

# ETUDE DE L'EFFET DU DOPAGE SUR LES PROPRIETES OPTIQUES ET THERMIQUES DU GaSb MASSIF ET EN COUCHE MINCE PAR LA SPECTROSCOPIE PAR DEFLECTION PHOTOTHERMIQUE

S. ABROUG\*, F. SAADALLAH, F. Genty et N. YACOUBI

Unité de photothermie, mécanique des structures et composant électronique de Nabeul, IPEIN,  
Mrezka 8000 Nabeul, Tunisie

[\\*sameh.abroug@gmail.com](mailto:sameh.abroug@gmail.com), [Faycell@yahoo.fr](mailto:Faycell@yahoo.fr)

## RESUME :

La Spectroscopie par Déflexion Photothermique (PDS) est une technique de caractérisation photothermique non destructive et à grande sensibilité. Elle consiste à détecter l'onde thermique générée au voisinage de la surface de l'échantillon, suite à l'absorption d'une lumière modulée. Grâce à cette technique nous avons pu étudier l'influence du dopage sur les propriétés optiques (spectre d'absorption, énergie de gap) ainsi que les propriétés thermiques (conductivité et diffusivité) du GaSb massif et en couche mince avec différents niveaux de dopage. Les résultats obtenus montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux antérieurs. D'autre part ces résultats sont interprétés grâce à la théorie du dopage et permettent de trouver des liens entre la nature et la concentration du dopage avec l'évolution des caractéristiques de l'échantillon.

## 1. INTRODUCTION :

L'évolution de la technologie des semi-conducteurs nécessite un bon contrôle de la technique de dopage et de son influence sur les propriétés optiques, électriques et aussi thermiques ; surtout pour les composants de puissance, comme les diodes laser, les transistors et les diodes LED [1-2].

Parmi les techniques de caractérisation utilisées, la spectroscopie par déflexion photothermique [3] est une méthode très répandue permettant la détermination des propriétés optiques [4-6] (absorption, indice de réfraction, énergie du gap...) et aussi thermiques [7] (diffusivité, conductivité, effusivité...). Dans ce travail, nous avons utilisé cette technique appelée aussi « Effet mirage » pour étudier l'effet du dopage sur les propriétés optiques et thermique du GaSb massif et en couche mince. Ces propriétés sont obtenues en comparant le signal photothermique mesuré par la PDS au signal théorique obtenu à partir de la résolution de l'équation de la chaleur à une dimension dans l'échantillon et le milieu environnant.

## 2. SPECTROSCOPIE PAR DEFLECTION PHOTOTHERMIQUE (PDS) :

### 2.1. Principe de la PDS

Un solide absorbant éclairé par un faisceau de lumière modulée s'échauffe (figure 1). La chaleur ainsi produite diffuse dans le solide et dans le milieu environnant (air ou liquide) en créant un gradient de température au voisinage de la surface de l'échantillon. Ce gradient de température induit un gradient d'indice de réfraction du milieu environnant. Un faisceau laser sonde traversant ce gradient d'indice sera dévié et sa déflexion peut être reliée aux propriétés optiques et thermiques de l'échantillon.

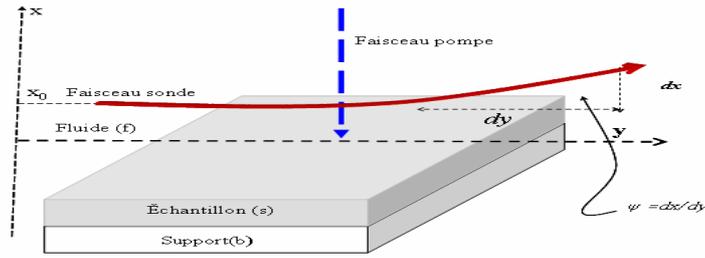


Figure 1. Déflexion du faisceau dans le cas d'un échantillon massif

La déflexion du faisceau sonde est donnée par [8] :

$$\psi = \frac{L}{n} \frac{dn}{dT} \sigma_f T_0 \exp(-\sigma_f x_0) \quad (1)$$

Avec  $n$  l'indice du fluide déflecteur voisin de la surface,  $x_0$  la distance entre faisceau sonde et la surface de l'échantillon,  $L$  : largeur de l'échantillon

$$\sigma_f = \left( \frac{j\omega}{D_f} \right)^{1/2} = (1+j) \sqrt{\frac{\pi F}{D_f}} = \frac{1+j}{\mu_f} \quad (2)$$

$\mu_f$  : longueur de diffusion thermique dans le fluide,  $D$  : diffusivité thermique et  $F$  la fréquence de modulation. On voit que pour une fréquence de modulation bien déterminée, la déflexion est proportionnelle à la température complexe  $T_0$  à la surface de l'échantillon.

## 2.2. Calcul de la température à la surface de l'échantillon $T_0$ :

La figure 2 décrit la géométrie de l'échantillon à une couche sur un substrat.

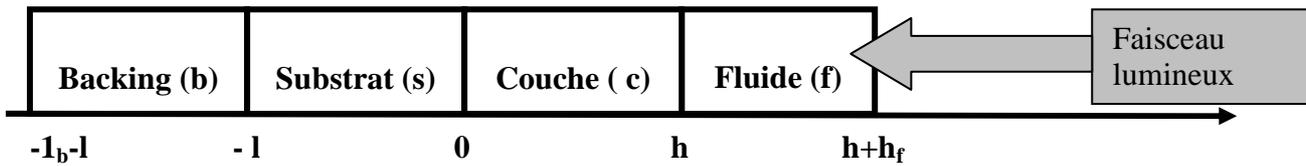


Figure 2. Géométrie de l'échantillon à une couche sur un substrat

Dans le cas d'un échauffement uniforme, la chaleur se propage dans une seule direction qui est celle de la lumière incidente, les équations de diffusion de la chaleur à une seule dimension s'écrivent sous les formes suivantes [9-11] :

- dans le fluide :

$$\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} - \frac{1}{D_f} \frac{\partial T_f}{\partial t} = 0 \quad \text{Pour } h \leq x \leq h+h_f \quad (3)$$

- dans la couche :

$$\frac{\partial^2 T_c}{\partial x^2} - \frac{1}{D_c} \frac{\partial T_c}{\partial t} = A_c \quad \text{Pour } 0 \leq x \leq h \quad (4)$$

- dans le substrat :

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \frac{1}{D_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = A_s \quad \text{Pour } -l \leq x \leq 0 \quad (5)$$

- dans le support (backing):

$$\frac{\partial^2 T_b}{\partial x^2} - \frac{1}{D_b} \frac{\partial T_b}{\partial t} = 0 \quad \text{Pour } -l_b \leq x \leq -l \quad (6)$$

Où  $T_i$ ,  $D_i$  et  $A_i$  sont respectivement la température, la diffusivité thermique, le coefficient d'absorption optique dans le  $i$ -ème milieu. Les abréviations  $f$ ,  $c$ ,  $s$ , et  $b$  désignent respectivement le fluide, la couche, le substrat et le support « backing », qui sont supposées homogènes et isotrope. Les quantités  $A_i$  décrivent les termes sources, ce sont les contributions dues à l'absorption de la

lumière par l'échantillon, le fluide et le support sont supposés transparents. La résolution de ces équations en appliquant les conditions de continuité de la température et de flux de chaleur sur les interfaces du différent milieu nous permet de trouver une expression analytique simplifiée de  $T_0$  :

$$T_0 \left[ (1-g)(1-b) \exp(-\sigma_s l) - (1+g)(1+b) \exp(\sigma_s l) \right] = E \left[ (1+b)(1-r_s) \exp(\sigma_s l) - (1-b)(1+r_s) \exp(-\sigma_s l) - 2(b-r_s) \exp(-\alpha_s l) \right] + Z \left[ (1+b)(1-r_c) \exp(\sigma_s l) - (1-b)(1+r_c) \exp(-\sigma_s l) \right] [1 - \exp(-\alpha_c h)] \quad (7)$$

Avec :  $E = \frac{\alpha_s I_0 \exp(-\alpha_c h)}{2K_s(\alpha_s^2 - \sigma_s^2)}$ ,  $Z = \frac{\alpha_c I_0}{2k_c(\alpha_c^2 - \sigma_s^2)}$ ,  $g = \frac{k_f \sigma_f}{k_s \sigma_s}$  ;  $b = \frac{k_b \sigma_b}{k_s \sigma_s}$  ;  $r_s = \frac{\alpha_s}{\sigma_s}$  ;  $r_c = \frac{\alpha_c k_c}{\sigma_s k_s}$

La température  $T_0$  obtenue est un nombre complexe qui peut s'écrire :  $T_0 = |T_0| \exp(i\theta)$

Notons qu'on retrouve facilement l'expression de la température  $T_0$  trouvé dans le cas d'un échantillon massif d'épaisseur  $l$  déposé sur le support « backing » d'épaisseur  $l_b$  [12] à partir de son expression dans le cas d'une couche sur un substrat en posant  $\alpha_c = 0$  et  $h = 0$ .

$$T_0 = \frac{\alpha I_0}{2k_s(\alpha_s^2 - \sigma_s^2)} \left[ \frac{(r-1)(b+1) \exp(\sigma_s l) - (r+1)(b-1) \exp(-\sigma_s l) + 2(b-r) \exp(-\alpha_s l)}{(g+1)(b+1) \exp(\sigma_s l) - (g-1)(b-1) \exp(-\sigma_s l)} \right] \quad (8)$$

Avec :  $\frac{k_b \sigma_b}{k_s \sigma_s} = \frac{k_b}{k_s} \left( \frac{D_s}{D_b} \right)^{1/2}$  ;  $g = \frac{k_f \sigma_f}{k_s \sigma_s}$  ;  $r = (1-j) \frac{\alpha}{2a_s}$

### 2.3. Dispositif expérimental

Le montage expérimental (figure3.) décrit par [4-5]. La lumière blanche issue de la lampe à halogène passe par la fente d'entrée d'un monochromateur. La lumière monochromatique, est ensuite modulé grâce à un chopper puis est focalisée à la surface de l'échantillon qui baigne dans un liquide déflecteur qui est le  $CCl_4$ . En absorbant cette lumière monochromatique l'échantillon devient le siège d'une onde thermique qui va se propager dans l'échantillon et le liquide. Le gradient de température dans le liquide provoque la déviation du faisceau sonde (Laser He-Ne). La déviation  $\psi$  est détectée par un photodétecteur de position qui est relié à une détection synchrone qui nous fournit l'amplitude et la phase du signal photo thermique.

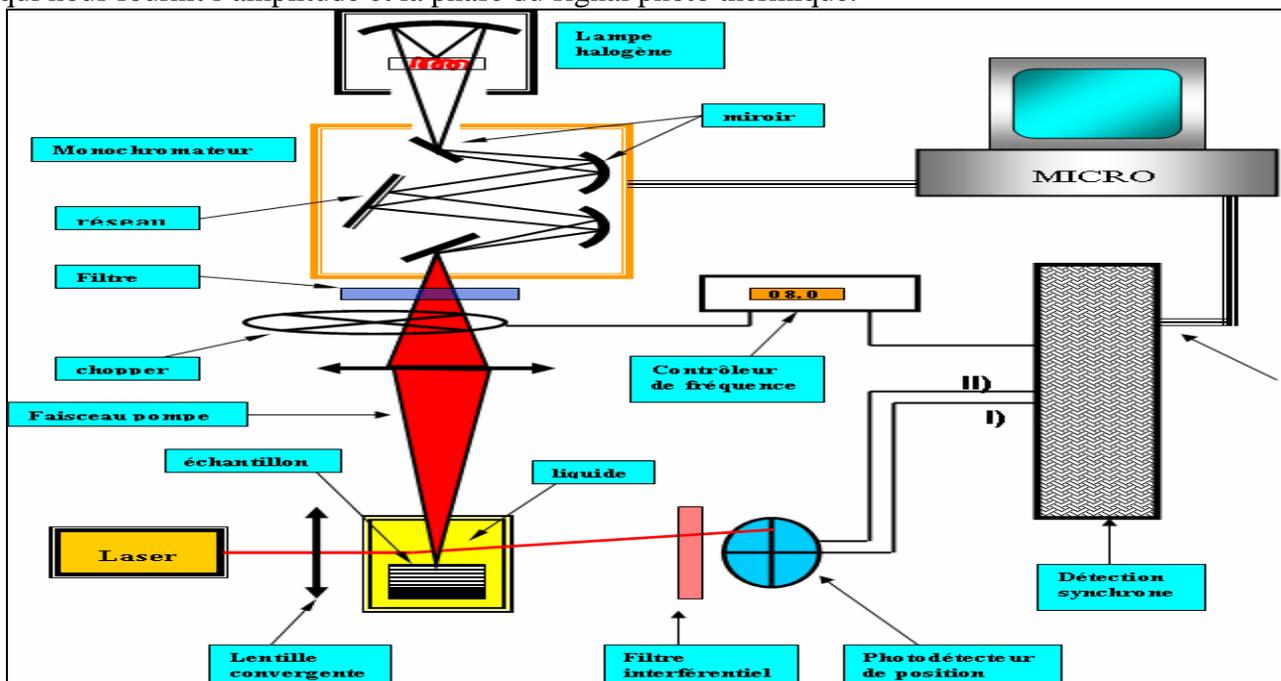


Figure 3. Dispositif expérimental de la PDS

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX:

Les variations de la phase ou de l'amplitude en fonction de la longueur d'onde du signal photothermique permettent d'obtenir le spectre d'absorption optique de l'échantillon étudié dans la zone de moyenne et faible absorption. D'autre part, la différence de phase au voisinage du gap d'un échantillon semi-conducteur dépend de sa diffusivité et sa conductivité thermique.

#### 3.1. Effet du dopage sur les propriétés optiques :

##### 3.1.1. Détermination du spectre d'absorption

Sur les figures 4 et 5, sont représentées les courbes d'amplitude expérimentale normalisée en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  pour le GaSb massif et en couche mince. Afin d'obtenir le spectre d'absorption, ces courbes sont comparées aux courbes théoriques tracé en fonction du coefficient d'absorption  $\alpha$ . En effet, on fait correspondre à chaque valeur de  $\lambda$  la valeur de  $\alpha$  qui donne la même amplitude.

Les spectres d'absorptions obtenus sont représentés sur les figures 6 et 7. On voit facilement que le dopage augmente l'absorption dans la zone de transparence et décale le front d'absorption vers les faibles énergies : c'est l'effet de Burstein-Moss [13]. L'absorption supplémentaire est due essentiellement aux porteurs de charge libres (trous et électrons) introduits par les dopants [14].

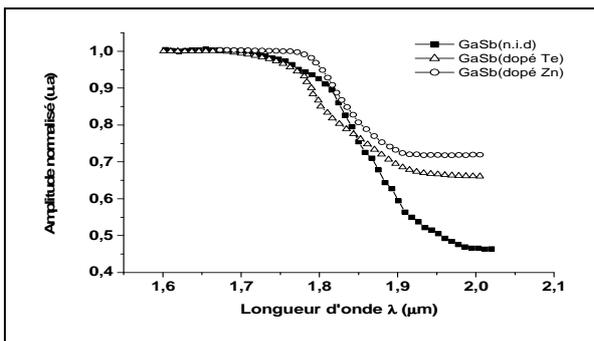


Figure 4. Amplitude normalisée du signal photothermique du GaSb non dopé, dopé Zn et Te.

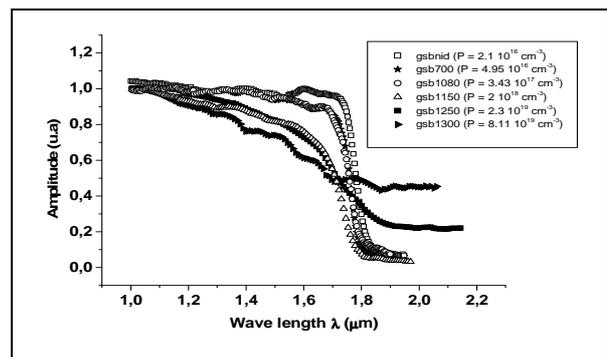


Figure 5. Amplitude normalisée du signal photothermique des couches de GaSb (nid)/GaAs et GaSb(Si)/GaAs

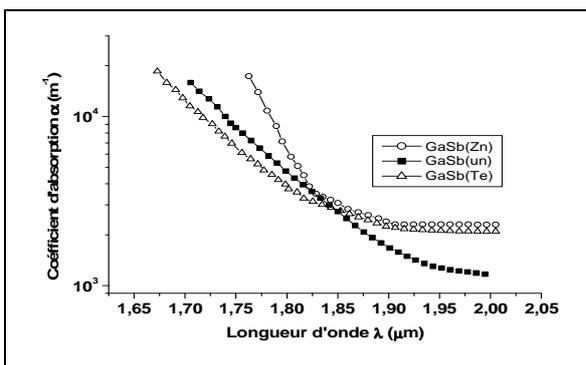


Figure 6. Spectre d'absorption du GaSb massif

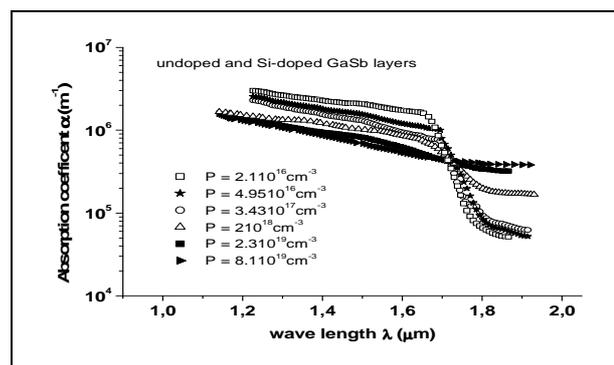


Figure 7. Spectre d'absorption du GaSb en couche mince

##### 3.1.2. Détermination de l'énergie de gap

Les énergies de gap de ces échantillons sont obtenues à partir des spectres d'absorption moyennant la méthode de Tauc [15, 16]. Sur les figures 8 et 9, sont représentées les courbes  $(\alpha E)^n$  en fonction de l'énergie de photon E. Le point d'intersection entre la tangente à la courbe  $(\alpha E)^n$  en fonction de E et l'axe des énergies E correspond à l'énergie du gap  $E_g$ . Nous avons remarqué d'après ces courbes que l'énergie de gap se décale vers les faibles énergies en fonction du gap.

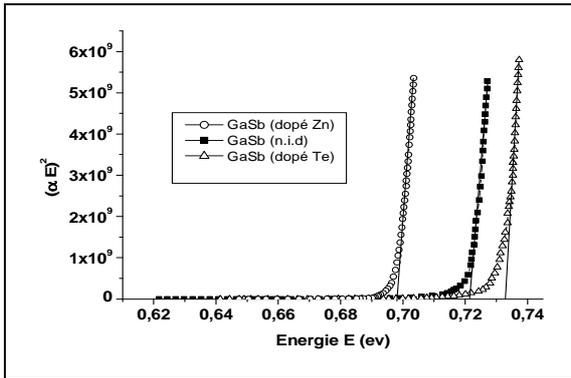


Figure 8. Variation de  $(\alpha E)^2$  en fonction de l'énergie pour GaSb massif avec différents niveaux de dopage

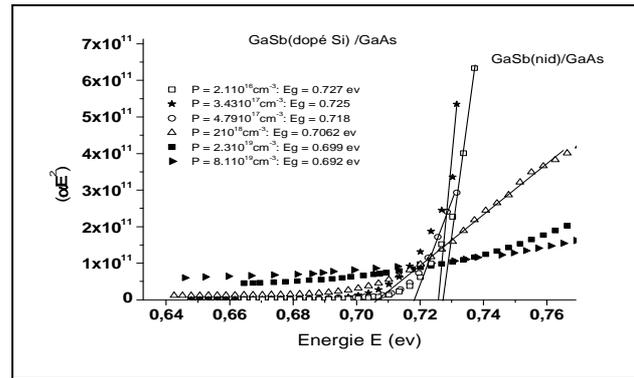


Figure 9. Variation de  $(\alpha E)^2$  en fonction de l'énergie pour la couche de GaSb avec différents niveaux de dopage.

### 3.2. Effet du dopage sur les propriétés thermiques :

La différence de phase entre la zone d'absorption et la zone de transparence dépend essentiellement de la diffusivité thermique pour un semi-conducteur massif, ou bien de la conductivité thermique dans le cas d'une couche thermiquement mince.

L'étude des variations de la phase (figures 10 et 11) au voisinage du gap de l'échantillon, nous a permis de déterminer les propriétés thermiques (diffusivité D et conductivité K). Cette étude consiste à faire varier la valeur théorique de l'un des paramètres thermiques (K, D) dans le programme jusqu'à avoir la différence de phase théorique est égale à celle expérimentale. Les valeurs obtenues sont récapitulées dans les tableaux 1 et 2.

Nous avons remarqué que la diffusivité thermique (Tableau 1) augmente avec la concentration du dopage. En effet, l'absorption supplémentaire due aux atomes dopants, améliore la diffusion de la chaleur dans l'échantillon. Nous constatons aussi d'après le tableau 2 que la conductivité thermique de la couche GaSb est faible ; ceci pourrait être lié à l'existence d'une résistance thermique à l'interface couche-substrat due au désaccord de maille.

Les valeurs sont obtenues avec une bonne incertitude de l'ordre de  $0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  pour la diffusivité et de  $0.02 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  pour la conductivité.

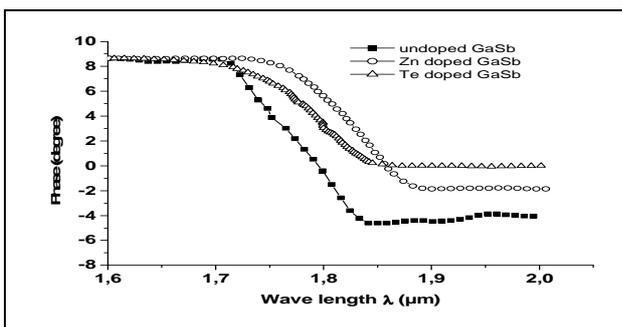


Figure 10. Phase du signal photothermique du GaSb massif avec différents niveaux de dopage

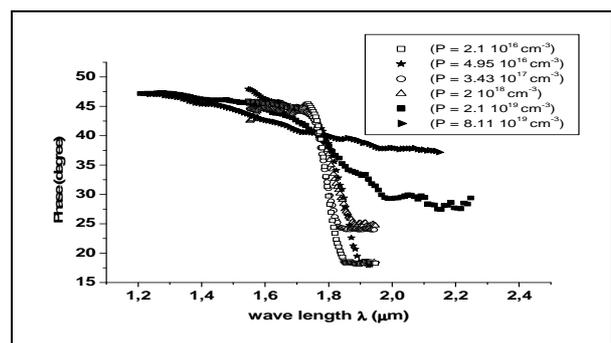


Figure 11. Phase du signal photothermique de la couche GaSb avec différents niveaux de dopage

Tableau 1. Diffusivité thermique du GaSb non dopé et dopé Zn et Te

Echantillon	GaSb (n.i.d)	GaSb(Zn)	GaSb (Te)
Concentration de dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.3710^{17}$	$9.6210^{17}$	$1.8510^{18}$
Diffusivité thermique $\times 10^{-5} (\text{m}^2 \text{ s}^{-1})$	2.30	2.65	2.90

Tableau 2. Conductivité thermique de la couche GaSb non dopé et dopé Si

Echantillon	Concentration de dopage (cm <sup>-3</sup> )	Conductivité thermique (wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
GaSb(nid)/GaAs	2.110 <sup>16</sup>	0.32
GaSb (Si)/GaAs	4.9510 <sup>16</sup>	0.22
GaSb (Si)/GaAs	3.4310 <sup>17</sup>	0.40
GaSb (Si)/GaAs	210 <sup>18</sup>	0.24
GaSb (Si)/GaAs	2.310 <sup>19</sup>	0.42
GaSb (Si)/GaAs	8.1110 <sup>19</sup>	1.00

#### 4. CONCLUSION

Grâce à la spectroscopie par déflexion photothermique nous avons pu étudier dans ce travail l'effet du dopage sur les propriétés optiques et thermiques du GaSb massif et en couche mince en introduisant les courbes d'amplitude et de phase du signal photothermique dans le modèle théorique qui exprime la variation de la température à la surface de l'échantillon en fonction des paramètres optiques et thermique. Nous avons constaté que les spectres d'absorption présentent une absorption supplémentaire du aux porteurs libres et un décalage du gap vers les faibles énergies, provoqué par le dopage. Notons aussi que la diffusivité et la conductivité thermique augmentent avec le dopage.

#### REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Milnes, A.G. and Polyakov, A.Y., *Solid State Electron.*,36,1993, 803.
2. Genty F. et al. "Type-1 quantum-well VCSEL structure on GaSb emitting in the 2- 2.5 μm range." *IEE Proceedings-Optoelectronics* 149(2002): 22
3. A.C.Boccaro, D.Fournier, J. Badoz, « Thermo-optical spectroscopy detection by Mirage effect », *Appl. Phys. Lett.* Vol. 36, p. 130 (1981)
4. N. Yacoubi, A. Hafaiedh, A. Joulli'e, *Appl. Opt.* 33 (1994) 7171
5. F. Saadallah, N. Yacoubi, F. Genty, C. Alibert, *J. Appl. Phys.* 94 (2003) 5041
6. Sameh Abroug, Faycel Saadallah, Nouredine Yacoubi "Determination of doping effects on Si and GaAs bulk samples properties by photothermal investigations" *Physica B: Condensed Matter, Volume 400, Issues 1-2, 15 November 2007, Pages 163-167*
7. F. Saadallah, N. Yacoubi, and A. Hafaiedh, "Determination of thermal properties of semiconductor using the photo thermal method in the many thin layers case", *Optical Materials, effect* », *J. Appl. Phys.* 51 (9) (1980).
8. J.C. Murphy and L.D. Aamodt, « photothermal spectroscopy using optical beam probing Mirage effect », *J. Appl. Phys.* 51 (9) (1980).
9. A. Mandelis, *J. Appl. Phys.* 54 (1983) 3404.
10. N.C. Fernelius, *J. Appl. Phys.* 51 (1980) 650.
11. N. Yacoubi, B. Girault, J. Fesquet, *Appl. Opt.* 25 (1986) 15.
12. L. F. Perondi, et L. C. M. Miranda. *J. App. Phys.* Vol. 62, p.. 1955 (1987)
13. Photothermal and photoacoustic spectroscopy measurement, *Handbook of optical constants*, page 88 tome III (1998).
14. S.E. Aw, H.S. Tan, and C.K. Ong, "Optical Absorption Measurement of Band-gap Shrinkage in Moderately and Heavily Doped Silicon," *J. Phys. Condensed Matter* 3, 8213-23 (1991)
15. J. Tauc. R. Grigorovici. And A. Vancu, *Phys. Status Solidi*, vol. p. 627 (1966).
16. J.I. Pankove, *Optical Processing in Semiconductors*, (Dover Publication. New York, (1971).