Nouveaux développements dans l'étude de phénomènes de transport en présence d'un désordre à moyenne distance. Application aux semiconducteurs

J.L. Robert, B. Pistoulet, A. Raymond, R.L. Aulombard, C. Bernard, C. Bousquet

► To cite this version:

J.L. Robert, B. Pistoulet, A. Raymond, R.L. Aulombard, C. Bernard, et al.. Nouveaux développements dans l'étude de phénomènes de transport en présence d'un désordre à moyenne distance. Application aux semiconducteurs. *Revue de Physique Appliquée*, 1978, 13 (5), pp.246-251. 10.1051/rphysap:01978001305024600 . jpa-00244448

HAL Id: jpa-00244448

<https://hal.science/jpa-00244448>

Submitted on 1 Jan 1978

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

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

Classification
Physics Abstracts
72.20 My

NOUVEAUX DÉVELOPPEMENTS DANS L'ÉTUDE DE PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT EN PRÉSENCE D'UN DÉSORDRE A MOYENNE DISTANCE. APPLICATION AUX SEMICONDUCTEURS

J. L. ROBERT, B. PISTOULET, A. RAYMOND, R. L. AULOMBARD,
C. BERNARD et C. BOUSQUET

Centre d'Etudes d'Electronique des Solides (*), Université des Sciences et Techniques,
Montpellier, France

(Reçu le 27 juin 1977, révisé le 6 février 1978, accepté le 8 février 1978)

Résumé. — Nous proposons un modèle qui permet de rendre compte de l'ensemble des phénomènes de transport observés dans les semiconducteurs dégénérés ou non dégénérés, en présence d'un désordre (inhérent à la croissance du cristal) dans la distribution spatiale des impuretés au sein du cristal. Dans le cas des semiconducteurs dégénérés, nous montrons que ce modèle permet en particulier de rendre compte de l'amortissement des oscillations de magnétorésistance : celui-ci est en effet souvent plus important que ne le laisse prévoir la théorie de l'effet Shubnikov-de Haas dans le cas du cristal parfait. Nous montrons également qu'il est possible de rendre compte des valeurs des mobilités souvent inférieures à la valeur théorique. Dans le cas des semiconducteurs non dégénérés, le modèle proposé permet de rendre compte de façon satisfaisante des valeurs observées de l'énergie d'activation à fort champ magnétique (phénomène de gel magnétique). Bien que le modèle proposé soit ici appliqué au cas de semiconducteurs III-V, nous montrons qu'il peut être également utilisé dans le cas de semiconducteurs peu ordonnés ou amorphes.

Abstract. — We propose a model which accounts for all the observed galvanomagnetic phenomena in degenerated or non degenerated *real semiconductors*. In this model we take into account the medium range disorder (due to growing conditions) in the spatial distribution of impurities inside the crystal. In the case of degenerated semiconductors, we explain the damping of the magnetoresistance oscillations. This one is often larger than predicted by the Shubnikov-de Haas theory in the case of an ideal crystal. Furthermore, it is possible to explain the values of the observed mobility often lower than the theoretical one.

For the non degenerated semiconductors, in high magnetic field, this model gives satisfactory values of the ionisation energy (magnetic freeze out). Here we apply this model to binary and ternary III-V compounds and we show that the temperature dependance of the conductivity can be also explained in the case of highly disordered or amorphous semiconductors.

Introduction. — Bien souvent les phénomènes de transport dans les monocristaux sont analysés en supposant le cristal parfaitement homogène. Cependant cette hypothèse simplificatrice conduit à des difficultés d'interprétation de certaines propriétés électroniques. On peut citer par exemple :

— la valeur anormalement basse de la mobilité en l'absence de champ magnétique ;

— en limite quantique, l'amortissement important des oscillations de magnétorésistance (effet Shubnikov de Haas) ;

— en limite hyperquantique, la valeur anormalement basse de l'énergie d'ionisation des donneurs (phénomène de gel magnétique).

Nous montrons dans cet article que ces difficultés peuvent être levées à l'aide d'un modèle dans lequel

sont prises en compte les variations de potentiel qui peuvent exister dans le cristal réel sur des distances au moins égales au libre parcours moyen.

Il est bien connu que deux types de fluctuations de potentiel, celles à court rayon d'action (de l'ordre de la distance interatomique) [1, 2, 3], et celles à long rayon d'action (associées aux hétérogénéités) [4, 5] ont été envisagées pour rendre compte des propriétés électroniques des semiconducteurs désordonnés et amorphes.

Dans le cas de monocristaux fortement dopés [6, 7] ou peu dopés mais fortement compensés [8], ont été considérées les fluctuations de potentiel à court rayon d'action faisant intervenir un petit nombre d'impuretés, ainsi que les fluctuations à long rayon d'action qui incluent un grand nombre d'impuretés.

On peut constater que, dans les travaux mentionnés ci-dessus, le type de désordre n'est pas défini, comme dans le modèle que nous proposons par rapport au libre parcours moyen, mais par rapport à la quantité

(*) Associé au C. N. R. S.

$R \simeq N_d^{-1/3}$ (R : rayon de la fluctuation, et N_d : densité de donneurs).

Ainsi, dans le cas que nous envisageons, les fluctuations de potentiel peuvent être, selon le dopage, soit de dimensions inférieures, soit de dimensions supérieures à celles des fluctuations à long rayon d'action définies par Shklovskii et Efros [8]. Le désordre que nous considérons et qui se traduit par des fluctuations spatiales de la densité d'impuretés résulte des fluctuations des variables thermodynamiques durant la croissance (fluctuations de température, gradients thermiques, courant de convection, etc...). Bien qu'inévitables, ces effets peuvent être rendus très faibles pour certaines méthodes de croissance.

Compte tenu de la dimension des fluctuations envisagées dans ce type de désordre (appelé *désordre à moyenne distance*), le cristal est considéré comme étant constitué d'un grand nombre de cellules (ou domaines). La concentration en impuretés est variable d'une cellule à l'autre mais demeure pratiquement constante dans tout le volume de chaque cellule. Ceci suggère une étude classique des propriétés électroniques du cristal : toute mesure d'une grandeur physique englobe un grand nombre de cellules ; le résultat de la mesure sera une moyenne de valeurs prises par cette grandeur dans tous les domaines élémentaires.

Nous distinguons successivement le cas des semi-conducteurs dégénérés et non dégénérés. Dans le premier cas, nous rappelons les résultats obtenus en limite quantique (effet Shubnikov-de Haas) [9, 10]. Dans le deuxième cas, nous montrons comment le même modèle peut être appliqué en limite hyperquantique. Enfin dans la troisième partie, nous montrons l'importance du désordre à moyenne distance sur la loi de conductivité en fonction de la température.

1. Cas des semi-conducteurs dégénérés — Mobilité — Limite quantique. — On sait que lorsque le semi-conducteur est dégénéré, il est possible d'observer à basse température l'effet Shubnikov-de Haas ou oscillations de la magnétorésistance.

Dans le cas du cristal parfait, la partie oscillatoire de la magnétorésistance est donnée en configuration longitudinale par :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \sim \frac{2 \Pi^2 k_0 T}{(\hbar\omega_c(E_F - E_c))^{1/2}} \frac{\exp - 2 \Pi^2 k_0 T_D/\hbar\omega_c}{\sin h 2 \Pi^2 k_0 T/\hbar\omega_c} \times \sin \left(\frac{2 \Pi F}{B} + \gamma \right) \quad (1)$$

avec

$$F = \frac{\hbar}{2e} (3 \Pi^2 n)^{2/3},$$

fréquence des oscillations (n densité de porteurs).

Dans cette expression T_D , température de Dingle, est donnée par :

$$T_D = \frac{\hbar}{2 \Pi k_0} \frac{1}{\tau} \quad (2)$$

τ étant le temps de relaxation électronique ; ω_c est la fréquence cyclotron ; $E_F - E_c \sim n^{2/3}$ est l'énergie de Fermi mesurée à partir du bas de la bande de conduction E_c ; γ est un terme de phase ; T est la température ; B est l'induction magnétique.

Dans le cristal réel, la valeur moyenne de la partie oscillatoire de la magnétorésistance est obtenue à partir de la relation (1) en considérant que chaque cellule est caractérisée par une valeur de la densité totale d'impuretés $N_D + N_A$ et par une valeur de $E_F - E_c$ donc de n .

Compte tenu de la difficulté que l'on a pour obtenir une expression analytique de la valeur moyenne de $\Delta\rho/\rho_0$ nous considérons tout d'abord l'effet du désordre sur le temps de relaxation puis sur la période des oscillations. Il est alors possible d'en déduire une expression approchée de $\langle \Delta\rho/\rho_0 \rangle$.

1.1 EFFETS DES FLUCTUATIONS DE POTENTIEL ET DE LA COMPENSATION SUR LE TEMPS DE RELAXATION ÉLECTRONIQUE τ ET LE TEMPS DE RELAXATION DE CONDUCTIVITÉ τ_σ . MOBILITÉ A CHAMP NUL. — Dans le cas du cristal parfait et de la diffusion par les impuretés ionisées, les expressions du temps de relaxation électronique et du temps de relaxation de conductivité peuvent être écrites sous la forme suivante (semiconducteur dégénéré) :

$$\frac{1}{\tau}(n, N_A) = \frac{N_i}{n} g(n)$$

$$\frac{1}{\tau_\sigma}(n, N_A) = \frac{N_i}{n} f(n)$$

$g(n)$ et $f(n)$ sont des fonctions de n lentement variables.

N_i densités d'impuretés ionisées ($N_i = N_D + N_A$), N_D et N_A étant les densités de centres donneurs et accepteurs que l'on suppose tous ionisés.

Etant donné que les fluctuations de potentiel se traduisent à la fois par des fluctuations de la densité de porteurs et de la densité d'impuretés, on peut écrire les expressions suivantes, qui représentent les valeurs effectives de $\frac{1}{\tau}(n, N_A)$ et $\frac{1}{\tau_\sigma}(n, N_A)$:

$$\frac{1}{\tau} = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{\tau}(n, N_A) P(n, N_A) dn dN_A \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_\sigma} = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{\tau_\sigma}(n, N_A) P(n, N_A) dn dN_A$$

avec $P(n, N_A) = P(n) \cdot P(N_A)$.

Ces expressions peuvent être facilement calculées si l'on choisit une distribution lorentzienne pour la densité de porteurs n et la densité de centres accepteurs N_A .

$$P(n) = \frac{2}{\Pi \Delta n} \frac{1}{1 + \left(\frac{2(n - n_0)}{\Delta n} \right)^2}; \quad (4)$$

$$P(N_A) = \frac{2}{\Pi \Delta N_A} \frac{1}{1 + \left(\frac{2(N_A - N_{A0})}{\Delta N_A} \right)^2}.$$

Dans ces expressions n_0 et N_{A0} représentent les densités moyennes de porteurs et d'accepteurs dans le cristal. Δn et ΔN_A représentent deux fois la valeur de l'écart type.

Ainsi $1/\tau$ et $1/\tau_\sigma$ se mettent sous la forme simple :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau(n_0)} \left(1 + k'_1 \frac{\Delta n}{n_0} + 2 k'_2 \frac{N_{A0}}{n_0} \right) \quad (5)$$

$$\frac{1}{\tau_\sigma} = \frac{1}{\tau_\sigma(n_0)} \left(1 + k_1 \frac{\Delta n}{n_0} + 2 k_2 \frac{N_{A0}}{n_0} \right)$$

où k_1, k_2, k'_1, k'_2 sont des fonctions lentement variables de $\Delta n/n_0$, peu différentes de 1.

$\tau(n_0)$ et $\tau_\sigma(n_0)$ représentent les temps de relaxation électronique et de conductivité dans le cas du cristal parfait non compensé ayant une densité de porteur égale à n_0 .

Les expressions (5) montrent donc que l'effet des fluctuations se traduit par une diminution du temps de relaxation électronique et du temps de relaxation de conductivité. Il s'ensuit donc une diminution de la mobilité.

Remarquons que dans ce cas (semiconducteur dégénéré) on peut assimiler la fluctuation moyenne de potentiel Γ à la fluctuation ΔE_F de l'énergie de Fermi. Soit

$$\Gamma = \frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n_0} E_F. \quad (6)$$

1.2 EFFETS DES FLUCTUATIONS DE POTENTIEL SUR LA PÉRIODE DES OSCILLATIONS DE L'EFFET SHUBNIKOV-DE HAAS. — Si l'on calcule avec la même loi de probabilité (4) la quantité

$$\int \sin \left(\frac{2 \Pi F}{B} + \gamma \right) P(n) dn \quad (7)$$

on montre facilement que cette expression s'écrit :

$$(7) = \exp \left(- \frac{\Pi \Delta F}{B} \right) \sin \left(\frac{2 \Pi F_0}{B} + \gamma \right) \quad (8)$$

avec $\Delta F = 2/3 F_0 \Delta n/n_0$.

Il s'ensuit que l'amplitude des oscillations de Shubnikov-de Haas est d'autant plus faible que la quantité $(\Pi \Delta F/B)$ est grande.

Par analogie avec les termes d'amortissement dus à la température de Dingle et à la température T , on associe à la quantité $\Pi \Delta F/B$ une température de désordre T_i telle que :

$$\frac{\Pi \Delta F}{B} = \frac{2 \Pi^2 k_0 T_i}{\hbar \omega_c} \quad (9)$$

soit

$$T_i = \frac{1}{3 \Pi k_0} (E_F - E_{c0}) \Delta n/n_0. \quad (10)$$

Cette température est reliée à l'amplitude Γ du creux de potentiel par :

$$\Gamma = 2 \Pi k_0 T_i.$$

1.3 EFFET DES FLUCTUATIONS DE POTENTIEL SUR LA PARTIE OSCILLATOIRE DE LA MAGNÉTORÉSISTANCE. — Un calcul machine montre qu'il est possible d'obtenir l'expression suivante de la valeur moyenne de $\Delta \rho/\rho_0$:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right) \sim \frac{2 \Pi^2 k_0 T}{(\hbar \omega_c (E_F - E_{c0}))^{1/2}} \frac{\exp - \left(\frac{\Pi}{e} m^* \frac{1}{\tau_e} \frac{1}{B} \right)}{\sin h \left(2 \Pi^2 \frac{k_0 T m^*}{\hbar e B} \right)} \times$$

$$\times \exp(-k'' \Pi \Gamma m^*/\hbar e B) \quad (11)$$

expression dans laquelle k'' est une fonction lentement variable de $\Delta n/n_0$ et voisine de 1.

Remarque 1. — L'expression (6) montre que pour une valeur donnée de Γ les propriétés électroniques sont d'autant moins affectées que la dégénérescence est plus grande.

Remarque 2. — Les résultats rassemblés dans le tableau I concernent des échantillons d'InSb. Dans nos calculs nous avons tenu compte des effets de la non-parabolicité et des corrections quantiques sur les temps de relaxation (11) et donc dans le calcul de la mobilité (10). Les valeurs de $\Delta n/n_0$ et N_{A0}/n_0 sont calculées en utilisant les expressions (5) et (11). Un bon accord est alors obtenu entre les valeurs de la mobilité expérimentale et celles calculées.

2. Cas des semiconducteurs non dégénérés — Limite ultraquantique. — En présence de très forts champs

TABLEAU I

Echantillons	$n_0(4,2 \text{ K})$ $10^{22}(\text{m}^{-3})$	μ_0 calculée (4,2 K) $\Gamma = 0$ et $N_{A0}/N_{D0} = 0$ (m^2/Vs)	μ expérimentale (4,2 K) (m^2/Vs)	$\Delta n/n_0$ %	Γ (meV)	N_{A0}/N_{D0} %
277-10	2,11	10,1	7,74	7,3	0,7	8,4
241-19	2,75	9,47	6,4	2	0,3	16
295-1	6,4	8,48	5,7	31	5,2	1
277-15	11,7	7,34	5,2	10,5	2,5	7,4
295-12	15	6,17	5,44	0,5	0,17	6
294-1	21	5,67	4,4	17,8	6,6	0
295-19	52	3,86	3,2	0,3	0,16	10

magnétiques, il est possible d'observer sur un semi-conducteur non dégénéré le phénomène de gel magnétique. Celui-ci correspond au piégeage d'une fraction de porteurs libres sur le niveau d'impureté, conséquence de l'accroissement de l'énergie de liaison sous l'effet du champ magnétique [12].

En présence de fluctuations de potentiel à moyenne distance dues au désordre, il est nécessaire de considérer l'effet moyen sur l'ensemble des cellules qui constituent le cristal.

Pour faciliter le calcul du nombre de porteurs libres, nous choisissons cette fois une loi de probabilité gaussienne du type :

$$P(E_c) = \frac{1}{\Gamma \sqrt{\Pi}} \exp - \left(\frac{E_c - E_{c_0}}{\Gamma} \right)^2 \quad (12)$$

où E_{c_0} est l'énergie moyenne correspondant au bas de la bande de conduction et Γ l'amplitude moyenne de la fluctuation de potentiel.

Si η est l'énergie de Fermi réduite, on peut définir la loi de probabilité :

$$P(\eta) = \frac{k_0 T}{\Gamma \sqrt{\Pi}} \exp - \left(\frac{k_0 T}{\Gamma} \right)^2 (\eta - \eta_0)^2 \quad (13)$$

avec $\eta_0 = EF_0/k_0 T$.

Le nombre de porteurs libres n est obtenu à l'aide de la relation suivante :

$$n = N_B \int_0^\infty \exp(\eta) P(\eta) d\eta$$

où

$$N_B = (2 \Pi m_d k_0 T)^{1/2} \frac{eB}{h^2}$$

(m_d est la masse effective de densité d'états).

Un calcul simple montre que l'expression du nombre moyen de porteurs libres peut s'écrire :

$$n = N_B \exp \eta_0 \exp \frac{\Gamma^2}{4 k_0^2 T^2} \frac{1}{\sqrt{\Pi}} \times \int_{\frac{k_0 T}{\Gamma} \eta_0 + \frac{\Gamma}{2 k_0 T}}^\infty \exp - v^2 dv. \quad (14)$$

Dans la mesure où le semiconducteur est suffisamment non dégénéré pour que la quantité

$$\left(\frac{k_0 T}{\Gamma} \eta_0 + \frac{\Gamma}{2 k_0 T} \right)$$

reste bien inférieure à -2 , on obtient :

$$n = N_B \exp \eta_0 \exp \frac{\Gamma^2}{4 k_0^2 T^2}. \quad (15)$$

Lorsque le nombre de porteurs n est bien inférieur à la densité moyenne de centres accepteurs et donneurs ($n \ll N_{A_0} \ll N_{D_0}$) cette expression devient :

$$n = \frac{N_B}{2} \frac{N_{D_0} - N_{A_0}}{N_{A_0}} \exp \left(- \frac{E_{D_0}}{k_0 T} + \frac{\Gamma^2}{4 k_0^2 T^2} \right) \quad (16)$$

où E_{D_0} représente la valeur moyenne de l'énergie d'ionisation du niveau donneur correspondant.

Remarque 1. — Dans la mesure où $\Gamma < 3 k_0 T$ tous les porteurs participent à la conduction et l'expression (16) montre que l'effet des fluctuations à moyenne distance se manifeste en régime de gel magnétique par une diminution apparente de l'énergie d'ionisation. Par contre, dès que Γ devient supérieur à $3 k_0 T$, une partie des porteurs libres peut être alors localisée dans les puits de potentiel et ainsi ne participe plus à la conduction.

Remarque 2. — Lorsque la condition $\Gamma < 3 k_0 T$ est satisfaite, la détermination du nombre total de porteurs n présents dans la bande, à plusieurs températures et pour une même valeur de l'induction magnétique, permet de mesurer séparément les quantités E_{D_0} , Γ et N_{D_0}/N_{A_0} . Les résultats reportés dans le tableau II concernent également des échantillons d'InSb.

3. Effet du désordre sur la conductivité en fonction de la température. — Ainsi que nous l'avons signalé au paragraphe 1, les propriétés électroniques sont, à puits de potentiel égal, d'autant plus affectées que le semiconducteur est moins dégénéré.

Nous considérons donc le cas des semiconducteurs non dégénérés et leur comportement en fonction de la température. Seule est prise en compte ici la conduction par les porteurs libres de la bande.

Plusieurs cas doivent être considérés selon que l'amplitude moyenne de la fluctuation de potentiel est inférieure ou supérieure à $3 k_0 T$ environ.

3.1 Dans le premier cas ($\Gamma \leq 3 k_0 T$) on peut admettre que tous les porteurs libres de la bande participent à la conduction. Le taux de porteurs s'exprime alors par :

TABLEAU II

Echantillons	n_0 (m^{-3}) 4,2 K	E_{D_0} (meV) (mesurée)	N_{A_0}/N_{D_0} (mesuré)	Γ (meV) (mesuré)
547-25-d	1×10^{20}	4,5 à $B = 18$ T	0,8	0,7
547-3a	3×10^{20}	4 à $B = 18$ T	0,5	1
536-21-c	$7,6 \times 10^{21}$	2,42 à $B = 18$ T	0,1	0,5

$$n \sim \exp - \frac{E_{D_0}}{2 k_0 T} \exp \frac{\Gamma^2}{4 k_0^2 T^2} \quad \text{si } N_{A_0} \ll n \ll N_{D_0} \quad (17)$$

$$n \sim \exp - \frac{E_{D_0}}{k_0 T} \exp \frac{\Gamma^2}{4 k_0^2 T^2} \quad \text{si } n \ll N_{A_0} \ll N_{D_0} \quad (18)$$

Deux régimes de conduction peuvent être alors définis :

Tant que la quantité $\Gamma^2/4 k_0^2 T^2$ est très inférieure à $E_{D_0}/2 k_0 T$ (ou $E_{D_0}/k_0 T$) on observe le régime de conduction classique associé à un niveau donneur dont l'énergie d'ionisation est égale à E_{D_0} .

A plus basse température, et tant que Γ reste inférieur ou égal à $3 k_0 T$, on observe une saturation du nombre de porteurs et de la conductivité que traduisent les équations (17) et (18).

3.2 Dans le deuxième cas ($\Gamma > 3 k_0 T$) une partie des porteurs libres est localisée dans les creux de potentiel. Il s'ensuit que seule la fraction des porteurs libres dont l'énergie est supérieure à $E_{c_0} - 3 k_0 T$ participe à la conduction. Il en résulte une énergie d'ionisation apparente supérieure à l'énergie E_{D_0} .

On doit remarquer ici que le mécanisme de conduction évoqué ci-dessus peut être assimilé au processus de conduction ε_1 défini par Shklovskii et Efros [8] dans le cas de semiconducteurs peu dopés et fortement compensés. Ce processus a été observé à haute température dans le cas de semiconducteurs très désordonnés et amorphes [13].

3.3 A plus basses températures, la conduction par les porteurs libres devient négligeable et d'autres processus de conduction peuvent apparaître (conduction par saut par exemple).

Remarque. — Selon la valeur de l'énergie d'ionisation du niveau considéré et selon la profondeur du puits de potentiel, ces divers mécanismes de conduction peuvent apparaître plus ou moins clairement.

Il s'ensuit que la zone de saturation du nombre de porteurs et de la conductivité, observée généralement à basse température sur les semiconducteurs non dégénérés, peut fort bien être due à l'effet des fluctuations de potentiel, plutôt qu'à l'apparition de processus de conduction par bande d'impuretés.

Ainsi dans le cas de GaSb de type p (Fig. 1) nous reportons les variations du nombre de porteurs en fonction de $1/T$. On n'observe pas à haute température de diminution de l'énergie d'ionisation, par conséquent la partie linéaire de cette courbe peut être attribuée, selon notre modèle, à la conductivité de type extrinsèque avec énergie d'ionisation $E_{D_0} \simeq 30$ meV. Dans le domaine de température compris entre 16 K et 35 K, apparaît l'effet de saturation lié au désordre avec une profondeur de puits de potentiel $\Gamma \rightarrow 4$ meV.

Pour des températures inférieures, les processus de conduction autres que par porteurs libres deviennent

FIG. 1. — Coefficient de Hall pour un échantillon de GaSb de type p.

[Hall coefficient for a GaSb type p-sample.]

prépondérants et masquent l'effet de la localisation des porteurs libres dans les puits de potentiel.

Conclusion. — Nous avons montré que l'existence d'un désordre à moyenne distance, correspondant à des fluctuations de potentiel de dimensions au moins égales au libre parcours moyen et inhérentes aux conditions de croissance, permettrait de rendre compte des problèmes rencontrés dans l'analyse des propriétés électroniques des semiconducteurs monocristallins. Quoique faible parfois, ce désordre permet de rendre compte des faibles valeurs de la mobilité, de l'amortissement important des oscillations de Shubnikov-de Haas (limite quantique) et de la faible valeur de l'énergie d'ionisation (limite ultra quantique). Nous avons montré le rôle d'autant plus important sur les propriétés électroniques de ce type de désordre que le semiconducteur est moins dégénéré.

Pour une statistique non dégénérée, le modèle proposé montre que les électrons libres de la bande de conduction peuvent donner lieu à trois types de conduction :

1. Conduction de type extrinsèque avec énergie d'ionisation E_{D_0} .
2. Conduction de type extrinsèque, avec saturation de la conductivité : $\Gamma \lesssim 3 k_0 T$.
3. Conduction de type extrinsèque, avec localisation d'une partie des porteurs ($\Gamma > 3 k_0 T$).

Bibliographie

- [1] MOTT, N. F., *Adv. Phys.* **16** (1967) 49.
 - [2] COHEN, M. H., FRITZSCHE, H. and OVIHINSKY, S. R., *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 1065.
 - [3] ANDERSON, P. W., *Phys. Rev.* **109** (1958) 1492.
 - [4] FRITZSCHE, H., *J. Non Cryst. Solids* **6** (1971) 49.
 - [5] FRITZSCHE, H., *Amorphous and Liquid Sc.* (J. TAUC Plenum Press) (1974) 221.
 - [6] SHKLOWSKII, B. I. and EFROS, A. L., *Sov. Phys. Semicond.* **4** n° 2 (1970) 249.
 - [7] SHKLOWSKII, B. I. and EFROS, A. L., *Sov. Phys. Semicond.* **7** (1972) 803.
 - [8] SHKLOWSKII, B. I. and EFROS, A. L., *Sov. Phys. J. E. T. P.* **32** n° 2 (1971) 468.
 - [9] PISTOULET, B., ROBERT, J. L., BARJON, D. and RAYMOND, A., *Solid State Commun* **16** (1975) 289.
 - [10] RAYMOND, A., ROBERT, J. L. and PISTOULET, B., 1977 Gallium Arsenide and Related Compounds (Edinburg 1976) *Int. Phys. Conf. Ser.* **33a** 105-112.
 - [11] RAYMOND, A., Thèse d'Etat (juillet 1977).
 - [12] YAFET, Y., KEYES, R. N. et ADAMS, A. N., *J. Phys. & Chem. Solids* **1** (1956) 137.
 - [13] PISTOULET, B., ROBERT, J. L., DUSSEAU, J. M., ROCHE, F., GIRARD, P. and ENSUQUE, L., Proceedings of the International Conference Photovoltaic Solar Energy Conference (sept. 1977) p. 350.
-