



Etude théorique du transport électronique par la simulation Monte Carlo dans le quaternaire $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$

Choukria SAYAH*, **Benyounes BOUAZZA****, **Ahlam GUEN-BOUAZZA** et **Nasr-Eddine CHABANE-SARI**

*Unité de recherche des matériaux et des énergies renouvelables,
Faculté des sciences de l'ingénieur, Université Abou-Bekr Belkaïd de
Tlemcen.BP 230, Tlemcen 13000, Algérie.*

* Correspondance, courriel : (*) chou28dz@yahoo.fr, (**) bouaguen@yahoo.fr

Résumé

Afin de simuler le comportement d'un laser à semi-conducteur, nous devons disposer de modèles mathématiques décrivant de façons aussi précise que possible les propriétés physiques des matériaux considérés. Ces dernières années plusieurs recherches ont été consacrées aux lasers de type InGaAsP-InP . Plusieurs paramètres physiques sont connus avec une précision plus ou moins satisfaisante. Nous avons tenté, de reproduire au mieux l'ensemble des mesures rapportées dans la littérature et d'étudier le phénomène de transport dans les semi-conducteurs quaternaire. Pour cela nous avons effectué des simulations microscopiques, basées sur la méthode Monte Carlo. Nous avons appliqué cette méthode au cas du quaternaire " $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}\text{-InP}$ ", considérant une bande de conduction à trois vallées (Γ , L, X), isotropes et quasi paraboliques. Les interactions prises en compte sont dues aux phonons optiques polaires, optiques non polaires, acoustiques, intervallées, piézoélectriques ainsi que les interactions d'alliage et sur impuretés ionisées. Dans un premier temps, nous présentons l'ensemble des résultats obtenus par la simulation de Monte Carlo dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ en régime stationnaire. Nous considérons ensuite

les effets liés à l'application d'un champ électrique variant très rapidement en fonction du temps. Nous étudions en particulier les phénomènes non stationnaires qui font leur apparition dans le matériau quaternaire.

Mots-clés : *simulation de Monte Carlo, $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, interaction, composants électroniques.*

Abstract

Theoretical study of electronic transport by Monte Carlo simulation in the quaternary $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$

In order to simulate the behavior of a laser with semi-conducteur, having to us to have mathematical models describing in ways as precise as possible the physical properties of materials considered. In spite of the considerable effort of research devoted to the InGaAsP-InP lasers during 20 last years, several physical parameters are known with a high not very satisfactory degree of accuracy. We tried, as well as possible to reproduce the whole of the measurements brought back in the literature. For that we carried out the microscopic simulations, based on the Monte Carlo method. We applied this method in the case of quaternary it $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ -InP, considering a band of conduction to three valleys (Γ , L, X), isotropic and quasi parabolic. The interactions taken into account are due to the phonons optical polar, optical nonpolar, acoustic, intervalles, piezoelectric as well as the interactions of alloy and on ionized impurities. Initially, we present the whole of the results achieved by the simulation of Monte Carlo in $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ -InP in stationary regime. We very quickly consider then the effects related to the application of an electric field varying according to time. We study in particular the nonstationary phenomena which make their appearance in quaternary material.

Keywords : *simulation of Monte Carlo, $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, collision, electronic components.*

1. Introduction

Après la réalisation, au début des années 70 des premiers lasers à double hétérostructure fonctionnant à la température ambiante, le laser semi-conducteur a connu une évolution très rapide, due à son application au domaine des télécommunications par fibre optique. Plus particulièrement, le laser InGaAsP-InP, dont la longueur d'onde d'émission ($\lambda \approx 1.1-1.6\mu\text{m}$) coïncide avec la région de faible atténuation et de dispersion minimale des fibres optiques à base de silice, a été l'objet d'un effort de recherche considérable. Ces recherches ont apporté une amélioration constante des performances du laser InGaAsP-InP qui est aujourd'hui fabriqué sur une base commerciale. Ce modèle a amené la simulation des lasers semi-conducteurs à un niveau de sophistication comparable à celui de la simulation des dispositifs à semi-conducteurs conventionnels (transistors, diodes, etc.). L'apparition de ce genre de modèle a ouvert la porte à la conception assistée par ordinateur du laser semi-conducteur et plusieurs groupes de recherche se sont engagés dans cette direction [1]. Afin de contribuer à la compréhension des phénomènes mis en jeu dans le fonctionnement de tels dispositifs, nous avons étudié en premier lieu le transport électronique dans le matériau quaternaire $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ ou la simulation de Monte Carlo est employée afin de préciser les propriétés de transport du matériau utilisé.

Un des plus importants problèmes concernant les lasers InGaAsP-InP à double hétérostructure, est leur comportement en température, qui est caractérisé par une augmentation rapide de leur courant de seuil avec la température. Cette caractéristique indésirable a motivé un grand nombre de travaux qui ont montré que la recombinaison Auger, l'absorption dans les bandes et le courant de fuite sont les principaux mécanismes qui déterminent ce comportement en température des lasers InGaAsP-InP. Bien que ces mécanismes aient été inclus dans certains modèles [1], on n'avait pas clairement démontré que ce modèle permet une description satisfaisante du comportement en température des lasers InGaAsP-InP. Cette démonstration, que l'on peut considérer comme une validation du modèle, constituera notre premier objectif.

Dans le domaine de la simulation du transport électronique dans les matériaux semi-conducteurs, la méthode de Monte Carlo permet une étude microscopique [2] prenant en compte de nombreux effets physiques plus ou moins complexes. En effet, elle permet de suivre le déplacement de chaque électron simulé dans le matériau semi-conducteur, notamment lorsque ce dernier est soumis à une perturbation extérieure et qu'il se trouve en régime transitoire ou hors équilibre. Le déplacement d'un électron est modélisé par une suite de vols libres et de collisions dont les probabilités dépendent directement des propriétés physiques du matériau étudié et de son environnement. L'objectif de la simulation est d'accéder aux paramètres de transports microscopiques, tels que la mobilité, la vitesse de dérive, l'énergie moyenne des électrons, etc., Le traitement des différentes informations obtenues par le biais de la simulation, leurs analyses en fonction des paramètres d'entrée du simulateur, et leurs comparaisons avec des résultats expérimentaux permettent de connaître et de comprendre quels sont les effets physiques mis en jeu dans le matériau semi-conducteur, ainsi que leurs éventuelles conséquences.

2. Principes et fondements du simulateur Monte Carlo

La méthode de simulation Monte Carlo est devenue un outil de simulation des dispositifs semi-conducteurs indispensable. Cette méthode considère un modèle physique particulière pour les porteurs mis en jeu, dans notre cas les électrons. Le transport électronique y est traité de manière exacte mais les formules donnant les probabilités d'interactions proviennent du calcul de la mécanique quantique. Ainsi les simulations Monte Carlo sont des simulations microscopiques dites semi classiques. La méthode de Monte Carlo fut pour la première fois appliquée à l'étude du transport électronique par Kurosawa en 1966 [3,4] et elle est très utilisée depuis 1981 [5,6]. Le principe de la méthode consiste à suivre au cours du temps un ou plusieurs électrons dans l'espace réel et dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde \vec{k} [7]. Chaque électron, caractérisé par son énergie ε et son vecteur d'onde \vec{k} [8], subit l'effet du champ électrique existant dans le matériau et interagit avec le réseau cristallin. Il s'agit d'un processus itératif constitué de série de vols libres entrecoupés d'interactions [9-11]. Lors d'un

vol libre, l'électron n'est soumis qu'au champ électrique \vec{E} dont l'effet est de modifier le vecteur d'onde \vec{k} par la relation suivante [12,13] :

$$\frac{\partial \vec{k}}{\partial t} = \frac{q\vec{E}}{\hbar} \tag{1}$$

Où q représente la charge élémentaire de l'électron et \hbar la constante de Planck réduite. L'intégration de cette équation fournit l'évolution temporelle du vecteur d'onde, et la connaissance de la structure de bande $\varepsilon(\vec{k})$ permet d'en déduire l'énergie du porteur tel que :

$$\varepsilon_i(1 + \alpha_i \varepsilon_i) = \gamma(k) = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_i^*} \tag{2}$$

Où α_i est le coefficient de non parabolicité et m_i^* la masse de l'électron au fond de la vallée. Il est alors possible de déterminer la vitesse et la position des particules grâce aux expressions (3) et (4) [9] :

$$\vec{v}(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \tag{3}$$

$$\vec{r} = \int_0^t \vec{v}(t') dt' + \vec{r}_0 \tag{4}$$

La simulation qui vient d'être décrite nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du matériau étudié. En particulier les caractéristiques de la bande de conduction jouent un rôle prépondérant dans l'étude des phénomènes de transport. Les niveaux des minima des vallées indiquent l'énergie à partir de laquelle un électron peut être transféré, modifiant ainsi éventuellement ses conditions de transport. De plus, dans une vallée donnée, l'évolution de l'énergie en fonction de son vecteur d'onde déterminant la masse effective de l'électron, pourra se déplacer plus au moins rapidement dans le champ électronique [14]. La structure de bande demande donc à être définie précisément. Le modèle de *Littlejohn* qui ne considère que trois vallées (Γ, L, X) isotropes et quasi paraboliques est utilisé pour la modélisation de la structure de bande [4,14]. La densité d'état par unité de volume associée à ce type de modèle prend la forme suivante :

$$N(\varepsilon) = \frac{(2m_i^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon(1 + \alpha_i \varepsilon)}}{4\pi^2 \hbar^3} (1 + 2\alpha_i \varepsilon) \tag{5}$$

Ces expressions simples de l'énergie et de la densité d'états permettent une formulation des probabilités d'interaction dépendant directement de

l'énergie [4,14,15]. Les interactions sont l'ingrédient indispensable de toute simulation Monte Carlo. Ce sont elles qui régissent les phénomènes de transport dans les composants et qui en général fixe les performances. Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilités $S(\vec{k}, \vec{k}')$ qui lient l'état initial \vec{k} à un état final accessible \vec{k}' . Leur effet stochastique modifie l'orientation du vecteur d'onde \vec{k} et éventuellement l'énergie du porteur suivant que l'interaction est élastique ou inélastique.

Nous rappelons que dans le cas d'un choc inélastique, de l'énergie est échangée avec le réseau cristallin. Nous pouvons discerner trois catégories d'interactions : les interactions avec le réseau cristallin, les interactions avec les électrons et les interactions avec les défauts du matériau [4].

Tableau 1 : *Les interactions concernées*

| Interactions | Type |
|---------------------|----------------------------|
| Optique polaire | inélastique |
| Optique non polaire | inélastique |
| Intervallée | inélastique |
| Acoustique | considérée comme élastique |
| Piézo-électrique | considérée comme élastique |
| Sur impuretés | élastique |
| Sur l'alliage | élastique |

Si l'on veut obtenir d'une manière fine le transport et l'ensemble des phénomènes physiques, un nombre important de mécanismes d'interactions doit être considéré. Les interactions prises en compte par notre simulateur Monte Carlo sont résumées dans le **Tableau 1**.

3. Résultats et discussion

Il est intéressant, avant de décrire les résultats obtenus et de les interpréter, d'établir en fonction du champ électrique et de la vallée occupée, une hiérarchie entre les différentes interactions subies par le porteur. C'est pourquoi seront passés en revue les différents types de perturbations que

l'électron peut subir de la part du réseau cristallin dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$. Nous avons représenté sur la **Figure 1** les différents taux d'interaction dans la vallée Γ en fonction de l'énergie à 300K pour $N_D = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ obtenus avec notre simulateur. Les paramètres utilisés pour les calculs sont issus de la référence [16].

Dans la vallée Γ , si l'énergie de l'électron est très faible, les interactions prédominent avec une probabilité assez faible. D'après la **Figure 1**, la première chose à noter est la transition initiale qui est due à l'interaction d'impureté ionisée. Les interactions avec les impuretés sont élastiques, et ont pour seule conséquence de dévier la trajectoire de l'électron, ceci d'autant moins que son énergie est élevée; elles auront généralement peu d'influence sur le transport, sauf pour des matériaux très dopés.

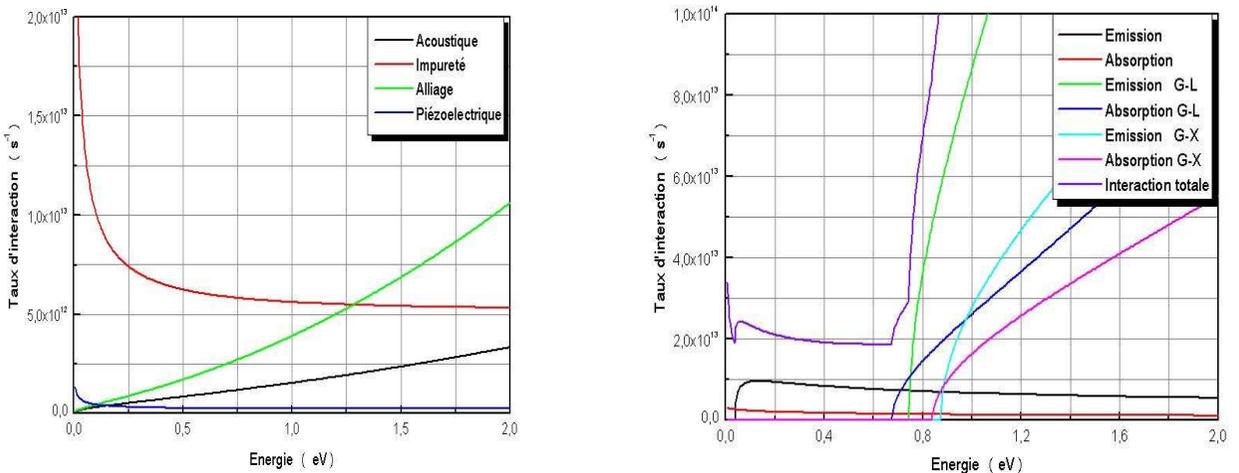


Figure 1 : Différents taux d'interaction des électrons dans la vallée Γ en fonction de leur énergie à 300K pour $N_D = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Les interactions prépondérantes pour les électrons dans la vallée centrale Γ sont celles avec les phonons optiques polaires, de faible vecteur d'onde. Elles s'accompagnent de l'absorption ou de l'émission d'un phonon, et l'énergie de l'électron varie d'une quantité égale à l'énergie du phonon $\hbar\omega_0$. L'émission d'un phonon est un processus beaucoup plus probable que l'absorption dès que l'énergie de l'électron est suffisante. Le début de cette émission est facilement identifié dans la courbe de la vallée Γ à partir de 40

meV, mais dès que l'électron a acquis une énergie supérieure à l'intervalle $\Delta_{\Gamma L}$ (~ 0.71 eV) son transfert vers la vallée L est possible. A mesure que l'énergie augmente, nous pouvons voir le début de l'autre interaction intervallée. Nous pouvons dire que, à partir d'une énergie pour laquelle les transferts vers les vallées L et X deviennent possibles, ces processus sont prépondérants. Elles ont donc des conséquences importantes sur le transport puisqu'elles redistribuent les vitesses électroniques dans toutes les directions. Dans ces conditions les électrons de la vallée Γ dont l'énergie est inférieure à l'énergie de transfert (≈ 0.71 eV) subissent peu d'interactions et le processus prépondérant sera l'émission d'un phonon optique polaire. Les interactions avec les phonons acoustiques sont très faibles.

Sur la **Figure 2**, il est montré la vitesse de dérive en fonction du champ dans $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ faiblement dopé, obtenue avec notre simulateur Monte Carlo. On remarque qu'autour du champ critique 9kV/cm, la vitesse pic est de l'ordre de 2.6×10^7 cm.s⁻¹, et une vitesse de saturation de 0.9×10^7 cm.s⁻¹. La diminution de la mobilité en fonction du dopage est représenté sur la **Figure 3**, on notera que la réduction de la mobilité est importante lorsque le dopage atteint la valeur courante 10^{17} cm⁻³, car la mobilité à l'ambiante passe de 5000 cm².V⁻¹.s⁻¹ pour le matériau intrinsèque à environ 1900 cm².V⁻¹.s⁻¹ pour $N_D = 4.10^{17}$ cm⁻³.

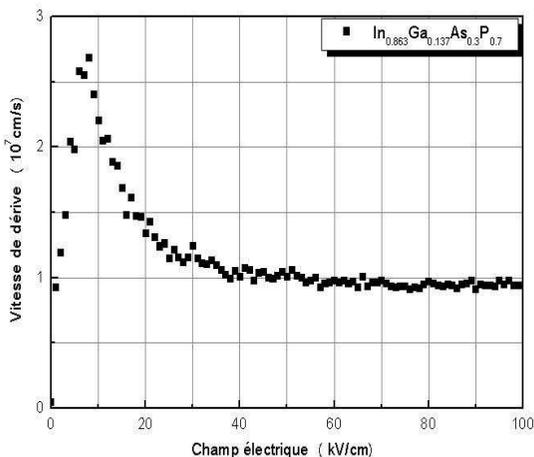


Figure 2 : vitesse électronique en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

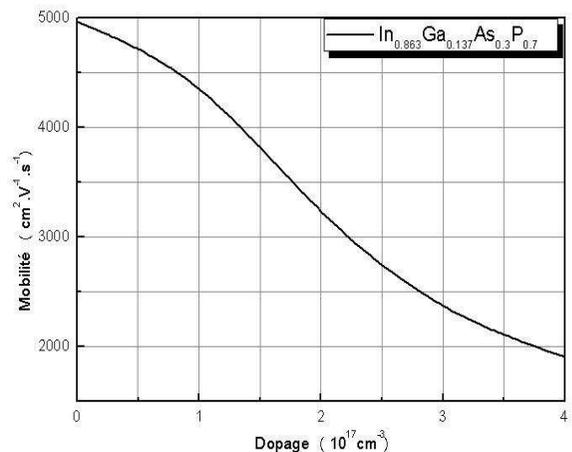


Figure 3 : mobilité des électrons en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

La **Figure 5** donne l'occupation relative des bandes en fonction du champ électrique. Les conditions initiales de cette simulation sont tirées de l'équilibre thermodynamique, où tous les électrons se trouvent dans la bande Γ . Lorsque le champ est faible ($<9\text{kV/cm}$), les électrons simulés restent dans la bande Γ , où la masse effective est faible et la mobilité est élevée, ce qui implique une vitesse de dérive croissante. Pour un champ $\approx 9\text{kV/cm}$, les particules acquièrent de l'énergie (**Figure 4**) et favorisent le transfert aux bandes supérieures.

La **Figure 5** montre, qu'à cette valeur du champ, la bande Γ commence à se vider tandis que la bande L commence à se remplir. Or, dans la bande L, la masse effective est d'un ordre de grandeur plus grande que dans la bande Γ . Les particules dans cette bande commencent à avoir une vitesse de dérive plus faible, ce qui explique le maximum de la vitesse de dérive dans la **Figure 2**. Pour des champs encore plus forts, le transfert à la bande X devient notable, où la masse effective est encore plus grande et les particules moins mobiles. Pour un champ très élevé, la majorité des particules reste dans la bande L et dans la bande X pour donner à la vitesse une valeur constante. A 100kV/cm , il y a environ 55% de porteurs qui se trouvent dans les vallées de type L et 25 % dans les vallées de type X. Ensuite les transferts en vallées supérieures font chuter les vitesses

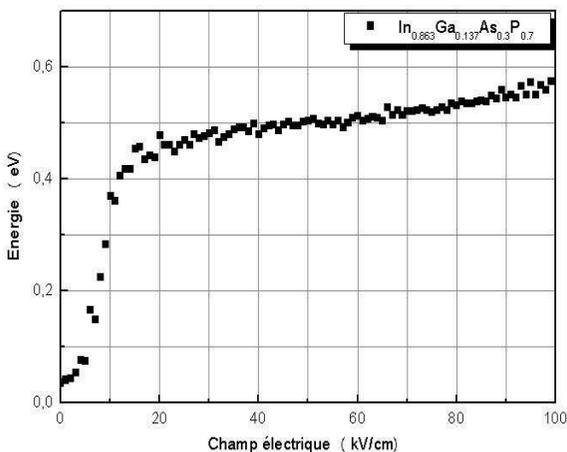


Figure 4 : énergie électronique en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

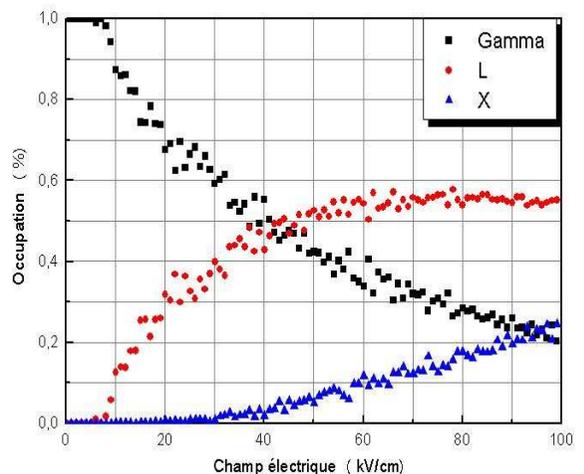


Figure 5 : population des vallées électronique en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

Le phénomène de survitesse apparaissant dans les semi-conducteurs lorsque les porteurs sont soumis à des champs largement variables dans le temps a déjà été souvent examiné par de nombreux auteurs, lesquels n'ont pas manqué de souligner l'intérêt pratique de ce phénomène, en particulier au niveau des composants submicroniques.

Pour étudier le comportement des électrons dans ces conditions, nous avons simulé 5000 porteurs avec un pas de temps $\Delta t = 1 \times 10^{-14}$ seconde sur 600 pas pour différentes valeurs du champ électrique.

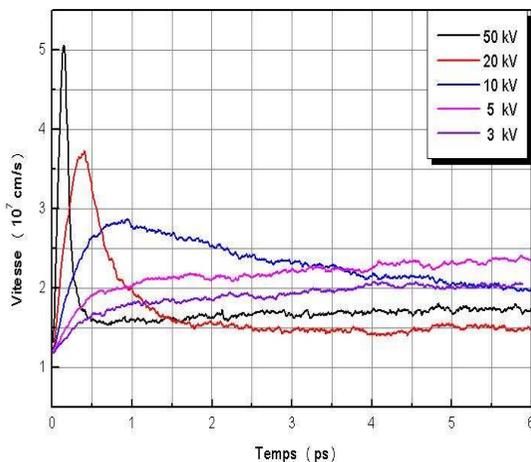


Figure 6 : Evolution de la vitesse moyenne en fonction du temps dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

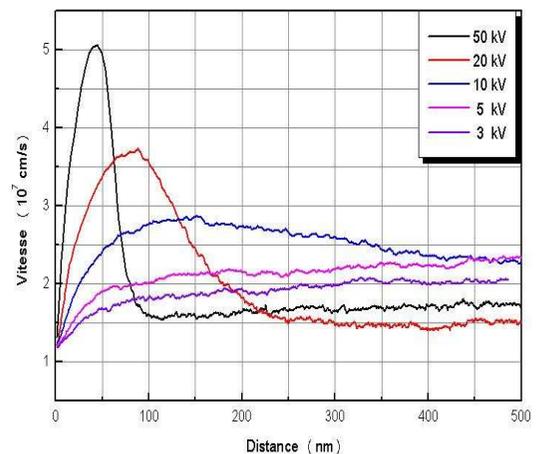


Figure 7 : Evolution de la vitesse moyenne en fonction de la distance dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

Les courbes relatives aux vitesses de dérive à différents champs électriques en fonction du temps et la distance parcourue par les porteurs sont illustrés dans les **Figures 6 et 7** qui montrent que la survitesse est d'autant plus élevée mais brève que le champ est fort. On peut remarquer que, pour un échelon de champ électrique de 50kV/cm, la survitesse enregistrée présente une valeur maximale de $5.05 \times 10^7 \text{cm.s}^{-1}$ et dure 0.15ps sur une distance parcourus de 44.6nm. La **Figure 8** qui représente les distances parcourus par les porteurs en fonction du temps pour différentes valeurs du champ électrique, montrent que la pente de ces courbes passe par un maximum avant que ne soit atteint le régime stationnaire.

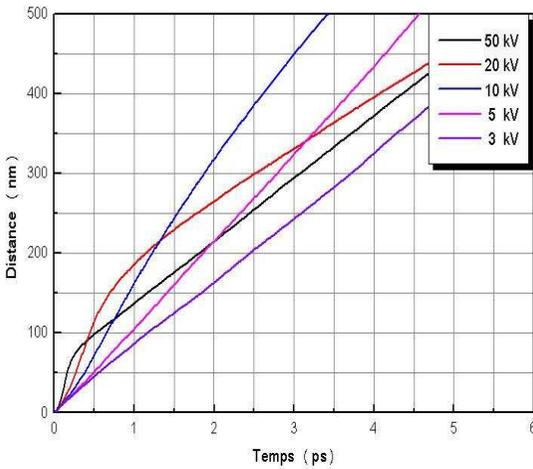


Figure 8 : Evolution du temps en fonction de la distance dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

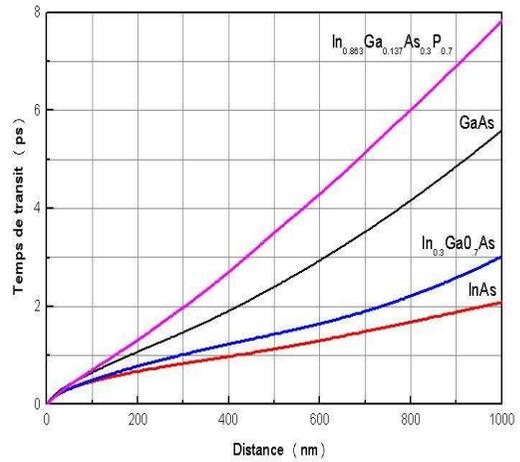


Figure 9 : Evolution du temps de transit pour une distance parcourue égale à $1\mu\text{m}$.

Ces pentes sont constatées pour des champs supérieurs du champ de seuil (entre 10Kv/cm et 50Kv/cm). Nous constatons entre 3Kv/cm et 9Kv/cm que les positons évoluent de manière linéaire en fonction du temps après un départ quadratique. Par contre au-delà de 9kV/cm, les courbes présentent un pic qui correspond au pic de survitesse et on peut noter que pour les champs supérieurs à 10kV/cm, l'amplitude de ce pic diminue lorsque le champ augmente. La **Figure 9** montre le temps de transit d'électron en fonction de la distance parcourue égale à $1\mu\text{m}$ dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ comparés aux autres matériaux ternaire $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et binaires GaAs, l'InAs. Les champs électriques choisis réduisent au minimum le temps de passage d'électron à $1\mu\text{m}$. Dans l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, GaAs et dans l'InAs, le temps de transit minimal se produit quand la vitesse stationnaire est la plus élevée. Notant que la fréquence de coupure pour un dispositif, $f_T = 1/2\pi\tau$ où τ est le temps de transit. En utilisant cette relation pour un temps de transit égal à $1\mu\text{m}$, nous estimons les fréquences de coupure correspondantes pour l' $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ à 21 GHz, $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ à 53 GHz, GaAs à 29 GHz et InAs à 79 GHz. Foutz *et autre* estiment pour distance égale à $1\mu\text{m}$, que le temps de transit minimal, est environ 3.0 picosecondes pour le nitrure de gallium (GaN) et autour 5.4 picosecondes pour l'arséniure de gallium (GaAs) [17] alors la fréquence de coupure optimale dispositif basé par GaN soit environ 50 GHz et autour 30 GHz pour GaAs.

4. Conclusion

Les méthodes de Monte Carlo ont permis par la simple observation d'un ensemble d'électrons au cours du temps, de mettre en évidence les caractéristiques les plus importantes des propriétés de $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ en régime stationnaire et transitoire. Nous avons comparé les temps de transit et l'effet de survitesse dans $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ avec d'autres matériaux similaires tel que $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, GaAs et l'InAs. Nous constatons que les temps de transit dans l'InAs ($\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et GaAs) sont inférieurs à $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ cela est dû à la vitesse maximale de l'InAs ($\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et GaAs) qui est plus élevée. Les distances parcourues pendant le régime transitoire dans l'InAs sont comparables à $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et GaAs mais elle est plus courte dans le quaternaire $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$. L'utilisation de la simulation Monte Carlo a été envisagée pour l'étude de composants plus complexes en couplant la méthode de Monte Carlo avec un logiciel qui permet la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Néanmoins, il est évident que les méthodologies mises au point dans ce travail peuvent ouvrir d'autres perspectives d'application avec la généralisation de cette méthode à d'autres matériaux de structure de bande comparable. Toute l'étude qui peut être faite sur $\text{In}_{0.863}\text{Ga}_{0.137}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ est alors transposable à n'importe lequel de ces composés. Il sera alors intéressant de faire des études comparatives des propriétés présentées par ces matériaux afin de choisir celui qui sera le plus approprié à l'application envisagée au niveau du composant, avant toute réalisation technologique.

Références

- [1] - A. Champagne, "Modélisation des laser InGaAsP-InP à double hétérostructure et à double région active", Ph. D, Université de Montréal, Janvier 1992.
- [2] - S. Giulio, Etude du transport dans des matériaux à haute mobilité pour les transistors TeraHertz, MASTER STPI EEA Recherche Spécialité : Electronique, Nanotechnologies, Composants et Systèmes, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, juin 2006.
- [3] - K. Kurosawa, "Monte Carlo calculation of hot electron problems", Journal of the Physical Society of Japan, vol. 21, pp. 424-426, 1966.
- [4] - J. S. Galloo, "Composants nanométriques balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP pour applications Tétrahertz", thèse de Docteur de l'université, Université des Sciences et Techniques de Lille, 2005.

- [5] - R. W. Hockney, J. W. Eastwood, "Computer simulation using particles", McGraw-Hill International Book Company, 1981.
- [6] - M. V. Feschetti, "Monte Carlo simulation of electron transport in Si: the first 20 years", IBM Report, RC 20474, Physical Sciences, 5 juin 1996.
- [7] - F. Dessenne, "Etude théorique et optimisation de transistors à effet de champ de la filière InP et de la filière GaN", Thèse de Doctorat, USTL Lille, 13 Février 1998.
- [8] - B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, L. Amer, C. Sayah, N. E. Chabane-Sari¹ et C. Gontrand, "Etude du transport électronique dans le substrat InAs de type N par la simulation de Monte Carlo", *Afrique SCIENCE 01(1) (2005) 55 – 67*, ISSN 1813-548X.
- [9] - C. Sayah, L. Amer, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, N. E. Chabane-Sari¹, C. Gontrand, "EFFET DU DOPAGE ET DE LA TEMPERATURE SUR LE TRANSPORT ELECTRONIQUE DES MATERIAUX III-V", *Phys. Chem. News 36 (2007) 117-121*, July 2007.
- [10] - A. Bournel, "Magnéto électronique dans des dispositifs à semi-conducteurs", *Ann. Phys. Fr. 25. N°1. 2000*.
- [11] - S. Galdin, "Etude du transistor dipolaire a double hétérojonction Si / SiGe / Si par simulation Monte Carlo", Thèse de Docteur en Sciences, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, 1992.
- [12] - P. Hesto, "simulation Monte Carlo du transport non stationnaire dans les dispositifs submicroniques : importance du phénomène balistique dans GaAs à 77 K", Thèse de docteur en sciences, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, 1984.
- [13] - P. Arifin, E.M. Goldys, T.L. Tansley, "Electron mobility in low temperature grown gallium arsenide", Semiconductor Science and Technology Laboratories, Physics Department, Macquarie University, NSW 2109, Australia, 1995.
- [14] - A. Kaszynski, "étude des phénomènes de transport dans les matériaux semi-conducteurs par les méthodes de Monte Carlo : application a l'Arséniure de Gallium de type N", thèse de Docteur Ingénieur, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1979.
- [15] - J.L. Thobel, "simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions", Thèse de Doctorat, USTL Lille, Avril 1988.
- [16] - M. Abou-Khalil, "Modélisation du Transport des Porteurs de Charges dans les Dispositifs Actifs à Hétérostructures et à puits Quantiques par la Méthode Monte Carlo", Ph. D, Université de Montréal, 15 juillet 1996.
- [17] - K.O'Leary Stephen, E. Foutz Brian, S. Shur Michael, F. Eastman Lester, "Potential performance of indium-nitride-based devices", *Appl. Phys. Lett. Vol 88, N° 15 [Note(s): 152113.1-152113.3]*, 14 April 2006