émission et l'absorption s'équilibrent exactement.

Le champ électrique appliqué communique de l'énergie aux porteurs. Pendant l'unité de temps, l'accroissement d'énergie vaut e<v_d> E où e est la charge du porteur, <v_d> la vitesse de dérive moyenne et E l'intensité du champ. On atteint un état stationnaire quand la perte d'énergie moyenne par unité de temps <dE/dt> est égale au gain apporté par le champ, c'est-à-dire :

$$\langle \frac{dE}{dt} \rangle = e \langle v_d \rangle E$$
 (20)

En champ fort, un état stationnaire peut toujours être atteint car l'émission de phonons de grande énergie, et la perte d'énergie du porteur par unité de temps augmente avec l'énergie moyenne du porteur.

La nouvelle distribution $f(\mathcal{E})$ peut se décomposer en deux parties |9| :

$$f(\mathcal{E}) = f_0(\mathcal{E}) + f_1 \tag{21}$$

où f_0 représente la partie isotrope de la nouvelle fonction de distribution et f_1 représente la partie anisotrope qui est due au déplacement du sommet de la distribution dans la direction du champ électrique dans l'espace des phases.

- 12 -

Habituellement, la partie isotrope de cette distribution est approximée par une distribution de Maxwell-Boltzmann en équilibre à une température T_e supérieure à la température de réseau T_L . T_e est appelée température électronique et n'est en fait qu'une mesure de l'énergie moyenne des porteurs. Par analogie avec le principe d'équipartition de l'énergie on écrit :

 $\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{3}{2} k_{\rm B} T_{\rm e}$ (22)

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les interactions des porteurs avec le réseau. Pour des densités en porteurs assez grandes, les phénomènes de collisions entre porteurs peuvent devenir prépondérants. Ces collisions ont pour effet de répartir uniformément le gain d'énergie provenant du champ électrique entre tous ceux-ci. On estime la concentration n_{ee} nécessaire pour l'apparition du phénomène de collision porteur-porteur en égalant, les pertes d'énergie par unité de temps dû à ce type de collision avec celles dûes aux autres phénomènes d'interaction. Frölich et Paranjape trouvent pour le silicium type N à la température ambiante n_{ee} = 10^{17} cm⁻³.

Pour caractériser l'anisotropie de la distribution, on écrit que le sommet de celle-ci se déplace dans l'espace des phases d'une grandeur proportionnelle à la vitesse de dérive $\langle \vec{v}_d \rangle$, et on la met sous la forme :

$$f(\vec{k}, \langle \vec{v}_{d} \rangle) = a \exp \left[- (\# \vec{k} - m^{*} \langle \vec{v}_{d} \rangle)^{2} / 2m^{*} k_{B} T_{e} \right]$$
 (23)

On l'appelle distribution de Maxwell-Boltzmann déplacée (le sommet de la distribution n'est plus centré en $\vec{k} = 0$), T_e est la température électronique et $\langle \vec{v}_d \rangle$ est la vitesse de dérive moyenne des porteurs.

- 13 -

Costato, Fontane**s**i, et Reggiani |11| ont utilisé cette distribution pour calculer théoriquement la température électronique des porteurs dans le germanium et le silicium. On peut également trouver une étude détaillée très complète sur ce sujet dans l'article de Asche et Sarbei |12|.

Nougier |13| a donné une solution originale à l'équation de Boltzmann, pour trouver la forme aussi exacte que possible de la fonction de distribution en champ fort pour le germanium de type P. Cette méthode est du type itérative et permet de déterminer à tout instant la fonction de distribution en présence d'un champ de force pouvant dépendre du temps.

Le matériau étant soumis à un échelon de champ électrique fort, on observe l'évolution dans le temps et dans l'espace de la fonction $f(\vec{k})$. Nous reproduisons sur la figure 3 un cas typique donné par Nougier à T_L = 300°K et E = 20.000 V/cm.

Au bout d'une durée de l'ordre de la picoseconde le régime stationnaire est atteint, et on constate que, d'une part, la distribution n'est plus du type Maxwell-Boltzmann, d'autre part, que le déplacement du sommet est plus grand que celui prévu par Frölich.

I.1.4. Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques

On a vu que si la fonction de distribution de l'énergie des porteurs est connue, le courant dû au champ électrique est donné par :

$$J(E) \sim \int f(\vec{k}) \vec{v}_{d} d^{\vec{3}} k$$
 (24)

Dans le cas du champ faible (24) conduit à la loi d'ohm (cf § I.1.2.3), c'est-à-dire :

 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \tag{25}$

où σ , la conductivité, est une constante ne dépendant pas de E. Ceci est dû au fait que la partie anisotrope de la distribution (drift term) est proportionnelle au champ électrique. En champ électrique plus élevée, ce n'est plus le cas, et on observe des déviations par rapport à la loi d'ohm. La conductivité elle-même



FIGURE 3

FONCTION DE DISTRIBUTION EN CHAMP FORT D'APRES NOUGIER |13|





FIGURE 4

FORME D'ECHANTILLONS UTILISES POUR LES MESURES DE CONDUCTIVITE

- 15 -

I.1.4.1. Technique expérimentale de mesure de $\sigma(\vec{E})$

La méthode de mesure la plus simple consiste à appliquer le champ électrique au matériau par l'intermédiaire de contacts métalliques |14|. Pour éviter les inconvénients dûs aux porteurs éventuellement injectés au niveau de la jonction métal-semiconducteur on peut, soit éloigner le contact de la zone où règne le champ fort, comme le montre la figure 4, soit appliquer le champ par durées suffisamment courtes pour que la distance parcourue par les porteurs injectés pendant ce temps soit très faible devant la longueur totale de l'échantillon |15|.

Si l'on opère sur des échantillons cylindriques ou parallélépipédiques on peut avoir une répartition du champ électrique non uniforme. Cet inconvénient apparait d'autant plus vite que la concentration en impuretés est faible et l'échantillon long. Cet effet est discuté dans l'annexe 1.

La mesure peut alors être effectuée en insérant l'échantillon dans un pont de Wheatstone par exemple.

L'effet d'injection est aussi éliminé en opérant à l'aide d'un champ fort hyperfréquence superposé à un champ continu faible [35]. La conductivité est donnée par :

$$\sigma(E_{1}) = \frac{1}{2\pi E_{0}} \int_{0}^{2\pi} J(E_{0} + E_{1} \sin \omega t) d\omega t$$
 (26)

où E_1 est l'amplitude du champ hyperfréquence et E_0 celle du champ continu.

Une troisième technique appelée "technique du temps de vol" permet la mesure directe de la vitesse de dérive des porteurs |16|. Le matériau, de haute pureté, portant un contact métallique sur chaque face est soumis, sur une des faces, à un rayonnement cathodique ionisant ou un rayon laser. Les porteurs ainsi créés transitent à travers l'échantillon sous l'influence du champ électrique fort, et créent une impulsion de courant de durée Δt telle que :

$$\Delta t = \frac{W}{v_d(E)}$$
(27)

où W est l'épaisseur de l'échantillon et $v_d(E)$ la vitesse de dérive.

I.1.4.2. Résultats expérimentaux

La saturation de la vitesse de dérive (ou du courant) par effet de champ fort est un phénomène constaté expérimentalement depuis assez longtemps dans le germanium d'abord, dans le silicium par la suite. La théorie de Shockley, tenant compte des interactions sur phonons acoustiques seuls |17,18|a permis de délimiter trois zones : en champ assez faible le courant croît linéairement (loi d'ohm) puis, en champ fort, il décroît en E^{1/2}, enfin en champ très fort il atteint une valeur de saturation.

Gunn et Conwell |19, 20| ont montré le rôle considérable joué par les phonons optiques dans les phénomènes de conductivité dans le cas du germanium d'abord, du silicium ensuite. La figure 5 permet de comprendre le rôle joué par chaque type de phonon. La mobilité réduite a été calculée tenant compte à la fois des phonons acoustiques et des phonons optiques et comparée à divers résultats expérimentaux antérieurs. La figure montre également la contribution des phonons acoustiques seuls.

Les résultats obtenus avec le silicium sont similaires à ceux obtenus avec le germanium, du point de vue qualitatif |9| , |12|. Toutefois, dans le cas du silicium il faut des champs électriques plus élevés plus obtenir des effets comparables. Le rapport est de trois pour le type N, de huit pour le type P.

Ainsi, à la température ambiante, il faut un champ de 50 kV/cm au silicium type N pour atteindre la saturation alors qu'un champ de 100 kV/cm est nécessaire au silicium type P pour obtenir le même résultat. Lorsque la mobilité varie peu par rapport à sa valeur en champ faible μ_0 on peut la développer en série entière de E, arrêtée au second ordre :

$$\mu(E) = \mu_0 (1 + \beta E^2)$$
(28)

La zone de champs électriques où la relation (22) est valable (régime des électrons tièdes) est l'objet des études les plus nombreuses. β peut dépendre de la température, du dopage, de la direction cristalline, mais ne dépend pas du champ. La validité de la relation (28) a pu aussi être constatée expérimentalement à 77°K [21, 22].

Pour un matériau ayant des concentrations d'impuretés $N_D < 10^{15}$ cm⁻³ β est négatif. Quand le dopage augmente, β diminue en valeur absolue, puis devient positif. Cela montre, dans le premier cas, la prépondérance des interactions porteurs-réseau, dans le second cas, celle des interactions porteurs-impuretés ionisées.

D'autres résultats plus récents présentent un grand intérêt. Ce sont ceux de Canali et al |16, 38| et de Champlin |23|.

Canali mesure, en fonction de la température (77°K à 430°K) et du champ électrique (jusqu'à 50 kV/cm), la vitesse de dérive des porteurs dans le silicium par la technique du "temps de vol". Nous montrons (figure 6) un exemple de ce que l'on obtient. On constate l'effet de l'anisotropie sur la mobilité, d'autant plus forte que la température est basse. Canali montre l'effet de la température sur la vitesse limite. Elle augmente sensiblement quand la température décroît : ce résultat est en bon accord avec les travaux de Rodriguez |24|. On déduit également de ces mesures la mobilité statique μ_0 en champ faible en fonction de la température.

Les travaux de Champlin portent sur l'étude de l'anisotropie de population dans les vallées résultant de l'application d'un champ électrique dans une direction non symétrique. La mobilité se met sous la forme d'un tenseur :



FIGURE 5





VITESSE DE DERIVE EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE SILICIUM TYPE N D'APRES CANALI |16|

- 19 -

 $\vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{\prime\prime}(E) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp}(E) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp}(E) \end{bmatrix}$ (29)

Compte tenu de la symétrie de la vallée autour de son grand axe. Dans l'hypothèse d'une distribution Maxwellienne à la température $T_e > T_L$, les auteurs déduisent celle-ci en fonction de l'intensité et de l'orientation du champ électrique par rapport à l'axe de la vallée. On peut alors connaître la population de chaque vallée, variable suivant la direction du champ, par rapport à l'axe de la vallée.

I.2. LES EQUATIONS DE CONSERVATION DE L'ENERGIE ET DU MOMENT. INTRODUCTION DES TEMPS DE RELAXATION.

I.2.1. Le temps de relaxation de l'énergie

Le concept de temps de relaxation de l'énergie $\tau_{\underline{k}}$ a été introduit pour la première fois par Gibson, Granville et Paige |25| dans une étude de la mobilité hyperfréquence des porteurs du germanium type N. Cette quantité caractérise la diminution dans le temps de l'excès d'énergie du porteur acquis grâce au champ fort, par rapport à l'énergie d'équilibre du réseau.

<\vec{E}> \vec{e}tant l'\vec{e}nergie moyenne d'un porteur et \vec{E}_L l'\vec{e}nergie
 thermique du r\vec{e}seau, si le champ \vec{e}lectrique est assez grand on aura : <\vec{E}> > \vec{E}_L.
 L'exc\vec{e}s d'\vec{e}nergie <\vec{E}> - \vec{E}_L peut \vec{e}tre rendu au r\vec{e}seau par l'interm\vec{e}diaire des in teractions sur les phonons sans changement sensible de la population de ces der niers ni de la temp\vec{e}rature du r\vec{e}seau, tant la capacit\vec{e} thermique de ce dernier
 est grande devant celle de la population \vec{e}lectronique.

Durant l'application du champ fort, le principe de conservation de l'énergie s'écrit :

- 20 -

$$\left(\frac{\partial (\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L})}{\partial t} \right)_{\text{totale}} = \left(\frac{\langle \langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L} \rangle}{\partial t} \right)_{\text{champ}} + \left(\frac{\partial (\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L})}{\partial t} \right)_{\text{chocs}}$$
(30)

dans lequel :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial(\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L})}{\partial t} \end{pmatrix} = e \langle \vec{v}_{d} \rangle \vec{E} = e \mu(E) E^{2}$$
(31)

 $\mu(E)$ étant la mobilité et $\langle \vec{v}_d \rangle$ la vitesse de dérive due au champ É.

Le second terme de droite de (30) peut être exprimé en terme de temps de relaxation de l'énergie τ_z , paramètre purement phénoménologique :

$$\left(\frac{\partial(\langle \xi \rangle - \mathcal{E}_{L})}{\partial t}\right)_{\text{chocs}} = -\frac{\langle \xi \rangle - \mathcal{E}_{L}}{\tau_{\xi}}$$
(32)

dans lequel $\tau_{\mathcal{E}}$ est fonction de l'énergie seule. $\tau_{\mathcal{E}}$ est relié à des grandeurs physiques macroscopiques mesurables, telles la conductivité ou la mobilité. Champlin l'a déduit en fonction du champ électrique à partir de la mesure de la conductivité continue |23|, et de la conductivité hyperfréquence |26|, dans le silicium type N à 77°K.

Nous avons défini la température électronique par la relation :

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} k_{\rm B} T_{\rm e}(E)$$
 (33)

Dans ces conditions (30) s'écrit :

$$\frac{3}{2}k_{B}\frac{\partial T_{e}}{\partial t} = e \mu (E) E^{2} - \frac{3}{2}k_{B}\frac{T_{e} - T_{L}}{\tau_{e}}$$
(34)

c'est sous cette forme que nous utiliserons le principe de conservation de l'énergie.

- 21 -

REMARQUE :

La possibilité d'écrire le terme de chocs sous la forme (32) laisse supposer que la décroissance de l'énergie en excès acquise par le porteur varie exponentiellement dans le temps. Cette hypothèse n'est vraie en toute rigueur que si la relation $\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_L \langle \langle \mathcal{E}_L \rangle$ est vérifiée. Ce n'est généralement pas le cas en champ fort. Ainsi défini, un temps de relaxation de l'énergie $\tau_{\mathcal{E}}(\langle \mathcal{E} \rangle)$, dépendant de l'énergie, est un paramètre phénoménologique très utile pour décrire le comportement dynamique des porteurs, et de nombreux auteurs ne se sont pas fait faute de l'utiliser [11, 9, 23, 25-28].

I.2.2. Le temps de relaxation du moment

Nous avons déjà dit que la fonction de distribution peut s'écrire :

$$\vec{f}(\vec{k}) = \vec{f}_0 + \vec{f}_1(\vec{k})$$
 (35)

où f₁(k) est la partie anisotrope due au champ électrique; on a pour habitude de définir un temps de relaxation du moment τ_m par la relation :

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{ot}} = \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{champ}} + \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{chocs}}$$
(36)

dans laquelle on écrit :

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{chocs}} = -\frac{f_1}{\tau_{\text{m}}(\vec{k})}$$
(37)

L'équation (37) est généralement considérée comme vraie par la plupart des auteurs $|12, 9, 23|, \tau_m$ étant alors considérée comme une fonction de l'énergie seule (cf § I.1.1).

Supposons la population d'une vallée formée de particules de charge e, de masse effective m^{*}, de même vitesse $\langle v_d \rangle$, et supposons que le

temps de relaxation du moment $\langle \tau_m(\varepsilon) \rangle$ est le même pour toutes les particules (modèle de Drude-Zener) : le principe de conservation du moment peut s'écrire :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v}_{d} \rangle}{\partial t} = \frac{\mathbf{e}}{\mathbf{m}^{*}} \quad \vec{E} - \frac{\langle \mathbf{v}_{d} \rangle}{\langle \tau_{m} \rangle}$$
(38)

- 23 -

où m^{*} est la masse effective de conductivité.

Le premier terme représente l'accélération du porteur, le second les forces extérieures appliquées, le troisième traduit l'effet des interactions avec le réseau opposé aux mouvements des porteurs. C'est sous la forme (38) que nous utiliserons le principe de conservation du moment. Dans l'état stationnaire $\langle \tau_m \rangle$ est fonction du champ électrique.

L'équation de Drude-Zener (38) est une équation phénoménologique comme l'équation de conservation de l'énergie. Toutefois, la connaissance de la distribution d'énergie des porteurs en champ, permet de relier le temps de relaxation du moment microscopique défini par la relation (37) au temps de relaxation du moment moyen donc à la mobilité des porteurs (ou à la conductivité du matériau) [23, 28].

I.3. LE SILICIUM EN REGIME DE CHAMP FORT VARIABLE DANS LE TEMPS

Nous nous consacrons maintenant à l'étude du comportement du silicium type N en gamme hyperfréquence.

Tous nos calculs reposent sur les deux paramètres phénoménologiques dépendant de l'énergie moyenne des porteurs $\tau_{\mathcal{E}}(\langle \mathcal{E} \rangle)$ et $\tau_{m}(\langle \mathcal{E} \rangle)$. Ils sont définis par les équations de conservation :

$$\frac{d(\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L})}{dt} = e_{\mu} E^{2} - \frac{\langle \mathcal{E} \rangle - \mathcal{E}_{L}}{\tau_{\mathcal{E}}(\langle \mathcal{E} \rangle)}$$
(39)

$$\frac{d \langle \mathbf{v}_{d} \rangle}{dt} = \frac{\mathbf{e} \mathbf{E}}{\mathbf{m}^{*}} - \frac{\langle \mathbf{v}_{d} \rangle}{\tau_{\mathbf{m}}(\langle \mathbf{E} \rangle)}$$
(40)

et

 $<\tau_m>$ caractérise le retour à l'équilibre de la partie anisotrope de la fonction de distribution f en champ fort, tandis que τ_E caractérise le retour à l'équilibre de la partie isotrope de f.

Nous nous limitons au cas où l'on superpose un champ hyperfréquence faible, parallèlement à un champ continu fort appliqué dans la direction <111>. Dans ces conditions, la structure de bande vue par le champ est parfaitement symétrique ; un porteur subira la même influence du champ électrique quelle que soit la vallée à laquelle il appartient. È étant le champ continu et $\Delta \vec{E}$ exp $(j_{\omega}t)$ étant le champ hyperfréquence, nous avons toujours :

$$|\Delta \mathbf{E}| << |\mathbf{E}| \tag{41}$$

I.3.1. Expression de la conductivité

Le champ électrique appliqué au matériau est de la forme :

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{\Delta} E \exp(j_{\omega} t)$$
(42)

où E est le champ continu fort et ΔE l'amplitude du champ hyperfréquence de pulsation ω . Comme ils sont colinéaires on écrit :

$$E' = E + \Delta E \exp (j_{\omega}t)$$
 (43)

Dans ces conditions l'énergie et la vitesse des porteurs sont modulées à la pulsation ω avec des amplitudes complexes $\Delta \varepsilon$ et $\langle \Delta v_{\alpha} \rangle$ petites par rapport à $\varepsilon(E)$ et $\langle v_{\alpha}(E) \rangle$; nous écrivons :

$$\mathcal{E}' = \mathcal{E} + \Delta \mathcal{E} \exp \left(j_{\omega} t \right) \tag{44}$$

$$\langle \mathbf{v}'_{\mathbf{d}} \rangle = \langle \mathbf{v}_{\mathbf{d}} \rangle + \langle \Delta \mathbf{v}_{\mathbf{d}} \rangle \exp(\mathbf{j}_{\omega} \mathbf{t})$$
 (45)

En substituant (44) et (45) dans (39), on aboutit à :

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4e}{3k_B} \frac{\langle v_d \rangle \Gamma_E}{1 + j\omega \Gamma_E}$$
(46)

- 24 -

après avoir posé :

$$\frac{1}{\Gamma_{\mathcal{E}}} = \frac{1}{\tau_{\mathcal{E}}} \left[1 - \frac{2e}{3k_{B}} E \left(\tau_{\mathcal{E}} \frac{d \langle v_{d} \rangle}{dT_{e}} + \langle v_{d} \rangle \frac{d\tau_{\mathcal{E}}}{dT_{e}} \right) \right]$$
(47)

 $\Gamma_{\mbox{E}}$ est appelé constante de temps thermique des porteurs eut égard à la relation (46) \cdot

Le détail des calculs est donné dans l'annexe II.

En opérant une substitution identique dans l'équation (40), à l'aide de (46) on arrive à :

$$\mu^{*}(\omega, E) = \frac{1}{1 + j_{\omega < \tau_{m}}} \left[\mu_{s} + \frac{2e}{3k_{B}} E \frac{d\mu_{s}}{dT_{e}} \frac{\langle \mathbf{v}_{d} \rangle \Gamma_{g}}{1 + j_{\omega}\Gamma_{g}} \right]$$
(48)

 $\mu^{*}(\omega, E)$ est la mobilité hyperfréquence, qui est maintenant une quantité complexe, mettant en évidence les courants de déplacement et de conduction. μ_{s} est la mobilité au sens habituel du terme :

$$\mu_{s}(E) = \frac{\langle v_{d}(E) \rangle}{E}$$
(49)

Nous supposons que la concentration en porteurs reste inchangée quel que soit le champ électrique. Alors la relation (48) est vraie également pour la conductivité complexe :

$$\sigma^{*}(\omega, E) = \frac{1}{1 + j\omega < \tau_{m}} \left[\sigma_{s} + \frac{2e}{3k_{B}} E \frac{d\sigma_{s}}{dT_{e}} \frac{\langle v_{d} > \Gamma_{E}}{1 + j\omega\Gamma_{E}} \right]$$
(50)
avec $\sigma_{s}(E) = \frac{J(E)}{E}$ (51)

Considérons le cas où la pulsation ω tend vers o. La conductivité suit les variations du champ électrique et tend vers la conductivité différentielle σ_d définie par :

$$\sigma_{d}(E) = \frac{dJ}{dE}$$
(52)

Dans ces conditions il vient de (50) :

$$\sigma_{d} - \sigma_{s} = \frac{2e}{3k_{B}} E \frac{d\sigma_{s}}{dT_{e}} < v_{d} > \Gamma_{\mathcal{E}}$$
(53)

et on arrive ainsi à l'expression définitive de la conductivité :

$$\sigma^{*}(\omega, E) = \frac{1}{1 + j\omega < \tau_{m}^{>}} \left[\sigma_{s} - \frac{\sigma_{s} - \sigma_{d}}{1 + j\omega \Gamma_{E}} \right]$$
(54)

Nous voyons maintenant que sous les trois hypothèses rappelées plus haut, l'interprétation des phénomènes par les temps de relaxation conduit à une expression de la conductivité remarquablement simple.

I.3.2. Conséquences physiques

La solution stationnaire de l'équation (40) est :

$$\frac{\mathbf{e}}{\mathbf{m}^{*}} \stackrel{\rightarrow}{\mathbf{E}} = \frac{\langle \vec{\mathbf{v}}_{d} \rangle}{\langle \tau_{m} \rangle}$$
(55)

la vitesse et le champ étant supposés colinéaires dans notre cas, nous écrirons

$$\langle v_{d}(E) \rangle = \frac{e}{m^{*}} \langle \tau_{m}(E) \rangle. E = \mu_{s}(E). E$$
 (56)

Nous pourrons donc connaître $\langle \tau_m \rangle$ en fonction du champ électrique E à partir seulement de la caractéristique statique J(E), si l'on connait la concentration en impuretés. Pour le silicium type N à 300°K $\langle \tau_m \rangle = \langle \tau_m (E = 0) \rangle$ est de l'ordre de 10⁻¹³ seconde. Les valeurs exactes de $\langle \tau_m \rangle$ ont été obtenues au laboratoire à partir de mesures de conductivité en champ faible en gamme millimétrique et infrarouge lointain [36, 37].

On peut estimer les valeurs relatives de τ_{g} par rapport à celle de $\langle \tau_{m} \rangle$. En effet, sauf pour un porteur dont l'énergie est comparable à celle d'un phonon optique (au voisinage de la saturation de vitesse), la variation relative du moment durant une collision est beaucoup plus grande que la variation relative d'énergie durant la même collision |9|. Par conséquent, on peut s'attendre à avoir $\tau_{g} >> <\tau_{m} >$. C'est ce que l'on constate ex-

- 26 -

périmentalement dans tous les cas, aussi bien dans le germanium type N et P en basse température et à la température ambiante |25, 28| que dans le silicium en basse température |23, 26|. Nous verrons, lorsque nous présenterons nos résultats qu'il en est de même pour le silicium type N à la température ambiante.

I.3.2.1. Cas des fréquences telles que $\omega < \tau_m > << 1$

On peut alors écrire (54) sous la forme :

$$\sigma^{*}(\omega, E) = \sigma_{s} - \frac{\sigma_{s} - \sigma_{d}}{1 + j\omega \Gamma_{p}}$$
(57)

Séparant partie imaginaire et réelle, nous en déduisons la conductivité et la permittivité diélectrique :

$$\sigma'(E,\omega) = \sigma_{s} - \frac{\sigma_{s} - \sigma_{d}}{1 + \omega^{2} \Gamma_{E}^{2}}$$
(58)

$$\varepsilon'(E,\omega) = \varepsilon_{R} - \frac{\sigma_{o}}{\varepsilon_{o}} \left[\sigma_{s} < \tau_{m} > - \frac{\Gamma_{\varepsilon}(\sigma_{s} - \sigma_{d})}{1 + \omega^{2} \Gamma_{\varepsilon}^{2}} \right]$$
(59)

où ε_0 est la permittivité du vide et ε_R la permittivité de réseau du silicium (ε_R = 12).

On constate alors le fait suivant, d'ailleurs prévu par la relation (46):quand la pulsation est proche de zéro, la variation temporelle de l'énergie des porteurs peut suivre la variation du champ électrique, la conductivité $\sigma^{*}(\omega, E)$ est proche de $\sigma_{d}(E)$. Il en va différemment quand la pulsation augmente ; alors, le point représentatif ne se déplace plus sur la caractéristique J(E), la conductivité augmente et tend vers $\sigma_{s}(E)$. Pour illustrer ceci nous reproduisons figure 7 les courbes expérimentales données par Fujisawa |28| dans le cas du germanium type N à la température ambiante.

Ces courbes montrent que la mobilité hyperfréquence mesurée pour les longueurs d'ondes 8 et 4 mm est comprise entre la mobilité différentielle et la mobilité sécante.



FIGURE 7 - CONDUCTIVITE HYPERFREQUENCE DU GERMANIUM TYPE N D'APRES FUJISAWA 28





FIGURE 8

EVOLUTION DE LA CONDUCTIVITE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Le paramètre Γ_E que nous appelons constante de temps thermique des porteurs influe directement sur la conductivité haute fréquence et conditionne le comportement du matériau en hyperfréquence. On peut connaître sa valeur en fonction du champ électrique en inversant la relation (58) :

$$\Gamma_{\mathcal{E}}(\mathbf{E}) = \frac{1}{\omega} \left[\frac{\sigma' - \sigma_{\mathbf{d}}}{\sigma_{\mathbf{s}} - \sigma'} \right]^{1/2}$$
(60)

I.3.2.2. Cas des fréquences quelconques

Il faut garder entière l'expression (54). Séparant parties réelle et imaginaire, nous en tirons encore une fois la conductivité et la permittivité diélectrique :

$$\sigma'(\omega, E) = \frac{\sigma_{s} \omega^{2} \Gamma_{E} (\Gamma_{E} + \langle \tau_{m} \rangle) + \sigma_{d} (1 - \omega^{2} \Gamma_{E} \langle \tau_{m} \rangle)}{(1 + \omega^{2} \langle \tau_{m} \rangle^{2}) (1 + \omega^{2} \Gamma_{E}^{2})}$$
(61)

$$\varepsilon'(\omega, E) = \varepsilon_{R} - \frac{1}{\varepsilon_{o}} \left[\frac{\sigma_{s} \Gamma_{E} (1 - \omega^{2} \Gamma_{E} < \tau_{m}^{>}) - \sigma_{d} (\Gamma_{E} + < \tau_{m}^{>})}{(1 + \omega^{2} < \tau_{m}^{>}) (1 + \omega^{2} \Gamma_{E}^{2})} \right]$$
(62)

On remarque alors que quand la pulsation tend vers zéro la conductivité tend vers σ_d . Quand la pulsation augmente tant que $\omega < \tau_m > << 1$ la conductivité augmente comme nous l'avons dit précédemment. Mais pour les valeurs de pulsation telles que $\langle \omega \tau_m \rangle << 1$ n'est plus vraie, l'effet s'inverse et la conductivité commence à diminuer, repasse par σ_d puis tend vers zéro quand la pulsation devient très grande. Le diagramme de la figure 8, permet de mieux comprendre la variation fréquentielle de la conductivité.

I.3.3. Techniques expérimentales permettant de mesurer

la conductivité et les temps de relaxation

Les explications précédentes montrent que les temps de relaxation peuvent être déduits de la mesure de la conductivité ou de la mobilité des porteurs en fonction de la fréquence. Cependant d'autres méthodes permettent aussi d'accéder à ces grandeurs.

- 29 -
I.3.3.1. Détermination de la conductivité à partir d'une mesure d'impédance

C'est la méthode la plus utilisée. Elle consiste à mesurer le coefficient de réflexion (en module et phase) d'une lame ou d'un pilier du matériau, maintenu par ses contacts en travers du guide hyperfréquence, généralement en son milieu ; on relie alors les deux informations ainsi obtenues à la conductivité et à la permittivité diélectrique. On pourra trouver l'application de cette méthode dans [25 à 29].

Les sources d'erreurs de cette méthode proviennent du fait que, la propagation pouvant être perturbée par les orifices percés dans le guide pour appliquer le champ fort, il peut apparaitre des modes parasites. Les échantillons sont très souvent de grande longueur (de l'ordre du centimètre) d'où la nécessité de tensions importantes. Enfin, pour que la mesure d'impédance ait un sens, il faut que l'épaisseur de l'échantillon soit inférieure à l'épaisseur de peau. A titre d'exemple, pour un matériau de résistivité $\rho_0 = 10 \ \Omega \text{cm}$, à 70 GHz, l'épaisseur de peau δ vaut 0,6 mm.

Nous reproduisons sur la figure 9, le dispositif adopté par Champlin |26| pour le silicium type N à 77°K. D'autres auteurs utilisent la même méthode pour le germanium |28|, l'arséniure de gallium et le phosphure d'indium |29|.

D'après l'auteur 26, l'erreur de mesure est de l'ordre de 5% en bande X. L'erreur doit être sensiblement plus forte dans d'autres cas 27, 28, aux fréquences 70 et 140 GHz, mais les auteurs n'en font jamais mention de façon précise.

Une autre méthode,utilisée par Bonek |30| pour l'étude de l'antimoniured'indium consiste à mesurer le coefficient de qualité d'une cavité dont une des parois est constituée par le matériau à étudier.











TEMPS DE RELAXATION EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE SILICIUM TYPE N A 77°K D'APRES CHAMPLIN (26) Le temps de relaxation de l'énergie peut également être déduit des mesures hyperfréquences sans passer par la mesure de la conductivité.

Le matériau est soumis simultanément à un champ fort continu, et à un champ faible à la fréquence f. La non-linéarité due au champ fort crée un harmonique (fréquence 2f) que l'on filtre et dont on mesure l'amplitude et la phase. C'est la méthode dite du second harmonique.

Les résultats précités associés à la connaissance de la variation de la conductivité continue du matériau fonction du champ permet de connaître le temps de relaxation de l'énergie.

Le silicium a été étudié en bande X par cette technique en basse température [31, 32, 33].

I.3.4. Exploitation de ces résultats

Le premier but est la détermination des temps de relaxation ; nous avons montré comment on peut les déduire, soit directement, soit à partir de la mesure de la mobilité hyperfréquence. On veut aussi déterminer la température électronique des porteurs. On ne peut la connaître qu'en faisant des hypothèses sur la nature des distributions d'énergie en champ électrique fort.

La théorie de Gibson, Granville et Paige a été généralisée par Champlin au cas où le champ électrique est appliqué selon des directions cristallographiques non symétriques du silicium type N (directions <100> et <110>). On sait que la mobilité des porteurs d'une vallée peut se mettre sous la forme d'un tenseur diagonal. Champlin définit le facteur d'anisotropie γ par :

$$\gamma(E) = \frac{\mu_{\perp}(E)}{\mu_{\prime\prime}(E)}$$

(63)

Le facteur d'anisotropie diminue quand le champ électrique, donc la température électronique équivalente, augmente, étant donné que les phénomènes les plus anisotropes - diffusion sur impuretés ionisées et transitions intravallées - sont prépondérants en basse température, alors que les phénomènes les plus isotropes - transitions intervallées - sont prépondérants en plus haute température. La mobilité dans la direction symétrique <111> peut s'écrire :

$$\frac{\mu_{s}(E)}{\mu_{s}(0)} = \frac{\frac{1}{3} \mu_{u}(E) + \frac{2}{3} \mu_{\perp}(E)}{\frac{1}{3} \mu_{u}(0) + \frac{2}{3} \mu_{\perp}(0)}$$
(64)

que l'on peut aussi écrire :

$$\frac{\mu_{s}(E)}{\mu_{s}(o)} = \frac{\langle \tau_{m_{\prime\prime}}(E) \rangle + 2 \frac{m_{\prime\prime}^{*}}{m_{\star}^{*}} \langle \tau_{m_{\perp}}(E) \rangle}{\langle \tau_{m_{\prime\prime}}(o) \rangle + 2 \frac{m_{\prime\prime}^{*}}{m_{\star}^{*}} \langle \tau_{m_{\perp}}(o) \rangle}$$
(65)

La mobilité réduite $\mu_{s}(E) / \mu_{s}(o)$ est connue expérimentalement. Nous pouvons l'évaluer d'une autre manière en fonction de la température électronique T_{e} . Nous supposons d'une part que le modèle mathématique théorique des interactions electron-phonon rappelé au § I.1. reste valable en champ électrique fort. Nous supposons d'autre part que la distribution d'énergie en champ fort est celle de Maxwell-Boltzmann à une température T_{e} supérieure à celle du réseau T_{1} . On a alors dans la direction $\alpha(\alpha = \perp, //)$:

$$\frac{1}{\tau_{m\alpha}} = W_{a\alpha} T_{L}^{3/2} \left(\frac{\xi}{k_{B} T_{L}}\right)^{1/2} + W_{i\alpha} T_{L}^{-3/2} \left(\frac{\xi}{k_{B} T_{L}}\right)^{-3/2} + \sum_{i} W_{i} \circ_{i}^{3/2} \left[\frac{\left(\frac{\xi}{k_{B} \circ_{i}} + 1\right)^{1/2}}{e^{\circ i/T_{L}} - 1} + \frac{\left(\frac{\xi}{k_{B} \circ_{i}} - 1\right)^{1/2}}{1 - e^{-\circ i/T_{L}}} u(\xi - k_{B} \circ_{i})\right]$$
(66)

où $u(x) = o si x < o et u(x) = 1 si x \ge o$.

- 33 -

Le temps de relaxation moyen du moment est donné par :

$$<\tau_{m_{\alpha}}(T_{e}) > = \frac{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_{B}T_{e}}\right) \tau_{m_{\alpha}}(\varepsilon)\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_{B}T_{e}}\right)\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}$$
(67)

Les contributions correspondant à chaque direction sont additionnées selon la relation (65) ; on obtient ainsi la mobilité fonction de la température électronique $\mu(T_e)$. L'élimination de la mobilité entre $\mu_s(E)$ et $\mu(T_e)$ permet d'obtenir la température électronique en fonction du champ électrique.

La solution stationnaire de l'équation (39) peut s'écrire sous la forme :

$$\tau_{\mathcal{E}}(E) = \frac{3}{2} k_{B} (T_{e}(E) - T_{L}) / e \mu_{s}(E) E^{2}$$
 (68)

Le temps de relaxation de l'énergie peut donc être déduit de la température électronique calculée selon la méthode précitée. Ainsi, Champlin trouve que $\tau_{\mathcal{E}}$, à 77°K, diminue de 10 à 2,5 picosecondes quand le champ électrique augmente de 300 à 2000 V/cm, pour le silicium type N.

Des mesures de conductivité hyperfréquence, on peut déduire la constante de temps thermique des électrons $\Gamma_{\mathcal{E}}$ (E). Dans le silicium type N à 77°K, celle-ci reste sensiblement inférieure à $\tau_{\mathcal{E}}$ (E) (voir figure 10).

Pour le même matériau et dans les mêmes conditions Dargys a mesuré le temps de relaxation de l'énergie par la méthode du second harmonique. L'accord avec les résultats de Champlin semble seulement qualitatif, à un facteur 2 à 3 près.

CONCLUSION

En conclusion à ce chapitre, nous pouvons faire un certain nombre de remarques concernant les connaissances actuelles sur les effets du champ électrique fort dans les semiconducteurs non polaires et en particulier dans le silicium.

Les investigations sont surtout nombreuses en basse température. Elles le sont nettement moins à la température ambiante et au dessus. Cela parait logique si l'on se souvient que les champs électriques à développer en basse température sont relativement modestes et que les effets d'impuretés y sont plus importants.

Toutefois, dans la perspective des applications possibles l'étude de ces matériaux à la température ambiante et au dessus devient nécessaire, car les composants utilisent les effets de champ fort fonctionnent à ces températures. Il existe déjà à l'heure actuelle des résultats concernant la mobilité statique du silicium, par contre il n'y a, à notre connaissance, aucun résultat sur le comportement du silicium en gamme millimétrique en régime de champ fort.

A la température ambiante, on peut prévoir qu'à champ égal les effets seront moindres qu'en basse température. D'où la nécessité soit de diminuer la dimension des échantillons, soit d'augmenter les tensions à appliquer pour observer des effets notables. Par ailleurs, les résultats déjà connus sur le silicium permettent de penser que les effets de relaxation d'énergie doivent apparaître en gamme millimétrique.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ET TECHNIQUES DE MESURE

Nous exposons dans ce chapitre les diverses techniques nous ayant permis de mesurer en régimes continu et hyperfréquence la conductivité du silicium.

Dans la première partie nous établissons les conditions nécessaires devant être réunies pour observer les effets de volume en champ électrique fort.

Pour les échantillons :

- contacts non injectants
- champ électrique uniforme
- effet de transit négligeable

Pour les tensions appliquées :

- nécessité d'une technique impulsionnelle

Dans la seconde partie, nous exposons les méthodes de caractérisation des échantillons dont nous avons pu disposer.

Enfin, dans la dernière partie, nous décrivons la technique de mesure de conductivité hyperfréquence en analysant ses avantages et ses inconvénients.

II.1. DESCRIPTION DES ECHANTILLONS

II.1.1. Condition à remplir par les échantillons

Nous savons que pour observer les effets de volume dûs à un champ électrique fort la structure des échantillons doit être du type $N^+ NN^+$. Quand on polarise un tel dispositif, la jonction polarisée en direct devient injectante. On obtient alors un dispositif associant une zone d'injection et une zone de transit.

L'injection provoque une augmentation du nombre des porteurs dans la zone active N. Dans l'annexe 1 nous montrons que le champ électrique n'est plus uniforme, et étudions l'influence de la longueur W de la partie N sur la forme du champ dans l'échantillon.

Nous allons maintenant voir dans quelles conditions l'effet de transit n'est plus génant en régime alternatif.

Soit un dispositif semiconducteur comportant une zone d'injection de longueur δ et une zone de transit de longueur W. Il est soumis à un champ électrique du type :

$$E = E_0 + E_1 \exp(j_{\omega}t)$$
(69)

avec $E_0 >> E_1$.

Si l'on néglige l'effet de la diffusion, l'impédance généralisée du dispositif à la fréquence f [40] peut se mettre sous la forme :

$$Z(\omega) = Z_{nat}(\omega) \left(1 - I^* - \frac{e^{\gamma W} - 1}{\gamma W} \right)$$
(70)

où $Z_{nat}(\omega)$ est l'impédance naturelle du dispositif, c'est-à-dire :

$$Z_{nat}(\omega) = \frac{W}{\left[\sigma'(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega)\right] S}$$
(71)

le facteur de propagation valant :

$$\gamma(\omega) = -\frac{\sigma'(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega) v(E_{o})}$$
(72)

et

$$\mathbf{I}^{*} = \frac{\sigma_{\mathbf{i}} + \sigma'(\omega)}{\sigma_{\mathbf{i}} + \mathbf{j}\omega\varepsilon'(\omega)}$$
(73)

Dans le cas où les contacts ohmigues sont parfaits on a :

$$\sigma_{i} = \infty \text{ c'est-à-dire } I^{*} = 1 \qquad |42|$$
$$\Theta = \frac{\omega W}{v(E_{0})} \qquad (74)$$

étant l'angle de transit à la pulsation ω on peut écrire (70) sous la forme :

$$Z(\omega) = Z_{nat}(\omega) \left(1 - e^{-\frac{\sigma'W}{\epsilon'v}} \left[\frac{\left[\Theta \sin \Theta - \frac{\sigma'W}{\epsilon'v} (\cos \Theta - 1) \right] - j \left[\frac{\sigma'W}{\epsilon'v} \sin \Theta - \Theta (\cos \Theta - 1) \right]}{\left(\frac{\sigma'W}{\epsilon'v} \right)^2 + \Theta^2} \right] \right)$$

On montre alors facilement que pour des fréquences supérieures à 10 GHz et des longueurs de transit W supérieures à 300 microns, le second terme de (75) est négligeable. Nous verrons par la suite que ceci est toujours vérifié dans notre cas et que par conséquence nous ne voyons que l'impédance naturelle de l'échantillon.

II.1.2. Les différents types d'échantillons

Pour faire notre étude nous avons successivement utilisé plusieurs types d'échantillons.

II.1.2.1. Echantillons type "Silistances" de longueur 2 mm

(TYPE I)

Ce sont des batonnets de Silicium dopés au phosphore de section carrée de 1 mm de côté, dont les longueurs varient entre 1,8 et 2 mm ; ils sont taillés dans la direction <111>. Les résistivités sont comprises entre 1 et 50 Ω cm. A chaque extrêmité de l'échantillon on a réalisé un contact ohmique constitué par un eutectique or-antimoine. Les échantillons ainsi obtenus ont des résistances ohmiques comprises entre 10 et 1200 Ω .

II.1.2.2. Echantillons type "Silistances" de longueur 300μ

(TYPE II)

Ces échantillons sont fabriqués à partir de plaquettes de silicium dopées au phosphore de 300 microns d'épaisseur. La résistivité est comprise entre 9,8 et 11,4 α cm. La plaquette est d'abord enrichie sur ses deux faces, par dépôt et diffusion de phosphore, sur une profondeur d'un micron environ. Ensuite sont déposées une couche de chrome puis une couche d'or de protection assurant un bon contact électrique. Enfin, la plaquette est découpée en carrés de 1 mm² de section .

II.1.2.3. Echantillons épitaxiés

(TYPE III)

Ces composants sont fabriqués à l'aide d'une technique planar. La zone épitaxiée a une épaisseur d'environ 10 microns et une résistivité comprise entre 5 et 10 Ω cm. Le substrat a une épaisseur d'environ 200 microns et une résistivité de 10⁻³ Ω cm. Les échantillons sont découpés en carrés de 400 μ de côté et encapsulés dans des boitiers du type D0 47.

- 39 -

Pour étudier le comportement du silicium en régime de porteurs chauds, à la température ambiante, il est nécessaire d'appliquer des champs électriques atteignant plusieurs kilovolts par centimètre. Ainsi, pour éviter la destruction de l'échantillon et aussi l'échauffement du réseau, il faut appliquer le champ électrique sous forme d'impulsions rectangulaires.

La durée t_p de ces impulsions doit être beaucoup plus grande que le constante de temps du circuit électrique équivalent à l'échantillon ($\tau = e_{\varepsilon} = 10^{-11}$ sec). De plus la durée t_p doit être très inférieure à la constante de temps thermique du composant.

La constante de temps thermique du composant est liée à la résistance thermique $R_{\mbox{th}}$ et à la capacité thermique de l'échantillon.

La capacité thermique peut être déduite des dimensions de l'échantillon et de la capacité calorifique du silicium.

Pour évaluer la résistance thermique nous procédons comme suit. Dans un premier temps, nous mesurons la résistance ohmique de l'échantillon en fonction de la puissance continue appliquée sur celui-ci. Dans un second temps nous mesurons la résistance en fonction de la température en plaçant l'échantillon dansune enceinte thermostatée. Des deux séries de mesure nous déduisons l'élévation de température ΔT en fonction de la puissance P_o, et nous écrivons :

 $\Delta T = R_{\rm th} P_{\rm o} \tag{76}$

Nous avons trouvé des résistances thermiques de l'ordre de 50°c/Watt.

On trouve ainsi pour les échantillons types I et II des constantes de temps thermiques respectives de 50 et 10 millisecondes.

Enfin, connaissant la puissance instantanée appliquée, on peut calculer la fréquence f des impulsions qui permet au réseau de rester pratiquement à la température initiale. Ainsi, pour f = 25 Hz et t_p = 1 μ sec, la température des échantillons de types I et II s'élève au maximum de 5°C.

La conséquence directe de ces remarques, est que la technique de mesure en impulsions nous oblige à utiliser des systèmes de détection hyperfréquences et millimétriques rapides.

Enfin, pour pouvoir effectuer une mesure précise du champ électrique appliqué, nous avons recours à un système de mesure à échantillonnage et à mémoire décrit dans un précédent travail [41].

II.2. CARACTERISATION DES ECHANTILLONS EN CHAMP ELECTRIQUE CONTINU

II.2.1. Caractérisation en champ faible

Nous étudions tout d'abord l'évolution de la résistivité des échantillons en champ faible en fonction de la température :

- pour connaître la résistance thermique des cellules (voir § II.1)

pour vérifier la qualité des échantillons en constatant
 que l'évolution de leur conductivité est bien celle que prévoit la théorie
 pour connaître la variation du temps de relaxation moyen
 du moment avec la température, qui nous servira par la suite (§ II.2.2)

En effet, si on se place dans le cas où le nombre de porteurs reste constant on a :

$$\frac{\langle \tau_{m_{o}}(T_{L}) \rangle}{\langle \tau_{m_{o}}(293^{\circ}K) \rangle} = \frac{R_{o}}{R(T_{L})}$$
(77)

où R(T_L) et R_o sont les résistances de l'échantillon aux températures T_L et 293°K.

- 41 -

Or nous connaissons la façon de calculer $<\tau_{m_0}(T_L)>$ à partir des constantes de couplage et températures de phonons caractérisant les interactions auxquelles sont soumis les porteurs |45, 46|.

La mesure de $R(T_L)$ permet de vérifier que la relation (77) est bien satisfaite et de vérifier la qualité des échantillons utilisés.

Cette étude a été réalisée pour des températures comprises entre - 100°C et + 200°C. On constate que pour des résistivités telles que $\rho_0 > 2,5$ cm il n'y a pas d'effet dû aux impuretés. En effet aux erreurs de mesure près ces courbes sont superposables . Nous donnons figure 11 ces résultats concernant les résistivités comprises entre 2,5 et 50 Ω cm.

On peut voir sur cette figure le bon accord existant en champ faible et à température variable entre le modèle de Long (associé ici à une distribution d'énergie maxwellienne à la température du réseau T_L) et les résultats expérimentaux. Les courbes théoriques ainsi calculées montrent que l'effet dû aux impuretés ionisées est négligeable pour les résistivités considérées ici. Nous avons constaté que dans les mêmes conditions le modèle de Dumke donne des résultats nettement moins bons que celui de Long.

II.2.2. Caractérisation en champ fort

Nous avons vu au chapitre 1 que la mise en évidence du phénomène de relaxation d'énergie nécessite de connaître les conductivités sécante σ_s et différentielle σ_d déduites des caractéristiques densité de courant-champ J(E) par :

$$\sigma_{s}(E_{o}) = \frac{J(E_{o})}{E_{o}}$$

(78)

et

 $\sigma_{d}(E_{o}) = \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{E_{o}}$

(79)



CONDUCTIVITE DU SILICIUM EN FONCTION DE LA TEMPERATURE - FIGURE 11

MESURE DE LA CONDUCTIVITE HYPERFREQUENCE - FIGURE 12





Le fait de travailler en régime impulsionnel risque d'affecter la précision sur la mesure du courant en fonction du champ appliqué. Pour cette raison, a été mis au point un système de mesure à échantillonnage délivrant deux tensions proportionnelles à la densité de courant et au champ.

Nous avons ainsi tracé les caractéristiques en champ fort d'échantillons du type I de résistivités 50, 9,2 et 2,7 Ω cm et d'échantillons du type II de résistivité 10 Ω cm à température de réseau variable. La reproductibilité des résultats a été vérifiée en opérant sur plusieurs échantillons provenants de la même plaquette.

Grâce à la chaîne de mesure mise au point, nous connaissons la valeur du champ électrique avec une très bonne précision (erreur relative de 1% au plus). Sur la mesure du courant la précision est moins bonne surtout en régime de champ très fort.

La conductivité statique est aisément calculée à partir de la relation (78). La conductivité différentielle est calculable à partir de la relation (79). Toutefois, la précision est ici plus faible que pour la conductivité statique surtout quand on s'approche de la saturation.

La précision de mesure sur la conductivité différentielle est meilleure si l'on relève directement sur table traçante ou sur oscilloscope à mémoire la portion de caractéristique correspondant à une légère excursion de champ E autour d'une valeur donnée E_o.

Les résultats obtenus de cette façon sont résumés au chapitre 3 paragraphe 1. Nous montrons sur la figure 13 l'ensemble du banc de caractérisation en champ fort continu.

II.3. MESURE DE LA CONDUCTIVITE HYPERFREQUENCE

Nous avons souligné au chapitre I les caractéristiques majeures présentées par les moyens de mesures classiques de la conductivité hyperfréquence et des temps de relaxation. La méthode que nous avons mise au point au laboratoire utilise un principe beaucoup plus simple qui est en fait basé sur

- 44 -

une méthode de comparaison.

Notre méthode est basée sur le fait que la conductivité du silicium diminue si on chauffe le réseau par un courant continu faible ou si on chauffe les porteurs par un champ fort pulsé.

II.3.1. Technique de mesure

II.3.1.1. Principe de la mesure

Considérons une lame à faces planes et parallèles d'un matériau semiconducteur caractérisé par sa conductivité et sa permittivité diélectrique. Les coefficients de transmission et de réflexion de cette lame dépendent de ces deux grandeurs.

En élevant la température de l'échantillon (à condition de ne pas augmenter le nombre de porteurs), on diminue la conductivité, et on augmente la transmission.

Si, par ailleurs, sur le même échantillon, on applique un champ électrique fort, la conductivité diminue dans ce cas également, et la transmission est modifiée dans le même sens que dans le cas précédent.

L'idée de base est d'obtenir la même variation de conductivité hyperfréquence par l'une ou l'autre de ces deux méthodes. Ainsi, lorsque les deux effets sont identiques, la conductivité est donnée par la résistance de l'échantillon, égale au rapport entre la tension et le courant de chauffage continu. En effet, la conductivité hyperfréquence du silicium à la température ambiante est la même qu'à fréquence nulle tant que la relation

est vérifiée. A partir de cette mesure on obtient la conductivité du matériau en champ fort.

Cette méthode de mesure, nous a permis de donner quelques premiers résultats déjà publiés |43, 44|, et d'obtenir une première estimation de la constante de temps thermique des électrons $\Gamma_{\mathbf{p}}$.

II.1.3.2. Intérêts et inconvénients

L'intérêt principal de cette méthode de mesure est que l'étalonnage thermique "in situ" de la conductivité nous permet une mesure directe de celle-ci hors de toutes hypothèses et calculs nécessaires pour relier l'information à obtenir à la transmission du matériau, à l'inverse des méthodes citées au chapitre I celle-ci ne fait pas appel à une mesure d'impédances et aux contraintes qui en résultent.

L'inconvénient essentiel de cette méthode réside dans la remarque suivante : les variations simultanées de la conductivité et de la permittivité par effet thermique et par effet de champ fort ne sont pas identiques. Néanmoins dans de nombreux cas cet effet n'est pas à craindre. Nous en discuterons au paragraphe II.3.3.

Enfin, cette technique n'est susceptible de donner que la valeur de la conductivité σ' .

II.3.2. Description des bancs de mesure

Pour mettre en évidence les phénomènes de relaxation, nous devons opérer à plusieurs fréquences, car il nous faut trouver les fréquences pour lesquelles la conductivité hyperfréquence reste égale à la conductivité différentielle σ_d , et celles pour lesquelles elle commence à augmenter et à se rapprocher de la conductivité statique σ_s . En faisant abstraction de l'effet de relaxation du moment, si on se place à des fréquences telles que $\omega\Gamma \neq 1$, on mesurera l'effet optimum du phénomène de relaxation d'énergie. L'expérience montre (voir chapitre 3) que cette condition est vérifiée pour des fréquences de l'ordre de 100 à 150 GHz. Nous avons opéré jusqu'à maintenant aux fréquences de 10 GHz, 33,7 GHz et environ 68 GHz. Par la suite nous opèrerons sur un banc fonctionnant à 110 GHz.

II.3.2.1. Mode opératoire

Pratiquement, la mesure s'effectue de la façon suivante. L'échantillon étant placé au centre du guide, nous faisons passer un courant continu I₀ dans celui-ci ; l'élévation de température du matériau qui en résulte provoque l'augmentation de la résistance de l'échantillon $R(I_0) = V_0/I_0$, donc celle de la transmission hyperfréquence. Nous mesurons le niveau détecté ; nous avons l'étalonnage thermique $V_{\rm HF}(R)$.

Ensuite, quand nous appliquons l'impulsion de champ fort à l'échantillon, nous détectons l'impulsion hyperfréquence d'amplitude $\Delta V_{HF}(E)$, due à la variation de transmission du matériau. Nous mesurons le niveau détecté $V_{HF} = V_{HF0} + \Delta V_{HF}(E)$; nous en déduisons la courbe $V_{HF}(E)$. De la comparaison des deux courbes $V_{HF}(R)$ et $V_{HF}(E)$, nous déduisons la courbe R(E). Nous donnons un schéma explicatif de la méthode sur la figure 12.

REMARQUE

En hyperfréquence, la conductivité en champ faible est la même qu'en régime continu. Par contre en gamme millimétrique, il faut tenir compte de l'effet de relaxation du moment sur la conductivité. Pour un champ E donné, on a en réalité :

$$\frac{\sigma'(\omega, E)}{\sigma_{0}} = \frac{R_{0}}{R(E)} \cdot \frac{1 + \omega^{2} < \tau_{m}(E)^{2}}{1 + \omega^{2} < \tau_{m}^{2}}$$
(80)

où R₀ est la résistance en champ faible, $<\tau_m(E)>$ le temps de relaxation moyen du moment obtenu à partir de la caractéristique courant-tension en champ fort et $<\tau_m>$ le temps de relaxation moyen du moment en champ faible.

Vers 140 GHz, le fait de négliger cet effet entraîne une erreur systématique pouvant atteindre 8%. Par contre vers 70 GHz, cette erreur n'excède guère 1%, en effet $<\tau_m$ > est de l'ordre de 2.10⁻¹³ seconde.

- 47 -

II.3.2.2. Banc de mesure en bande X

La figure 13 montre le banc de mesure dans la gamme des 1 O GHz avec les systèmes de polarisation et de mesure des tension et courant.

La source hyperfréquence est un klystron stabilisé dans la bande X. La figure 14 montre la cellule portant l'échantillon. C'est une double transition guide standard-guide réduit permettant l'adaptation de l'échantillon à la cellule. L'effet du signal appliqué sur l'échantillon est optimalisé à l'aide de deux adaptateurs à vis placés en amont et en aval de la cellule. La détection se fait à l'aide d'une diode 1N21 dans une monture accordable. Pour vérifier la validité de la méthode, nous avons effectué des mesures à des fréquences différentes pour un banc de mesure donné. Si ces fréquences ne différent que de quelques mégahertz, la variation éventuelle de conductivité devrait être très inférieure aux erreurs de mesure, nous avons constaté la parfaite reproductibilité des valeurs trouvées.

II.3.2.3. Banc de mesure en bande 8 mm

Le schéma du banc de mesure est identique à celui de la bande X (figure 13). La source est alors un klystron stabilisé du type 55355. Par ailleurs, les adaptateurs sont du type plan E - plan H. La cellule contenant l'échantillon est aussi une double transition guide standard - guide réduit.

II.3.2.4. Banc de mesure en bande 4 mm

Nous avons effectué des mesures entre 68 et 70 GHz. Le schéma du banc de mesure est identique aux deux premiers. Seul diffère le type de cellule, visible sur la figure 15. Le contact de polarisation est pris à l'aide d'une antenne descendant dans le guide.



- 49 -

Les sources hyperfréquences sont un klystron stabilisé YK 1010, un carcinotron CO 40B délivrant les fréquences de 66 à 71 GHz. Le détecteur rapide est une diode IN 53 dans une monture accordable.

Ici aussi, nous avons vérifié la reproductibilité de la mesure lorsque l'on fait varier la fréquence de travail dans des limites telles que la variation de conductivité qui en résulte ne doit pas être perceptible.

II.3.2.5. Banc de mesure en 2 mm

Afin d'obtenir une meilleure précision sur la mesure de nous mettons actuellement au point un banc à 110 GHz (figure 16). Ce banc de mesure se distingue des précédents à la fois par sa source et par son système de détection.

La source est constituée d'une diode avalanche fonctionnant en multiplication à haut rang d'harmonique, à partir d'une onde hyperfréquence de l'ordre de 5 GHz amplifiée à l'aide d'un amplificateur à TPO. Le multiplicateur fournit un harmonique à haut rang de cette fréquence de base (rang pouvant être plus grand que 20). L'onde millimétrique émise sur laquelle sont accordées les structures hyperfréquences, est de l'ordre de 110 GHz. La cellule de mesure consiste en une double transition guide 4 mm - guide 2 mm assurant également le filtrage de l'onde à 110 GHz.

Le système de détection est du type hétérodyne. La cellule de mesure est suivie d'une transition guide 4 mm - guide 8 mm, envoyant le signal sur un multiplicateur-mélangeur. Un générateur 26-40 GHz envoie en même temps l'onde de mélange. Le signal mesuré est mélangé avec l'harmonique 3 de l'oscillateur local. Le multiplicateur-mélangeur délivre une tension amplifiée entre 0 et 2**50**MHz qui est visualisée à l'oscilloscope.

- 50 -







mélangeur

II.3.3. Limites et critiques de la technique expérimentale

II.3.3.1. Effet de la permittivité

Nous avons dit au paragraphe précédent que la variation éventuelle de la permittivité ε ', par effet thermique et par effet de champ fort, peut introduire une erreur systématique dans la mesure.

Compte tenu des structures hyperfréquences utilisées et des formes d'échantillons, il ne nous a pas été possible de chiffrer cette erreur, si elle existe.

Néanmoins, nous pouvons avancer trois arguments permettant de penser que l'erreur dûe à la permittivité doit être minime.

1) La variation de la permittivité reste faible

La variation de permittivité $\Delta \epsilon$ ' due aux effets de relaxation peut être écrite dans le cas où la fréquence est telle que < $\omega \tau_m$ > << 1 :

$$\Delta \varepsilon' = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \left[\frac{\Gamma_z (\sigma_s - \sigma_d)}{1 + \omega^2 \Gamma_z} - \sigma_s < \tau_m^{>} \right]$$
(81)

En champ faible, le premier terme de (81) représentant la contribution de l'effet de relaxation d'énergie, n'existe pas. A la température ambiante, et pour une résistivité statique ρ_0 de 10 Ω cm la variation de permittivité relative vaut 0,3 en champ faible. Quand le champ électrique augmente la contribution de l'effet de relaxation d'énergie augmente (jusqu'à 7000 V/cm) puis diminue en champ très intense en contre-balançant la contribution de l'effet de relaxation du moment qui diminue continuement dans le même temps.

En champ faible, seule subsiste la contribution de l'effet de relaxation du moment. Quand la température du réseau s'élève cette contribution diminue, et la permittivité tend à se rapprocher de celle du réseau.



FIGURE 17

VARIATION DE LA PERMITTIVITE EN CHAMP FORT (1 : F = 9,89 GHz 2 : F = 68,3 GHz) ET PAR EFFET THERMIQUE (3)



SCHEMA DU BANC DE MESURE EN REFLEXION

- 53 -

Nous montrons sur la figure 17 la variation de permittivité dans les deux cas, à 10 et 70 GHz pour une valeur estimée Γ_E de 10⁻¹² sec. Il est à remarquer que les valeurs restent toujours très proches les unes des autres. Et pour tout matériau de résistivité supérieure à 10 Ω cm, l'accord est encore meilleur.

2) La reproductibilité de la mesure

Les séries de mesure sur un même échantillon ayant parfois durée plusieurs jours, nous avons constaté deux faits.

La mesure présente une bonne reproductibilité quand la fréquence de travail ne varie que de quelques dizaines de mégahertz, variation insuffisante pour introduire une modification perceptible de la conductivité.

D'autre part, la mesure reste insensible aux réglages hyperfréquences du banc.

Ces deux faits semblent indiquer que la variation du niveau détecté n'est lié qu'à l'absorption du matériau donc qu'à la conductivité σ' .

3) Mesure à partir du coefficient de réflexion

De même que nous avons opéré jusqu'à présent à partir du coefficient de transmission de l'échantillon nous pouvons opérer à partir du coefficient de réflexion.

Nous montrons sur la figure 18 le banc de mesure en réflexion.

Le pont étant équilibré pendant l'application du champ fort, nous vérifions que l'équilibre se conserve par effet thermique (un courant I_0 donne les mêmes éléments R et φ)et que la valeur obtenue de la conductivité est la même que celle obtenue par la mesure en transmission.

- 54 -



FIGURE 19

COMPARAISON ENTRE LES CONDUCTIVITES MESUREES EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION SUR UN ECHANTILLON DE TYPE 1 A F = 33,7 GHz.



FIGURE 20

COMPARAISON ENTRE LES CONDUCTIVITES MESUREES EN REFLEXION ET EN TRANSMISSION SUR UN ECHANTILLON DE TYPE II A F = 68,3 GHz.

L'influence d'une variation éventuelle de la permittivité étant plus grande en réflexion qu'en transmission nous pensons avoir ainsi montré qu'elle influe très peu sur la mesure de la conductivité.

Nous montrons sur la figure 19 la conductivité mesurée à 33,7 GHz sur un échantillon de type I de résistivité $\rho_0 = 9,2 \ \Omega cm$. On remarque le très bon accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes de mesure.

Sur la figure 20 nous montrons la conductivité mesurée à 68,3 GHz sur un échantillon de type II de résistivité ρ_0 = 10 Ω cm. On remarque ici aussi le bon accord entre les résultats fournis par les deux méthodes.

II.3.3.2. Effet lié à l'accroissement du nombre de porteurs par génération thermique

Nous avons dit que le principe de mesure par étalonnage thermique n'est valable qu'à condition que l'échauffement du matériau ne provoque pas l'augmentation du nombre de porteurs. Or, au dessus d'une certaine température apparaît le phénomène de multiplication du nombre des porteurs intrinsèques par effet thermique. L'expérience montre que la conductivité réduite en effet thermique ne peut diminuer au délà de 0,3. Les valeurs de conductivité plus faibles que celle - ci ne peuvent être obtenues que par extrapolation de l'étalonnage $V_{\rm HF}(R)$.

- 57 -

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET EXPLOITATION NUMERIQUE

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux acquis à l'aide des techniques exposées au chapitre II. Par analyse numérique nous en déduisons les paramètres que nous avons décrit dans le chapitre I, (temps de relaxation moyens et température des porteurs).

Dans un premier temps, ces paramètres sont déduits des caractéristiques statiques du matériau sous les hypothèses d'un modèle décrivant les interactions électron-phonon et d'une distribution maxwellienne d'énergie.

Dans un second temps, ils sont obtenus à partir des mesures de mobilité en hyperfréquence et gamme millimétrique, exploitées à partir des expressions déduites des équations de conservation de l'énergie et du moment, rappelées au chapitre I (paragraphe 2). La comparaison des résultats nous permet de faire un choix parmi les divers modèles théoriques actuellement existants.

Pour terminer, nous présentons deux types d'application pour lesquelles le genre d'étude que nous effectuons peut apporter des renseignements précieux : il s'agit du cas des diodes avalanches et de composants à effet de volume du type modulateur rapide en gamme millimétrique.

III.1. DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES DU SILICIUM

EN CHAMP FORT, A PARTIR DES RESULTATS EN REGIME PERMANENT

III.1.1. Caractéristiques courant-champ électrique et mobilité

Nous avons relevé les caractéristiques courant-champ électrique à la température ambiante sur des échantillons de type I de résistivité 50 Ωcm,

 $9,2 \ \Omega cm$ et 2,7 Ωcm , des échantillons de type II (de résistivité 10 Ωcm) et de type III (épitaxie de résistivité 7 Ωcm , épaisseur 9 microns)(figures 21, 22, 23). Sur les premiers échantillons cités, on doit appliquer au maximum des champs de 4000 V/cm, si l'on veut éviter les claquages en surface. En utilisant les échantillons de type II, les phénomènes de claquages n'apparaissent que pour des champs supérieurs à 18000 V/cm. Dans le cas des épitaxies, on constate que les résultats ne sont pas exploitables. Au delà d'une certaine tension, le courant, au lieu de tendre vers la saturation continue à croître linéairement avec la tension. Cet effet semble être lié à l'injection au niveau des contacts, et est dû à la non uniformité du champ électrique dans le matériau. Nous avons essayé d'en faire l'analyse dans l'annexe I.

Nous déduisons les conductivités statique σ_s et différentielle σ_d de ces échantillons, des caractéristiques J(E) à l'aide des formules :

$\sigma_{s}(E) = \frac{J(E)}{E}$	(82)
$\sigma_{d}(E) = \frac{dJ}{dE}$	(83)

Nous reportons celles-ci figure 24 pour les types I, figure 25 pour le type II.

D'après la figure 24 les variations de la conductivité réduite avec le champ électrique semblent indépendantes de la concentration en impuretés. Il y a donc lieu de penser que les interactions sur impuretés ionisées sont négligeables vis-à-vis des autres types d'interactions. Rappelons à ce sujet qu'une

et



FIGURE 21

CARACTERISTIQUES CONTINUES D'ECHANTILLONS DE TYPE I

- 1 : $\rho_{O} = 2,7 \ \Omega \text{cm}$ 2 : $\rho_{O} = 9,2 \ \Omega \text{cm}$ 3 : $\rho_{O} = 50 \ \Omega \text{cm}$

Bits



- 61 -



- 62 -



- 63 -

forte concentration en impuretés atténue l'effet de champ fort, c'est-à-dire qu'à champ électrique égal, la variation relative de mobilité est moins importante |12|.

Par ailleurs, si la concentration en porteurs est indépendante du champ électrique, on a :

$$\frac{\sigma_{s}(E)}{\sigma_{o}} = \frac{\langle \tau_{m}(E) \rangle}{\langle \tau_{m_{o}} \rangle}$$
(84)

 ${}^{<\tau} {}^{>}$ peut être déterminée en champ faible à partir du spectre de conductivim_o té en fonction de la fréquence |36|, et la relation (84) peut servir à calculer ${}_{<\tau_m}(E)>$.

Par ailleurs, sur des échantillons de type II, de même résistivité (ces échantillons proviennent de la même plaquette) nous avons effectué des mesures de conductivité en champ fort à température variable entre - 85 C et + 100°C. Nous avons reporté ces résultats sur la figure 25. Ces mesures nous seront utiles, par la suite lorsque nous rechercherons l'évolution des temps de relaxation avec la température. On peut déjà constater qu'à champ électrique égal la mobilité réduite augmente sensiblement quand la température augmente. Nous avons reporté sur la même figure les résultats obtenus par Canali [16] et Boichenko [46] aux fins de comparaisons.

III.1.2. Détermination de la température électronique

Nous avons indiqué dans le chapitre I comment il est possible de connaître la variation du temps de relaxation du moment en fonction de l'énergie des porteurs. Les expressions résultent des mécanismes auxquels sont soumis les porteurs ; elles donnent le temps de relaxation microscopique associé à chaque type de collision.

Le passage du temps de relaxation microscopique au temps de relaxation macroscopique (c'est-à-dire à celui qui est effectivement mesuré) nécessite une hypothèse concernant la distribution de l'énergie des porteurs.

- 64 -



CONDUCTIVITE EN CHAMP FORT D'UN ECHANTILLON DE TYPE II EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (1 : $T_L = 373^{\circ}K$; 2 : $T_L = 293^{\circ}K$; 3 : $T_L = 188^{\circ}K$)
III.1.2.1. Calcul de la mobilité théorique

En régime de champ électrique fort, nous supposons que les phénomènes de collisions rappelés au Chapitre I § 1 sont les mêmes que ceux existant en champ faible. Dans ces conditions les températures de phonons, et leur poids restent inchangés. Le passage au niveau macroscopique se fera ici en supposant que la distribution d'énergie est maxwellienne mais à une température d'équilibre T_e supérieure à la température du réseau. Cette température T_e représentant l'énergie moyenne des porteurs est évidemment une fonction du champ électrique. Nous aurons donc à calculer des expressions du type :

$$\mu_{\alpha}(T_{e}) = \frac{e}{m_{\alpha}^{*}} < \tau_{m}^{*} = \frac{e}{m_{\alpha}^{*}} \frac{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{k_{B}T_{e}}\right) \tau_{m_{\alpha}}(\mathcal{E})\mathcal{E}^{3/2} d\mathcal{E}}{\int_{0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{k_{B}T_{e}}\right) \mathcal{E}^{3/2} d\mathcal{E}}$$
(85)

La valeur de la mobilité en champ faible μ_0 est telle que $\mu_0 = \mu(T_L)$.

Nous montrons sur la figure 26 la mobilité réduite ainsi calculée pour les deux modèles les plus utilisés, c'est-à-dire celui de Dumke |4|et celui de Long |3| à la température ambiante. Sur la figure 27 nous avons examiné l'évolution en température de la mobilité réduite entre - 85°C et + 100°C pour le seul modèle de Dumke. Nous négligeons l'effet des impuretés. En effet, une étude en fonction de leur concentration a montré que les impuretés ionisées ne commencent à agir que quand la résistivité du matériau devient égale ou inférieure à 1 Ω cm |36|. Par ailleurs, nous avons vérifié que le taux d'ionisation des impuretés reste constant dans toute la gamme de températures étudiée.

Nous rappelons ci-après les valeurs de températures de phonons Θ_i et les constantes de couplage W'_i correspondant aux deux modèles théoriques étudiés (tableau 2).

- 66 -



MOBILITE THEORIQUE CALCULEE A L'AIDE DES MODELES D'INTERACTION ELECTRON-PHONON A LA TEMPERATURE AMBIANTE (1 : DUMKE |4|; 2 : LONG |3|)

- 67 -



MOBILITE THEORIQUE CALCULEE A L'AIDE DU MODELE DE DUMKE |4| EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (1 : $T_L = 373^{\circ}K$; 2 : $T_L = 293^{\circ}K$; 3 : $T_L = 188^{\circ}K$)

- 68 -

- 69 -	•
--------	---

	g ₀ 1	f ₀₂	w' ₁	^{w'} 2
DUMKE	307°K	534°K	0,835	0,334
LONG	190°K	630°K	0,15	2

TABLEAU 2

III.1.2.2. Détermination de la température électronique

Comme la concentration en porteurs n'est pas affectée par le champ électrique, la mobilité et la conductivité réduites varient de la même façon en fonction du champ électrique. La comparaison des courbes expérimentales $\mu_{s}(E)$ et théoriques $\mu(T_{e})$ permet de connaître la température des porteurs en fonction du champ électrique.

Nous montrons sur les figures 28 et 29, et pour les trois résistivités précédentes, les températures électroniques des porteurs dans les échantillons de type I.

On peut remarquer pour les deux modèles choisis que l'on a un bon accord entre les températures électroniques des matériaux les moins résistifs. La température correspondant à l'autre résistivité est sensiblement inférieure. Nous pensons que ce fait est imputable à la qualité des contacts ohmiques meilleure quand le matériau est faiblement résistif. Notons également qu'indépendamment de la valeur de la résistivité, le modèle de Dumke donne des températures plus élevées que le modèle de Long.



FIGURE 28

TEMPERATURE ELECTRONIQUE CALCULEE A L'AIDE DU MODELE DE LONG |3|



TEMPERATURE ELECTRONIQUE CALCULEE A L'AIDE DU MODELE DE DUMKE |4|



FONCTION DE LA TEMPERATURE DE RESEAU (2 : $T_L = 188^{\circ}K$; 3 : $T_L = 293^{\circ}K$; 4 : $T_L = 373^{\circ}K$). TEMPERATURE ELECTRONIQUE MESUREE PAR CHAMPLIN |23| (1) Sur la figure 30, nous donnons la température des électrons pour un échantillon de type II et pour plusieurs valeurs de la température de réseau. On peut remarquer qu'à champ électrique égal, l'écart de température $T_{\mu}(E) - T_{L}$ diminue quand la température du réseau T_{L} augmente.

A titre de comparaison, nous avons reporté sur la même figure les valeurs de température obtenues par Champlin |23| à la température de 77°K.

III.1.3. Détermination des temps de relaxation

Connaissant la température électronique en fonction du champ électrique, nous sommes à même de déterminer les temps de relaxation à partir des relations que nous avons indiqué au chapitre I.

III.1.3.1. Temps de relaxation de l'énergie

Le temps de relaxation de l'énergie est lié à la température électronique. Nous avons dit que le principe de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2e}{3k_B} \mu_s(E) E^2 - \frac{T_e - T_L}{\tau_E(E)}$$
(86)

La solution stationnaire de cette équation donne :

$$\tau_{\mathcal{E}}(E) = \frac{3k_{B}}{2e} \frac{1}{\mu_{s}(E)} \frac{T_{e}(E) - T_{L}}{E^{2}}$$
 (87)

Nous donnons sur la figure 31 les valeurs de $\tau_{\mathcal{E}}(E)$, calculées d'après la relation (87) pour les échantillons du type I. Nous les avons calculées pour le modèle de Long et le modèle de Dumke. Le modèle de Long prévoit les temps de relaxation d'énergie les plus faibles. Sur la figure 32 abc, nous donnons également les temps de relaxation d'énergie d'échantillons de type II aux températures de 188°K, 293°K et 373°K, calculés à partir du modèle de Dumke .

III.1.3.2. La constante de temps thermique des porteurs

Nous avons introduit au chapitre I § 3 la constante de temps thermique $\Gamma_{\underline{\nu}}$ des porteurs. Nous avons montré son influence sur la conductivité hyperfréquence $\sigma^{\underline{*}}(\omega, E)$. Nous avons également montré que $\Gamma_{\underline{\nu}}$ est relié à la température électronique et qu'en particulier à fréquence nulle on a :

$$\Gamma_{\mathcal{E}}(E) = \frac{3k_{B}}{4e} - \frac{1}{\mu_{e}(E) \cdot E} - \frac{dT_{e}}{dE}$$
 (88)

A partir de cette relation nous pouvons déduire la constante de temps thermique des porteurs des courbes de températures électroniques déjà citées.

Sur les figures 31 et 32 abc sont reportées les valeurs théoriques ainsi trouvées pour les échantillons du type I et II. Dans le deuxième cas la température de réseau varie entre - 85°C et + 100°C. Nous nous sommes intéressé seulement au modèle de Dumke car l'expérience montre (cf § III.2) qu'il y a un meilleur accord des mesures avec ce modèle qu'avec celui de Long. D'autre part, on pourra remarquer, en particulier que la constante de temps thermique reste sensiblement inférieure au temps de relaxation de l'énergie, tandis que globalement, à champ électrique égal, les temps de relaxation diminuent quand la température de réseau augmente.

Nous avons montré dans ce paragraphe comment les paramètres caractérisant le comportement des électrons en régime de champ fort peuvent être obtenus à partir de la connaissance de la densité de courant dans le matériau en fonction du champ électrique.

Toutefois nous avons dû envisager les deux hypothèses sui-

vantes :

- 74 -

Sur la figure 32 abc, nous donnons également les temps de relaxation d'énergie d'échantillons de type II aux températures de 188°K, 293°K et 373°K, calculés à partir du modèle de Dumke.

III.1.3.2. La constante de temps thermique des porteurs

Nous avons introduit au chapitre I § 3 la constante de temps thermique $\Gamma_{\underline{k}}$ des porteurs. Nous avons montré son influence sur la conductivité hyperfréquence $\sigma^{\underline{*}}(\omega, E)$. Nous avons également montré que $\Gamma_{\underline{k}}$ est relié à la température électronique et qu'en particulier à fréquence nulle on a :

$$\Gamma_{g}(E) = \frac{3k_{B}}{4e} - \frac{1}{\mu_{p}(E) \cdot E} - \frac{dT_{e}}{dE}$$
 (88)

A partir de cette relation nous pouvons déduire la constante de temps thermique des porteurs des courbes de températures électroniques déjà citées.

Sur les figures 31 et 32 abc sont reportées les valeurs théoriques ainsi trouvées pour les échantillons du type I et II. Dans le deuxième cas la température de réseau varie entre - 85°C et + 100°C. Nous nous sommes intéressé seulement au modèle de Dumke car l'expérience montre (cf § III.2) qu'il y a un meilleur accord des mesures avec ce modèle qu'avec celui de Long. D'autre part, on pourra remarquer, en particulier que la constante de temps thermique reste sensiblement inférieure au temps de relaxation de l'énergie, tandis que globalement, à champ électrique égal, les temps de relaxation diminuent quand la température de réseau augmente.

Nous avons montré dans ce paragraphe comment les paramètres caractérisant le comportement des électrons en régime de champ fort peuvent être obtenus à partir de la connaissance de la densité de courant dans le matériau en fonction du champ électrique.

Toutefois nous avons dû envisager les deux hypothèses suivantes :

- 74 -

- 75 -





FIGURE 31

TEMPS DE RELAXATION POUR DES ECHANTILLONS DE TYPE I, EN FONCTION DE LA RESISTIVITE A LA TEMPERATURE AMBIANTE.

BIJ





TEMPS DE RELAXATION POUR UN ECHANTILLON DE TYPE II A LA TEMPERATURE DE 188°K



TEMPS DE RELAXATION POUR UN ECHANTILLON DE TYPE II A LA TEMPERATURE DE 293°K



TEMPS DE RELAXATION POUR UN ECHANTILLON DE TYPE II A LA TEMPERATURE DE 373°K

- le modèle mathématique décrivant les interactions electronphonon en champ faible reste valable, même en champ fort

- la distribution d'énergie des porteurs reste maxwellienne (à une température d'équilibre supérieure à celle du réseau) dans les mêmes conditions.

Nous allons par ailleurs déterminer les mêmes paramètres de façon purement expérimentale à partir des mesures hyperfréquences. Cette question est l'objet du paragraphe suivant.

III.2. DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PARAMETRES A PARTIR DES MESURES EN GAMME HYPERFREQUENCE

Cette partie de notre étude est la plus intéressante. En effet, dans le paragraphe III.1 nous avons effectué une détermination des paramètres caractéristiques du silicium en champ fort. Pour cela nous avons du faire des hypothèses de travail. Nous allons voir maintenant, dans la partie qui suit que l'on détermine directement les mêmes paramètres à partir des résultats expérimentaux en hyperfréquence, hors de toute hypothèse sur les interactions électron-réseau et sur les distributions d'énergie. Ceci nous permettra de dire lequel des deux modèles étudiés explique le mieux les résultats expérimentaux en champ fort.

III.2.1. Résultats expérimentaux hyperfréquences

Grâce aux techniques que nous avons décrit au cours du chapitre II, nous avons mesuré la conductivité du silicium dans les conditions suivantes :

a) sur des échantillons de type I, à la température ambiante et jusqu'à 4000 V/cm, aux fréquences de 9,89 GHz et 69,3 GHz pour les résistivités $\rho_0 = 50 \ \Omega \text{cm}$ (figure 33), $\rho_0 = 9,2 \ \Omega \text{cm}$ (figure 34) et $\rho_0 = 2,7 \ \Omega \text{cm}$ (figure 35) ; de plus nous avons effectué des mesures à 33,7 GHz pour la résistivité de 9,2 Ωcm .



- 80 -





- 81 -



82 -



AMBIANTE

b) sur des échantillons de type II, de résistivité $\rho_0 = 10 \ \Omega cm$ à la température ambiante et jusqu'à 12000 V/cm aux fréquences 10 GHz et 68,3 GHz (figure 36)

III.2.1.1. Commentaires et discussion des résultats

Bien que les résultats obtenus jusqu'à présent soient encore partiels, il faut signaler que c'est la première fois, à notre connaissance, que la conductivité du silicium est mesurée en hyperfréquence à la température ambiante et en champ électrique fort.

On peut remarquer tout de suite sur les figures 33 à 36 le phénomène dont nous avons parlé au chapitre I paragraphe 3. Alors que la conductivité hyperfréquence mesurée aux environs de 10 GHz reste égale à la conductivité différentielle déduite des caractéristiques statiques J(E), celle mesurée aux environs de 70 GHz est déjà sensiblement supérieure à σ_d . Nous pensons avoir ainsi montré l'existence du phénomène de relaxation d'énergie dans le silicium type N.

Les résultats expérimentaux que nous présentons ici sont en réalité obtenus en effectuant une moyenne sur un grand nombre de mesures, pour un même échantillon, à la même fréquence. Nous avons constaté une très bonne reproductibilité des résultats lorsque l'on fait varier la fréquence de travail dans des limites telles que la variation de conductivité en résultant ne soit pas perceptible. Il s'ensuit que la précision de mesure doit être assez bonne. Néanmoins, à 68,3 GHz, l'effet de relaxation n'est pas encore suffisamment important pour espérer obtenir la précision maximum sur la mesure des temps de relaxation. Cette précision est maximum quand on a :

 $\sigma' = \frac{1}{2} (\sigma_{s} + \sigma_{d})$

c'est-à-dire $\omega_{\Gamma_{\underline{v}}} \neq \neq 1$, ce qui n'est pas le cas aux fréquences où nous avons opéré jusqu'à présent. On peut avoir une idée de la précision de mesure en comparant les résultats de la figure 34 donnés à 33,7 GHz (fréquence pour laquelle les effets de relaxation sont quatre fois plus faibles qu'à 69,3 GHz). En fait on peut remarquer que la conductivité à cette fréquence est pratiquement confondue avec la conductivité à 10 GHz et la conductivité différentielle.

- 84 -

III.2.1.2. Détermination de la constante de temps thermique des électrons Γ_{ξ}

Nous avons montré au cours du chapitre I que le phénomène de relaxation d'énergie est responsable de l'augmentation de la conductivité du silicium en haute fréquence, et que cet effet peut être interprété en terme de constante de temps thermique des porteurs Γ_{g} . Connaissant l'évolution de la conductivité en fonction du champ électrique et de la fréquence, nous pouvons maintenant déduire la constante de temps thermique en fonction du champ électrique à l'aide de la relation :

$$\Gamma_{\mathcal{E}}(\mathsf{E}) = \frac{1}{\omega} \left[\frac{\sigma'(\mathsf{E}) - \sigma_{\mathsf{d}}(\mathsf{E})}{\sigma_{\mathsf{s}}(\mathsf{E}) - \sigma'(\mathsf{E})} \right]^{1/2}$$
(89)

Les résultats obtenus pour les échantillons de type I, et les trois valeurs de résistivité (figure 37) proviennent des mesures effectuées à 69,3 GHz. Pour le cas particulier de la résistivité de 9,2 cm, l'effet de relaxation à 33,7 GHz est encore trop faible pour permettre une détermination précise de $r_{\mathcal{E}}$. Il semblerait plutôt que les points ainsi obtenus servent à confirmer les résultats acquis à 9,89 GHz.

Les résultats obtenus pour les échantillons de type II $(\rho_{\Omega} = 10 \Omega cm)$ proviennent des mesures de conductivité à 68,3 GHz (figure 38).

On peut constater sur les deux figures que $\Gamma_{\mathcal{E}}$ diminue sensiblement de 2 à 1 picoseconde pour les champs inférieurs à 4000 V/cm, puis semble se stabiliser autour de 1 picoseconde jusqu'à 12000 V/cm (figure 38).

Nous avons reporté sur les mêmes figures les valeurs théoriques calculées à l'aide des modèles de Long et de Dumke, associés à une distribution maxwellienne de l'énergie. On remarquera qu'il y a un meilleur accord des résultats expérimentaux avec le modèle de Dumke. Ceci apparait surtout sur la figure 38. Alors que le modèle de Long donne des valeurs de Γ_g décroissant jusqu'à 0,4 picoseconde, le modèle de Dumke donne des valeurs toujours voisines de 1 picoseconde.

- 85 -







FIGURE 37

CONSTANTE DE TEMPS THERMIQUE DES PORTEURS A LA TEMPERATURE AMBIANTE, POUR PLUSIEURS RESISTIVITES D'ECHANTILLONS DE TYPE I. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS THEORIQUES 1 : MODELE DE DUMKE 2 : MODELE DE LONG





- 87 -

Les valeurs que nous avons trouvées montrent que la fréquence de relaxation des porteurs est de l'ordre de 160 GHz pour les champs supérieurs à 4000 V/cm, d'où la nécessité d'effectuer des mesures en plus haute fréquence pour obtenir une estimation plus précise des temps de relaxation.

III.2.2. Détermination expérimentale de la température électronique

Nous avons montré précédemment que la variation de la température électronique avec le champ électrique est liée à Γ_e par :

$$\frac{dT_e}{dE} = \frac{4e}{3k_B} \frac{\langle v_d \rangle \Gamma_E}{1 + j_\omega \Gamma_E}$$
(90)

En intégrant cette relation à fréquence nulle, on obtient :

$$T_{e}(E) - T_{L} = \frac{4e}{3k_{B}} \int_{0}^{E} E' \mu_{s}(E') r_{\xi}(E') dE'$$
 (91)

Nous pouvons donc obtenir par intégration, la température électronique à partir de la constante de temps thermique des porteurs, déduite de façon purement expérimentale des mesures de conductivité.

On peut voir les températures ainsi déterminées :

pour les échantillons de type I sur la figure 39
pour les échantillons de type II sur la figure 40

On remarquera sur la figure 39, l'assez bon accord obtenu entre les différentes résistivités : les écarts relatifs maximums restent inférieurs à 20% dans la gamme de champ électrique étudiée.

Sur la figure 40, nous comparons les résultats expérimentaux avec les valeurs obtenues à partir des modèles de Long et de Dumke et des mesures de conductivité continue. On peut voir que dans la gamme de champ électrique considéré, il y a un assez bon accord avec le modèle de Dumke associé à une distribution maxwellienne de l'énergie ; l'écart relatif reste toujours inférieur à 20%. Par contre, le modèle de Long fournit des valeurs nettement moins élevées.



- 89 -

Bijs LILLE



TEMPERATURE ELECTRONIQUE POUR DES ECHANTILLONS DE TYPE II A LA TEMPERATURE AMBIANTE (1 : VALEUR EXPERIMENTALE ; 2 : MODELE DE DUMKE ; 3 : MODELE DE LONG) Des mesures de coefficient de transmission, en fonction de la fréquence et de la température |37| avaient permis auparavant de confirmer le modèle de Long en champ faible ; de même, notre caractérisation en fonction de la température a mené à la même conclusion. Par contre, les mesures en champ fort semblent confirmer le modèle de Dumke (sous l'hypothèse d'une distribution maxwellienne). Toutefois, des mesures de conductivité plus précises (en plus haute fréquence) devraient permettre de préciser ce point.

L'étude effectuée par Champlin sur le même matériau à 77°K [26], lui avait permis de confirmer le modèle de Long. Néanmoins, à cette température les collisions sur phonons optiques sont trop peu nombreuses, et les effets d'impuretés trop importants pour tirer une conclusion certaine sur les phénomènes d'interaction entre les porteurs et les phonons optiques.

III.2.3. Détermination du temps de relaxation de l'énergie $\tau_{\underline{\nu}}$

Comme dans le paragraphe III.1.2, nous pouvons calculer le temps de relaxation de l'énergie à l'aide de la relation (87) à partir des valeurs de T_c déterminées expérimentalement.

Sur la figure 41 nous montrons le temps de relaxation de l'énergie pour les trois échantillons de type I et sur la figure 42 pour les échantillons de type II. De même, nous y avons reporté les résultats fournis par le modèle de Dumke.

Jusqu'à 4000 V/cm, τ_g diminue progressivement de 2,5 à 1,5 picosecondes, puis se stabilise à cette dernière valeur en champ plus élevé. Remarquons que ce fait ne semble pas être affecté de façon sensible par la variation de concentration d'impuretés, tout au moins dans les limites de résistivité que nous avons étudiées. Ceci montre que la fréquence de relaxation d'énergie se situerait aux environs de 110 GHz. A notre connaissance, c'est la première fois que ce fait est signalé, à la température ambiante. Les mesures effectuées par Champlin avaient déjà permis de montrer que la fréquence de relaxation d'énergie était de l'ordre de 80 GHz à 77°K. Les valeurs fournies par le modèle de Dumke sont sensiblement plus basses que celles résultant des me-







FIGURE 41

TEMPS DE RELAXATION DE L'ENERGIE ET DU MOMENT POUR DES ECHANTILLONS DE TYPE I 1 : VALEURS EXPERIMENTALES 2 : MODELE DE DUMKE



FIGURE 42

TEMPS DE RELAXATION DE L'ENERGIE ET DU MOMENT POUR UN ECHANTILLON DE TYPE II 1 : VALEURS EXPERIMENTALES ; 2 : MODELE DE DUMKE.

_ 93 _

sures hyperfréquences ($\tau_z \sim 1,1$ ps). Ceci résulte du fait que l'énergie moyenne des électrons prévue par Dumke est moins grande que la valeur expérimentale.

Nous avons également reporté sur les figures 41 et 42 le temps de relaxation moyen du moment. Nous avions dit précédemment qu'on pouvait s'attendre à trouver $\tau_{\chi} >> < \tau_m >$. On peut constater ici qu'il existe en moyenne un rapport 10 entre les valeurs correspondantes des deux temps de relaxation.

CONCLUSION

Nous avons, au cours de ce paragraphe, reporté pour la première fois, à notre connaissance, des mesures de conductivité hyperfréquence du silicium type N à la température ambiante. Ces mesures nous ont permis de déterminer de façon purement expérimentale la constante de temps thermique des électrons, la température électronique et le temps de relaxation de l'énergie. Nous avons ainsi pu montrer que ces temps de relaxation sont plus faibles à la température ambiante qu'en basse température, ce qui correspond à des fréquences de relaxation plus élevées. De plus, en comparant les résultats expérimentaux avec ceux obtenus grâce aux modèles d'interaction electron-phonon (Long, Dumke) associés à une distribution maxwellienne de l'énergie, nous avons pu établir que le modèle de Dumke permet d'interpréter le comportement des électrons en régime de champ fort.

Dans le paragraphe suivant, nous essayons de montrer comment l'étude menée jusqu'ici présente un intérêt sur le plan des applications des effets de champ fort aux dispositifs hyperfréquences.

III.3. <u>APPLICATIONS POSSIBLES DES EFFETS DE RELAXATION D'ENERGIE</u> DANS LE SILICIUM

Pour illustrer l'intérêt de l'étude que nous venons d'exposer, nous commentons les cas de deux types d'applications dont le fonctionnement peut s'expliquer à partir des effets de relaxation en champ fort.

. 94 _

Tout d'abord, nous montrons que ces effets conduisent à une diminution du rendement en oscillation des diodes avalanche. Ensuite, nous étudions la possibilité de réalisation d'un modulateur rapide en gamme millimétrique.

III.3.1. Limitation du rendement des oscillateurs à diodes avalanches

On peut se servir de l'effet de modulation de vitesse pour expliquer la limitation fréquentielle du rendement des oscillateurs à diodes avalanches |47|. Pour tenir compte des effets de relaxation, on suppose que la vitesse des porteurs est fonction à la fois du champ électrique et de la fréquence.

On soumet le matériau simultanément à un champ fort continu et à un champ fort en gamme millimétrique. La résolution des équations de conservation du moment et de l'énergie permet d'obtenir la vitesse de dérive des porteurs en fonction du temps :

$$v(t) = v_{s} \frac{E(t)}{\left(\int_{-\infty}^{t} E^{2}(t') \frac{e^{-t - t'}}{\tau'_{g}} dt' \right)^{1/2}}$$
(92)

où v_s est la vitesse de saturation et $\tau'_{\xi} = \tau_{\xi}/2$, τ_{ξ} étant le temps de relaxation de l'énergie.

On évalue maintenant l'influence de la modulation de vitesse sur les performances des diodes avalanche en régime d'oscillation. Les équations de continuité permettent d'écrire dans la zone d'avalanche :

$$\frac{dI_{c}}{mdt} = I_{c} \left[\frac{(k+1) v(E) \left(\int_{0}^{\delta} \alpha(E) \left\{ \exp \int_{0}^{x} (\beta - \alpha) dx' \right\} dx - 1 \right)}{\int_{0}^{\delta} \left\{ \exp \int_{0}^{x} (\beta - \alpha) dx' \right\} dx} + \frac{1}{v(E)} \frac{d_{v}(E)}{dt} \right]$$
(93)

où I est le courant de conduction, α et β sont les taux d'ionisation des électrons et des trous. Le champ électrique E(t) se met sous la forme :

- 95 -

$$E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t \tag{94}$$

Le courant total s'écrit alors :

$$I_{T}(t) = I_{c}(t) + \varepsilon S \frac{dE}{dt}$$
(95)

Dans la zone de transit, la résolution de l'équation de Poisson permet de calculer le champ électrique E(x, t) en tout point. On obtient ainsi la puissance émise et le rendement de l'oscillateur. Ce calcul a été fait à la fréquence de 100 GHz et pour des valeurs de temps de relaxation d'énergie τ_{e} comprises entre 10⁻¹² sec et 3.10^{-12} sec. Nous montrons sur la figure 43 les résultats ainsi obtenus. Pour comparaison, le calcul a été fait aussi pour τ_{e} = 0.

Dans ce dernier cas, le rendement atteint 8% avec une puissance émise de 200 mW. L'existance du phénomène de relaxation d'énergie permet d'expliquer la chute de rendement à 4% et de la puissance émise à 90 mW pour un temps de relaxation τ_g de 2.10⁻¹² sec.

On peut affiner ces résultats en utilisant les valeurs exactes de τ_{ε} que notre étude permet de déterminer.

III.3.2. Possibilité de réalisation d'un modulateur rapide

Le dispositif de mesure que nous avons mis au point pour déterminer la conductivité en fonction de la fréquence (chapitre II § 3) est en fait un modulateur hyperfréquence à effet de volume. On peut calculer son taux de modulation en fonction du champ appliqué connaissant la conductivité du semiconducteur en champ fort ; on peut l'optimaliser en modifiant ses dimensions. Sous la forme où ce composant existe actuellement (échantillon de type "silistance"), il présente des inconvénients : il nécessite des tensions de commande importantes, et des rapports cycliques faibles. On peut remédier à celà en utilisant des structures de composants de taille réduite.

- 96 -



PUISSANCE EMISE ET RENDEMENT D'UN OSCILLATEUR A DIODE A AVALANCHE A 100 GHz. EFFET DU TENPS DE RELAXATION D'ENERGIE (1 : $\tau_y = 0$; 2 : $\tau_y = 1$ ps; 3 : $\tau_y = 1,5$ ps)

CONCLUSION

Nous avons montré dans ce chapitre, comment il est possible de calculer le temps de relaxation caractérisant le comportement en fréquence du silicium, d'une part à partir des caractéristiques continues, et du modèle de Dumke associé à une distribution maxwellienne de l'énergie, d'autre part à partir de la conductivité hyperfréquence mesurée grâce à une méthode simple. Nous avons ainsi montré que le temps de relaxation de l'énergie τ_g est de l'ordre de 1,5 picoseconde et la constante de temps thermique Γ_g de l'ordre de 1 picoseconde. Les valeurs ainsi trouvées sont sensiblement plus petites que celles mesurées par Champlin à 77°K sur un matériau de même caractéristiques.

La confrontation des résultats nous a permis également de montrer que l'hypothèse assez simpliste d'une distribution maxwellienne même en champ fort est relativement bien vérifiée dans la gamme de champs électriquesétudiée, à la température ambiante.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES D'AVENIR

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressé au comportement des porteurs de charges dans le silicium quand on les soumet à un champ électrique fort. En particulier, nous avons déterminé les temps de relaxation caractérisant les échanges d'énergie dans le matériau. Nous avons vu que cette approche peut se faire de deux facons complémentaires. La première revêt un caractère d'originalité : l'évolution de la conductivité du matériau en fonction de la fréquence peut être interprêtée en terme de constante de temps thermique des porteurs. De cette dernière on déduit la température électronique puis le temps de relaxation d'énergie. Nous avons donc été amenés à mesurer la conductivité hyperfréquence du silicium à plusieurs fréquences, à l'aide d'une méthode originale particulièrement simple, mettant ainsi en évidence, pour la première fois, le phénomène de relaxation d'énergie à la température ambiante ; nous avons vu que celui-ci doit dominer aux environs de 160 GHz. La deuxième approche est faite à partir de la conductivité en champ fort continu. Les modèles mathématiques théoriques décrivant les interactions entre les porteurs de charge et les phonons ou les défauts de réseau, associés à une distribution d'énergie hypothétique en champ fort (nous avons considéré le cas d'une distribution maxwellienne à une température d'équilibre T_e supérieure à celle du réseau) nous permettent d'obtenir l'évolution des temps de relaxation en fonction du champ électrique. De la comparaison des résultats donnés par ces deux approches, nous avons pu déduire que le modèle de Dumke sous l'hypothèse d'une distribution maxwellienne, permet d'interprêter de façon relativement satisfaisante le comportement des porteurs en champ électrique fort.

Toutefois, l'étude que nous présentons ici reste encore parcellaire. Pour obtenir une meilleure précision sur les temps de relaxation, des mesures en plus hautes fréquences doivent être entreprises. Des mesures effectuées à 110 GHz sont sur le point d'aboutir. Des investigations dans les gammes des 2 et 1 mm s'imposent également. Par ailleurs, une étude approfondie du silicium, doit nous amener à effectuer des mesures en champ électrique plus fort, dans d'autres orientations cristallographiques (en particulier <100>) et à température de réseau va-
riable. Ceci nécessitera la mise en oeuvre de techniques autres que celle utilisée ici (mesures d'impédance, d'harmonique deux, etc).

D'autre part, le travail décrit ici, s'inscrit dans une étude plus vaste des propriétés hyperfréquences du silicium en champ fort. Ainsi, des mesures de bruit de diffusion permettront d'obtenir le coefficient de diffusion en champ électrique fort. D'autres études en champ fort hyperfréquence s'orientent vers la réalisation de nouveaux composants hyperfréquences à effet de volume. Les résultats déjà acquis permettent de penser que les dispositifs utilisant les effets de volume (non-linéarité due à un champ électrique fort) seront à temps de commutation extrêmement courts (de l'ordre de la picoseconde).

Signalons pour terminer que les techniques que nous avons mises au point peuvent être appliquées à d'autres matériaux que le silicium : en particulier pour les composés III-V tels que l'arseniure de gallium et le phosphure d'indium, dont l'utilisation se répand dans les dispositifs hyperfréquences, et des composés complexes tels que le GaInSb.

BIBLIOGRAPHIE

1 R

RAUCH, STICKLER, ZEIGER, HELLER

Phys. Rev. Lett., 4, p. 64 (1960)

2 BROCKHOUSE

Phys. Rev. Lett., 2, p. 256 (1959)

3 LONG

Phys. Rev. B, 120, p. 2024 (1960)

4 DUMKE

Phys. Rev. B, 118, p. 938 (1960)

5 FOLLAND

Phys. Rev. B, 1, p. 1648 (1970)

6 ONTON

Phys. Rev. Letters, 22, p. 288 (1969)

7 COSTATO, REGGIANI

Phys. Stat. Sol, 38, p. 665 (1970)

8 BROOKS, HERRING

Phys. Rev. 83, p. 879 (1951)

9 CONWELL

High field transport in semiconductors, Academic Press (1967)

10 FROELICH, PARANJAPE

Proc. Royal Soc. B, 69, p. 866 (1956)

11 COSTATO, FONTANESI, REGGIANI

i

J.P.C.S., 34, p. 547 (1973)

12 ASCHE, SARBEI

Phys. Stat. Sol D, 33, p. 9 (1969)

13 NOUGIER

Thèse d'Etat, Montpellier (1972)

14 ZUCKER

J.P.C.S., 12, p. 350 (1959)

15 PRIOR

J.P.C.S., 12, p. 175 (1959)

16 <u>CANALI, OTTAVIANI, A. QUARANTA</u> J.P.C.S., 32, p. 1707 (1971)

17 SHOCKLEY

B.S.T.J., 30, p. 990 (1951)

18 VAPAILLE

Electronique du silicium homogène, Masson (1971)

19 GUNN

J. Elect, 2, p. 87 (1956)

20 CONWELL

Phys. Chem. Solids, 8, p. 234 (1959)

21 HASEGAWA, YAMASHITA

J. Phys. Soc. Japan, 17, p. 1751 (1962)

22 MORGAN, KELLY

Phys. Rev. B, 137, p. A 1753 (1965)

23 HOLM-KENNEDY, CHAMPLIN

J.A.P., 43, p. 1878 (1972)

24 RODRIGUEZ, NICOLET

J.A.P., 40, p. 496 (1969

25 GIBSON, GRANVILLE, PAIGE

J.P.C.S., 19, p. 198 (1961)

26 HOLM-KENNEDY, CHAMPLIN

J.A.P., 43, p. 1889 (1972)

27 VLAARDINGERBROEK, KUYPERS, ACKETT

Philips Res. Rep, 24, p. 379 (1969)

28 FUJIZAWA, KOBAYASHI

Journal of App. Phys, 13, p. 645 (1974)

29 GLOVER

J.A.P., 44, p. 1295 (1973)

30 BONEK

J.A.P., 43, p. 5101 (1972)

31 DARGYS, BANYS

Phys. Stat. Sol b, 52, p. 699 (1972)

32 HESS, KAHLERT

J.P.C.S., 32, p. 2262 (1970)

33 SEEGER, HESS

Z. Physik, 237, p. 252 (1970)

34 MARKUVITZ

Waveguide Handbook (1954)

35 ACKETT, DE GROOT

I.E.E.E. Trans, ED 14, p. 505 (1967)

36 VINDEVOGHEL

Thèse de 3ème cycle (1973)

37 M. VINDEVOGHEL, VINDEVOGHEL, LEROY

Infrared Physics (à paraître)

38 CANALI, MAJNI, MINDER, OTTAVIANI

Electronics letters, 10, p. 523 (1974)

39 SHYH WANG

Solid State Electronics, M^C Graw Hill (1966)

40 BECQUELIN

Thèse de 3ème cycle (à paraître)

41 ZIMMERMANN

D.E.A., Lille (1973)

42 KALLBAEK

Elec. Lett, 8, p. 476 (1972)

43 VINDEVOGHEL, LEROY, BRUNEEL, ZIMMERMANN

Rev. Scient. Instr, 45, p. 920 (1974)

44 VINDEVOGHEL, VINDEVOGHEL, LEROY, BRUNEEL, ZIMMERMANN

Int. Symp. High Field Transp. in S-Cond, 4-6 Juillet 1973

45 VINDEVOGHEL

Thèse de 3ème cycle (1973)

46 VASETSKI, BOICHENKO

Fiz. Tver. Tela, 7, p. 2021 (1965)

47 DOUMBIA, SALMER, CONSTANT

(A paraître dans Appl. Phys. Lett)





Considérons le dispositif semiconducteur du type suivant :

Un barreau de silicium type N de longueur W, terminé à chaque extrémité par une zone N^+ et un contact métallique. On suppose que les contacts métal- N^+ sont parfaits. Le barreau est polarisé par une tension V avec les signes indiqués sur la figure. La jonction N^+ N est donc polarisée en inverse, la jonction NN^+ en direct. Nous négligeons les effets dûs à la diffusion des porteurs.

La charge totale contenue dans la partie N est :

$$\rho = e \left(N_{\rm D} - n \right) \tag{1}$$

où N_D est le nombre de charges fixes et n le nombre de charges mobiles. Si les charges mobiles sont plus nombreuses que les charges fixes, on dit qu'il y a injection de porteurs (donnant lieu à un courant d'injection I_{inj} s'ajoutant au courant de conduction I_c).

ANNEXE I



Considérons le dispositif semiconducteur du type suivant :

Un barreau de silicium type N de longueur W, terminé à chaque extrémité par une zone N⁺ et un contact métallique. On suppose que les contacts métal-N⁺ sont parfaits. Le barreau est polarisé par une tension V avec les signes indiqués sur la figure. La jonction N⁺ N est donc polarisée en inverse, la jonction NN⁺ en direct. Nous négligeons les effets dûs à la diffusion des porteurs.

La charge totale contenue dans la partie N est :

$$\rho = e \left(N_{\rm D} - n \right) \tag{1}$$

où N_D est le nombre de charges fixes et n le nombre de charges mobiles. Si les charges mobiles sont plus nombreuses que les charges fixes, on dit qu'il y a injection de porteurs (donnant lieu à un courant d'injection I_{inj} s'ajoutant au courant de conduction I_c). On a alors :

$$\frac{dE}{dx} = e \left(\frac{N_D - n}{\varepsilon}\right)$$
(2)

que l'on peut aussi écrire :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{eN_D}{\varepsilon} - \frac{I}{\varepsilon v(x) S}$$
(3)

où ε est la permittivité du matériau, S la section du barreau, v(x) la vitesse des porteurs mobiles et I = I_c + I_{inj} le courant total dans le matériau.

Considérons le cas où les porteurs sont en régime de champ fort, et transitent à la vitesse limite v_s . Ceci n'est pas réalisé en toute rigueur, mais présente l'intérêt de donner un ordre de grandeur de la tension appliquée à partir de laquelle l'effet d'injection de porteurs commence à se manifester. On a alors :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{eN_D}{\varepsilon} - \frac{I}{\varepsilon v_s S}$$
(4)

Après une double intégration, et en utilisant les relations :

$$I = I_{c} + I_{inj}$$
 (5a)

$$I_{c} = eN_{D} v_{s} S$$
 (5b) (5)

$$V = - \int_{0}^{W} E(x) dx$$
 (5c)

on aboutit à :

$$V = \frac{W^2}{2 \varepsilon v_s S} I_{inj}$$
(6)

On voit que pour les porteurs injectés, le matériau est équivalent à une résistance R' valant :

$$R' = \frac{W^2}{2 \varepsilon v_s S}$$
(7)

Par contre pour le courant de conduction, le matériau est équivalent à une résistance R valant :

$$R = \rho \frac{W}{S} = \frac{W E}{e v_s N_D S}$$
(8)

On voit donc que l'existence du courant d'injection provoque l'apparition d'une résistance R' en parallèle sur la résistance de conduction R. Le champ électrique maximum à appliquer sera donc donné par la relation :

$$R' >> R \tag{9}$$

qui donne :

$$E << \frac{e N_D W}{2\epsilon} = E_{max}$$
 (10)

On trouve ainsi pour les échantillons :

-	type	I	:	E _{max}	≠ ≠	10 ⁶ V/cm
-	type	II	:	E _{max}	≠ ≠	10 ⁵ V/cm
-	type	III	:	E _{max}	<i>≠</i> ≠	3.10^3 V/cm

On voit que pour les échantillons de types I et II, le champ électrique est constant dans tout le matériau ; par contre pour les épitaxies considérées le champ n'est plus constant pour une tension appliquée supérieure à 3 volts. Pour calculer le champ électrique il faut résoudre l'équation (3) dans laquelle E et v sont des fonction de x.

ANNEXE II

Nous reportons les relations (43) à (45) dans les équations de conservation (39) et (40). La modulation du champ électrique à la pulsation ω entraîne celle du temps de relaxation moyen du moment :

$$\frac{1}{\langle \tau_{m} \rangle} = \frac{1}{\langle \tau_{m} \rangle} \left[1 - \frac{\langle \Delta \tau_{m} \rangle}{\langle \tau_{m} \rangle} \exp (j\omega t) \right]$$

où $\frac{\langle \Delta \tau_m \rangle}{\langle \tau_m \rangle}$ <<1. En ne retenant que les termes d'ordre 0 et 1 en exp (jwt), on a

$$\frac{3}{2} k_{B}^{2} j_{\omega} \Delta T_{e}^{2} \exp (j_{\omega}t) = \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} + \frac{2E^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E_{0}^{2} \Delta E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle \tau_{m}^{2} \rangle E \exp (j_{\omega}t) + \frac{e^{2}}{m^{*}} \langle$$

$$\frac{e^2}{m^*} = E_0^2 \langle \Delta \tau_m \rangle \exp(j\omega t) - \frac{3}{2} k_B \frac{Te_0 - T_L}{\tau_E} - \frac{3}{2} k_B \frac{\Delta Te}{\tau_E} \exp(j\omega t) + \frac{3}{2} k_E$$

$$\frac{3}{2} k_{B} \frac{1e_{0} - 1_{L}}{\tau_{E_{0}}} \Delta \tau \exp(j_{\omega}t)$$
A l'ordre 0 on a : $\frac{e^{2}}{m^{*}} < \tau_{m_{0}} > E^{2} = \frac{3}{2} k_{B} \frac{Te_{0} - T_{L}}{\tau_{E_{0}}}$

qui est la solution stationnaire de l'équation (39). A l'ordre 1 on a : $\frac{4e^2}{3m^* k_B} < \tau_m^{>} E_0 = j_{\omega} + \frac{1}{\tau_{\mathcal{B}_0}} - \frac{2e^2}{3m^* k_B} E_0^2 \frac{d < \tau_m^{>}}{dTe} - \frac{2e^2}{3m^* k_B} \frac{<\tau_m^{>}}{\tau_{\mathcal{B}_0}} E_0^2 \frac{d\tau_{\mathcal{B}}}{dTe} \frac{dTe}{dE}$