

## MODÉLISATION THERMIQUE DES LASERS À CASCADES QUANTIQUES ÉMETTANT DANS L'INFRAROUGE MOYEN

Abdelouahab HAMADOU<sup>1</sup>, Saadi LAMARI<sup>2</sup> et Jean-Luc THOBEL<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Département de Génie Mécanique, Université Abdelhamid Ibn Badis – Mostaganem

<sup>2</sup>Département de Physique, Université Ferhat Abbas – Sétif

<sup>3</sup>Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), UMR 8520, Université des Sciences et Technologies de Lille, Avenue Poincaré, BP 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

E-mail : [abd\\_hamado@yahoo.fr](mailto:abd_hamado@yahoo.fr)

**RÉSUMÉ :** Dans cette communication, l'effet de la température sur les caractéristiques physiques des lasers à cascades quantiques émettant dans l'infrarouge moyen a été étudié et comparé avec les résultats reportés dans la littérature. Nous avons discuté, essentiellement, de l'inclusion de l'émission thermo-ionique et de la variation de population des phonons optiques longitudinaux et de ses influences sur la densité du courant de seuil, le gain modal non saturé, l'efficacité radiative et la puissance émise. Nos résultats montrent un accord très raisonnable avec les résultats expérimentaux de la littérature.

**MOTS-CLÉS:** laser à cascade quantique, modélisation thermique, thermo-ionique, caractéristiques physiques

### 1. Introduction

Le domaine infrarouge moyen, associé aux deux fenêtres de transparence de l'atmosphère comprises entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  et 8 et 12  $\mu\text{m}$ , est aujourd'hui sollicité pour un grand nombre d'applications. En effet, l'infrarouge moyen présente de nombreux champs d'applications en analyse de gaz, en médecine, ainsi que dans le domaine militaire.

Ces applications nécessitent des sources optiques capables de fonctionner à température ambiante avec de bonnes caractéristiques. Or, de tels composants n'existent pas aujourd'hui, avec les sources classiques à semiconducteurs, dans le domaine de l'infrarouge moyen. Parmi les sources optiques dans l'infrarouge moyen, les plus répandus sont indiscutablement les lasers à cascades quantiques (CQ) [1-2]. Dans les lasers à CQ la lumière est émise quand les électrons font un saut quantique entre les niveaux de la bande de conduction d'un système à puits quantiques multiples. La longueur d'onde de la lumière est déterminée non plus par le matériau, comme dans les lasers habituels, mais par l'épaisseur des couches. Dans cette communication, nous examinons théoriquement l'effet de la température sur les caractéristiques du laser à CQ émettant dans l'infrarouge moyen à  $\lambda = 9 \mu\text{m}$ . La structure du laser à CQ en GaAs /Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As étudiée est la même que celle rapportée dans la référence [3]. L'ensemble des valeurs numériques utilisées pour la modélisation est donné dans les références [3-5].

### 2. Equations du bilan d'un laser à CQ émettant dans l'infrarouge moyen

Le système d'équations du bilan pour les nombres d'électrons  $N_3$  et  $N_2$  dans les niveaux 3 et 2, et le nombre de photons dans la cavité peut être écrit sous la forme suivante [6-7]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta WL \frac{J}{e} - \frac{N_3}{\tau_3^c} - \Gamma \frac{c' \sigma_{32}}{V} (N_3 - N_2) N_{ph} \quad (1a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (1-\eta)WL \frac{J}{e} + \frac{N_3}{\tau_{32}^c} - \frac{N_2}{\tau_{21}^c} + \Gamma \frac{c' \sigma_{32}}{V} (N_3 - N_2) N_{ph} \quad (1b)$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = N\Gamma \frac{c' \sigma_{32}}{V} (N_3 - N_2) N_{ph} - \frac{N_{ph}}{\tau_p} \quad (1c)$$

Dans ce système,  $\eta$  est l'efficacité d'injection de courant dans le niveau 3,  $e$  est la charge élémentaire,  $J$  est la densité du courant d'injection,  $\Gamma$  est le facteur de confinement,  $c' = c / n_{eff}$  est la vitesse de la lumière dans le milieu où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $n_{eff}$  est l'indice de réfraction effectif, tandis que  $W$  et  $L$  sont respectivement la largeur et la longueur de la cavité. Notons par  $N$  et  $L_p$  le nombre d'étages et l'épaisseur de chacun de ceux-ci, le volume entier de la zone active est donné alors par  $V = NWLL_p$ . La durée de vie du photon dans la cavité  $\tau_p$  peut être exprimée par  $1/\tau_p = c'(\alpha_w + \alpha_m)$  où  $\alpha_w$  rend compte des pertes du guide d'onde de la cavité tandis que  $\alpha_m$  joue le même rôle pour les miroirs. L'expression de  $\alpha_m$  est donnée par  $\alpha_m = -(1/2L) \ln(R_1 R_2)$  où  $R_1$  et  $R_2$  sont les coefficients de réflexion des facettes 1 et 2 respectivement. La section efficace d'émission stimulée  $\sigma_{32}$  est donnée par [8]  $\sigma_{32} = 4\pi e^2 z_{32}^2 / (n_{eff} \epsilon_0 \lambda (2\gamma_{32}))$  où  $ez_{32}$  est l'élément de matrice dipolaire,  $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $2\gamma_{32}$  est la largeur à mi-hauteur de la courbe de luminescence de la transition inter-sousbande (FWHM).

Dans ce même système d'équations (1),  $\tau_{31}^c$ ,  $\tau_{32}^c$  et  $\tau_{21}^c$  sont les temps de transition non radiative, à température cryogéniques, des électrons du niveau 3 vers le niveau 1, du niveau 3 vers le niveau 2, et du niveau 2 vers le niveau 1, respectivement, alors que  $\tau_3^c$  représente la durée de vie totale du niveau 3.

En général, le calcul de  $\tau_3^c$  résulte de la sommation des taux de transition vers tous les états finaux y compris ceux du continuum et incluant tous les mécanismes de relaxation possibles. Ces contributions peuvent être calculées numériquement à partir des fonctions enveloppes et des potentiels de diffusion, un tel calcul est cependant assez lourd, d'autant qu'il faut considérer un grand nombre d'états dans le continuum, alors que nous cherchons ici un modèle simple et intuitif. C'est pourquoi, nous proposons d'utiliser plutôt une simple formule compacte de type thermo-ionique.

Dans cet esprit, nous supposons que  $\tau_3^c$  peut être donné par  $1/\tau_3^c = 1/\tau_{32}^c + 1/\tau_{31}^c + 1/\tau_{3c}$  où  $\tau_{3c}$  représente le temps de fuite des électrons dans le niveau 3 vers les états du continuum.

Dans le cas général, les transferts électroniques vers les vallées satellites devraient aussi être considérés et les états de la vallée X seraient alors traités de la même façon que les états de la vallée  $\Gamma$ . Le traitement du transfert des électrons vers les vallées satellites dans les lasers à CQ en  $Al_xGa_{1-x}As$  à différente teneur  $x$  en Al a été approfondi très récemment par une étude théorique utilisant la méthode Monte Carlo par Gao *et al.* [9,10].

En outre, pour rendre notre étude plus aisée nous négligeons dans ce qui suit la fuite des électrons du niveau supérieur vers l'extracteur [11] et nous approximons  $\tau_{3c}$  par une formule de type thermo-ionique simple ( $\tau_{3c} \approx \tau_{th}$ ).

$$\tau_{th}(T) = \left( \frac{2\pi m^* L_z^2}{k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{\Delta E_{act}}{k_B T} \right) \quad (2)$$

Dans cette dernière expression,  $m^*$  est la masse effective des électrons dans le niveau 3,  $\Delta E_{\text{act}}$  est l'énergie d'activation entre le niveau supérieur de la transition laser et le bas des états du continuum, et  $L_z$  est la hauteur de la zone active d'une seule période.

### 3. Modélisation thermique

#### 3.1 Modélisation thermique du terme d'élargissement (FWHM)

Le taux de relaxation intra-sousbande ( $1/\tau$ ) des électrons avec les phonons optiques où  $\tau$  est le temps de décohérence électronique du niveau 3 et donc l'élargissement ( $2\gamma = 2\hbar/\tau$ ) qui en résulte peuvent être calculés en utilisant la relation suivante [12]

$$2\gamma(T) = \frac{e^2}{2\pi\hbar\epsilon_0} \left( \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) q_{ph} \left( n_{ph}(T) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \theta(E - E_{ph}) \quad (3)$$

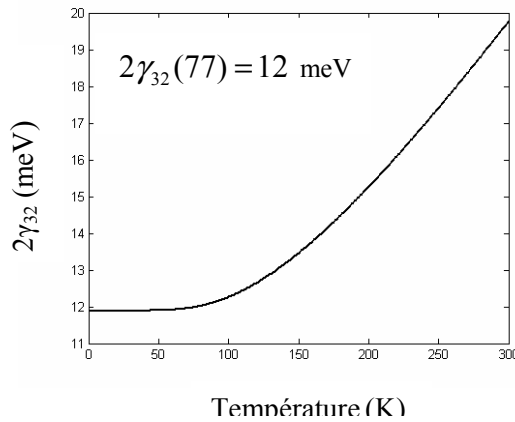
où  $\epsilon_\infty$  et  $\epsilon_s$  sont respectivement les permittivité à haute fréquence et statique,  $q_{ph} = \sqrt{2m^*E_{ph}}$  avec  $E_{ph}$  représentant l'énergie des phonons optiques. Le signe du bas correspond au processus d'absorption d'un phonon et celle du haut à l'émission. La fonction de Heaviside  $\theta(E - E_{ph})$  vaut 1 si  $E > E_{ph}$  et 0 dans les autres cas. Le facteur d'occupation de Bose-Einstein des phonons de vecteur d'ondes  $\vec{q}$  à la température  $T$  s'écrit sous la forme

$$n_q(T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T}\right) - 1} \quad (4)$$

De l'équation (3), le terme d'élargissement dépendant de la température dû à l'absorption et à l'émission normalisé à celui à température cryogénique (77 K) s'écrit [6,13]:

$$\frac{2\gamma_{32}(T)}{2\gamma_{32}(77)} = \frac{2n_q(T) + 1}{2n_q(77) + 1} \quad (5)$$

Sur la figure 1 nous avons représenté la variation en fonction de la température du terme d'élargissement (FWHM) entre les niveaux 3 et 2. Cette figure est obtenue en utilisant la relation (5) où on constate que la variation du FWHM est faible à basse température jusqu'à 77 K. A 200 et 300 K d'après nos calculs le terme d'élargissement vaut 15.3 et 19.8 meV respectivement tandis que les résultats expérimentaux de la référence [3] sont 18 et 22 meV respectivement. Nous remarquons que nos valeurs sont cohérentes avec celles expérimentales de cette référence.



**Figure 1 : Variation du terme d'élargissement en fonction de la température.**

### 3.2 Modélisation thermique des temps de transition non radiative

Dans le domaine de l'infrarouge moyen, l'interaction électron-phonon LO est le mécanisme de relaxation prédominant et le temps de relaxation inter-sousbandes correspondant est de l'ordre de la picoseconde. Sun *et al.* [14] ont montré, dans un système à puits quantiques, que les temps de transitions inter-sousbandes peuvent être calculé explicitement en fonction de la température à partir de la relation suivante:

$$\frac{1}{\tau_{if}(T)} = C_{if}^{em} (n_q(T)+1) + C_{if}^{abs} n_q(T). \quad (6)$$

Les coefficients  $C_{if}^{em}$  et  $C_{if}^{abs}$  associés respectivement à l'émission et l'absorption de phonons LO sont en général différents. Dans le cas du laser étudié dans cette communication, les niveaux 2 et 1 sont séparé par l'énergie du phonon LO, par conséquent, le processus de l'émission domine. Au contraire, l'énergie de transition entre les niveaux 3 et 2 est supérieure à l'énergie du phonon LO, les coefficients pour l'absorption et l'émission sont alors comparables. Avec ces approximations nous obtenons :

$$\tau_{21}(T) = \tau_{21}^c \frac{1+n_q(77)}{1+n_q(T)}. \quad (7)$$

$$\tau_{32}(T) = \tau_{32}^c \frac{1+2n_q(77)}{1+2n_q(T)}. \quad (8)$$

$$\tau_{31}(T) = \tau_{31}^c \frac{1+2n_q(77)}{1+2n_q(T)}. \quad (9)$$

$$\tau_3(T) = \left( \frac{1}{\tau_{th}(T)} + \frac{1}{\tau_3^c} \frac{1+2n_q(T)}{1+2n_q(77)} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Sur la figure 2 sont représentées les variations en fonction de la température des temps de transition non radiative des électrons dans les différents niveaux. Cette figure montre clairement que les temps de transition inter-sousbandes diminuent lorsque la température dépasse la température cryogénique (T=77 K).

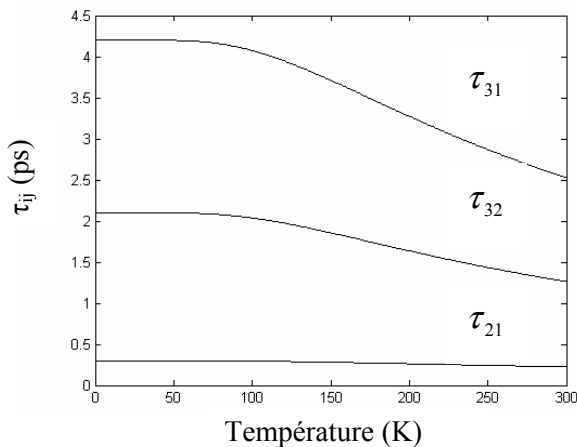


Figure 2 : Variation des temps de transition non radiative des électrons en fonction de la température.

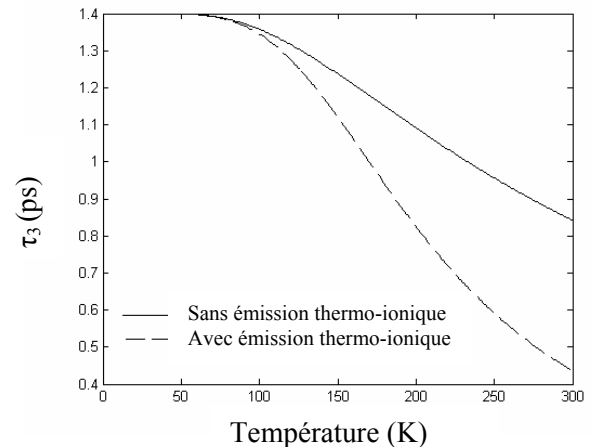


Figure 3: Variation de la durée de vie du niveau 3 en fonction de la température.

Dans la figure 3, la durée de vie du niveau 3 en fonction de la température est schématisée en trait plein, la même grandeur mais sans émission thermo-ionique en tirés. Sur cette figure on constate qu'après une très légère variation de  $\tau_3$  pour des températures inférieures à 77 K, une chute drastique est observée pour des températures au-delà de 77 K. Cette chute est très importante lorsqu'on tient compte de l'émission thermo-ionique. Cet effet trouve sa cause dans la fuite thermique des électrons due à l'énergie d'activation et dans l'augmentation de la population des phonons LO. En effet, quand la température augmente, les électrons du niveau 3 acquièrent une énergie suffisante pour échapper du milieu active vers les états du continuum. Par conséquent on déduit que la caractéristique de l'émission thermo-ionique est son inefficacité à basse température.

### 3.3 Modélisation thermique des caractéristiques physiques des lasers à CQ

Les caractéristiques physiques des lasers à CQ peuvent être définies pour un état de fonctionnement donné. Les paramètres suivants : Populations des niveaux et nombre de photons, n'évoluant plus dans le temps, les dérivées par rapport au temps de ces grandeurs s'annulent, le système d'équations (1) permet alors d'obtenir respectivement l'inversion de population et le nombre de photons dans la cavité [6,13] :

$$\Delta N(T) = \frac{\left( \left(1 - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)}\right)\eta - (1 - \eta) \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)} \right) \tau_3(T) WL \frac{J}{e}}{1 + \frac{N_{ph}}{N_{ph,sat}(T)}}, \quad (11)$$

$$N_{ph}(T) = N_{ph,sat}(T) \left( \frac{J}{J_{th}(T)} - 1 \right), \quad (12)$$

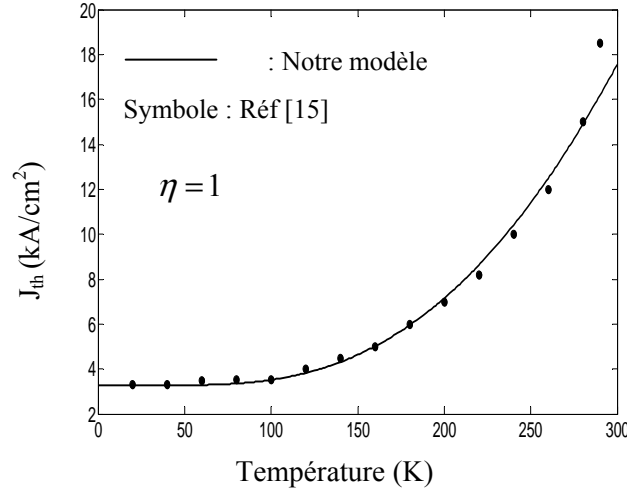
où  $N_{ph,sat}(T)$  et  $J_{th}(T)$  sont le nombre de photons de saturation et la densité du courant du seuil, donnés explicitement en fonction de la température par :

$$N_{ph,sat}(T) = \frac{V \epsilon_0 n_{eff} \lambda}{4\pi e^2 z_{32}^2 c^2 \Gamma} \frac{2\gamma_{32}(T)}{\tau_3(T) \left( 1 + \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{31}(T)} + \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{th}(T)} \right)}. \quad (13)$$

$$J_{th}(T) = \frac{\epsilon_0 n_{eff} \lambda L_p}{4\pi e z_{32}^2} \frac{\alpha_w + \alpha_m}{\Gamma} \frac{2\gamma_{32}(T)}{\tau_3(T) \left( \left(1 - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)}\right)\eta - (1 - \eta) \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)} \right)}. \quad (14)$$

La figure 4 montre une comparaison entre les résultats théoriques en trait pleins obtenus en utilisant l'équation (14) avec les mesures expérimentales obtenues par Höfling *et al.* [15]. L'augmentation de la densité du courant de seuil avec la température est attribuée premièrement à la réduction de la durée de vie totale des électrons dans le niveau 3, dû au processus de l'émission thermo-ionique, et deuxièmement à l'augmentation du nombre de phonons LO avec la température. Notre calcul montre clairement un bon accord avec les données expérimentales. Comme comparaison avec les résultats expérimentaux de Höfling *et al.*, notre modèle sous-estime  $J_{th}$  d'environ 12% à  $T=290$  K. Cette sous-estimation est probablement due au fait que

l'efficacité d'injection dans le niveau supérieur de la transition laser diffère de 1. Cette remarquable singularité est observée aussi, par ailleurs, par Ortiz *et al.* à  $T=300$  K [4] par une méthode semi-empirique.



**Figure 4: Densité du courant de seuil en fonction de la température. Trait plein : Courbe théorique. Symboles : résultats expérimentaux de Höfling *et al.* [15].**

Le gain modal non saturé est exprimé en fonction de l'inversion de population et de la section efficace d'émission stimulée par :

$$G_M^{(0)}(T) = \frac{\Gamma}{V} \sigma_{32}(T) \Delta N^{(0)}(T). \quad (15)$$

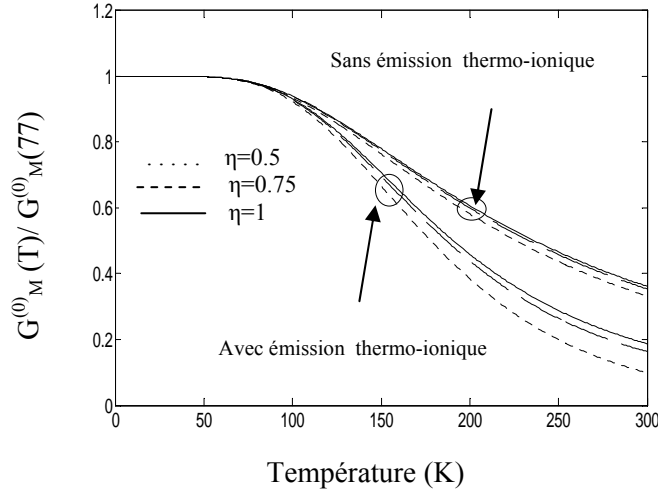
où  $\Delta N^{(0)}$  est l'inversion de population en cavité froide obtenue en posant  $N_{ph}$  égale à zéro dans l'équation (11). L'insertion de (11) en cavité froide dans l'équation (15) avec l'aide de l'équation (5) conduit immédiatement à la variation du gain modal non saturé à température  $T$  normalisée à celui à la température cryogénique (gain modal non saturé relatif (GMNR)), peut être écrit comme suit [6] :

$$\frac{G_M^{(0)}(T)}{G_M^{(0)}(77)} = \frac{\left( \left( 1 - \frac{\tau_{21}^c}{\tau_{32}^c} \frac{2n_q(T)+1}{n_q(T)+1} \right) \eta - (1-\eta) \left( \frac{\tau_{21}^c}{\tau_{th}} \frac{1}{n_q(T)+1} + \frac{\tau_{21}^c}{\tau_3^c} \frac{2n_q(T)+1}{n_q(T)+1} \right) \right)}{(2n_q(T)+1) \left( 1 + 2n_q(T) + \frac{\tau_3^c}{\tau_{th}} \right) \left( (1 - \frac{\tau_{21}^c}{\tau_{32}^c}) \eta - (1-\eta) \frac{\tau_{21}^c}{\tau_3^c} \right)}. \quad (16)$$

L'évolution du GMNR en fonction de la température avec et sans effets de l'émission thermo-ionique est illustrée sur la figure 5. Comme montré sur la figure, à haute température le GMNR est très sensible à l'efficacité d'injection. Pour des valeurs très élevées du temps d'émission thermo-ionique, c'est-à-dire à basse température ( $T \leq 77$  K), le processus de fuite des électrons vers les états du continuum devient pratiquement négligeable et par conséquent le GMNR sans émission thermo-ionique s'écrit comme  $G_M^{(0)}(T) / G_M^{(0)}(77) = 1 / (1 + 2n_q(T))^2$ .

Au contraire, l'augmentation de la température permet d'une part, d'augmenter le processus de fuite des électrons vers les états du continuum et donc de diminuer la durée de vie du niveau 3, et d'autre part d'augmenter le nombre de phonons LO qui à son tour conduit à la diminution des temps de transition non radiative ainsi qu'à une augmentation du FWHM. Cette dépendance vis-à-vis de la température conduit à la dégradation du GMNR. Par exemple à température

ambiante, le GMNR décroît 5 fois plus pour  $\eta = 1$ , et 10 fois plus pour  $\eta = 0.5$ , comparé au cas cryogénique.



**Figure 5 : Calcul du gain modal non saturé relatif avec et sans émission thermo-ionique.**

La puissance optique en Watt émise par facette  $P_{1, \text{émise}}$  ( $P_{2, \text{émise}}$ ) est donnée par l'énergie de l'ensemble des photons de la cavité, c'est à dire  $N_{ph}(T)\hbar\omega$ , divisé par le temps de vie des photons dans la cavité en l'absence du milieu à gain optique, soit  $\tau_{m,1} = 1/(c'\alpha_{m,1})$  ( $\tau_{m,2} = 1/(c'\alpha_{m,2})$ ). En effet, l'inverse de ce temps de vie représente bien le taux auquel les photons quittent la cavité par transmission à travers les miroirs. Ce taux multiplié par l'énergie des photons représente donc bien la puissance émise par facette. Pour connaître la puissance optique totale émise il faut ajouter la puissance optique émise de chacune des facettes. Cette puissance émise  $P(T)$  est donnée en fonction du courant d'injection  $I(T) = WLJ(T)$  par [13], en utilisant les équations (12), (13) et (14)

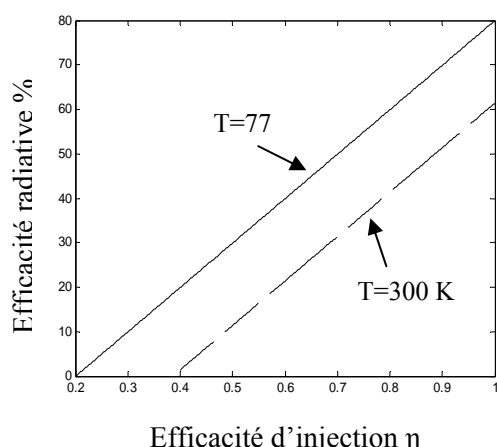
$$P_{\text{émise}}(T) = \left( \frac{(1-R_1)\sqrt{R_2}}{(1-R_1)\sqrt{R_2} + (1-R_2)\sqrt{R_1}} \right) \frac{\alpha_m}{(\alpha_w + \alpha_m)} \eta_r(T) \frac{\hbar\omega}{e} N(I - I_{th}(T)), \quad (17)$$

où  $I_{th}(T)$  est le courant de seuil et  $\eta_r(T)$  est l'efficacité radiative donnée en fonction de la température par:

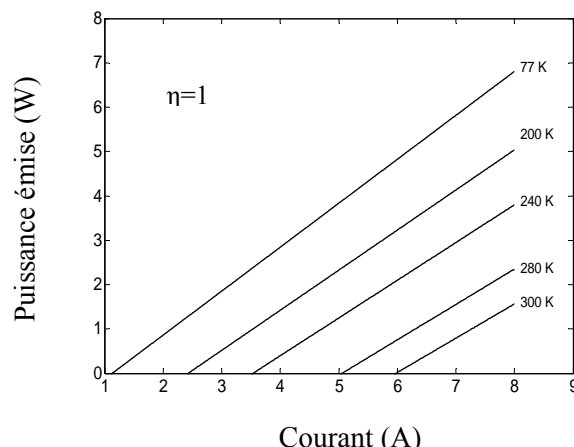
$$\eta_r(T) = \frac{\left( \left(1 - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)}\right)\eta - (1-\eta) \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)} \right)}{1 + \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_3(T)} - \frac{\tau_{21}(T)}{\tau_{32}(T)}}. \quad (18)$$

La figure 6 montre la variation de l'efficacité radiative  $\eta_r$  en fonction de l'efficacité d'injection  $\eta$  à 77 et 300 K. On constate que l'efficacité radiative maximale à 77 K vaut environ 80% pour une efficacité d'injection parfaite et cette valeur chute d'environ 25% à température ambiante.

Nous concluons notre analyse avec la figure 7, où nous montrons l'influence de la température sur la puissance optique émise calculée en fonction du courant d'injection pour une efficacité d'injection parfaite. On constate que la puissance émise varie linéairement avec le courant d'injection et dépend fortement de la température. De plus, une augmentation considérable du courant de seuil se produit quand la température augmente, comme il est montré sur cette même figure.



**Figure 6:** Efficacité radiative  $\eta_r$  en fonction de l'efficacité d'injection  $\eta$ .



**Figure 7:** Puissance optique émise calculée par facette en fonction du courant d'injection à plusieurs températures.

#### 4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé un modèle simple pour prédire l'influence de la température sur les performances du laser à CQ émettant dans l'infrarouge moyen. Notre modèle est basé sur l'hypothèse que la dépendance en température de la densité du courant de seuil, du gain modal non saturé, de l'efficacité radiative et de la puissance émise est due principalement par les temps de transition non radiative des électrons, le terme d'élargissement et le temps d'émission thermo-ionique. L'accord entre nos résultats théoriques et ceux expérimentaux de Höfling *et al.* est bien en faveur de notre modèle.

#### Références

- [1] Faist J., Capasso F., Sivco D., Sirtori C., Hutbhinson A. L., Cho A. Y.; *Science* **264** 553 (1994).
- [2] Sirtori C., Kruck P., Barbieri S., Collot P., Nagle J., Beck M., Faist J., Oesterle U.; *Appl. Phys. Lett.* **73** 3486 (1998).
- [3] Page H., Becker C., Robertson A., Glastre G., Ortiz V., Sirtori C.; *Appl. Phys. Lett.* **78** 3529 (2001).
- [4] Ortiz V., Becker C., Page H., Sirtori C.; *J. Cryst. Growth* **25** 1701 (2003).
- [5] Höfling S., Kallweit R., Seufert J., Koeth J., Reithmaier J. Forchel P.; *J. Cryst. Growth.* **278** 775 (2005)
- [6] Hamadou A., Thobel J.-L., Lamari S. ; *Opt. Commu* ; **281** 5385 (2008).
- [7] Hamadou A., Lamari S., Thobel J.-L.; *J. App. Phys.* **105** 093116 (2009).
- [8] Verdeyen J. T.; *Laser Electronics*, Prentice-Hall; Englewood Cliffs, NJ (1995).
- [9] Gao X., Botez D., Knezevic I.; *J. Appl. Phys.* **101** 063101 (2007).
- [10] Gao X., Botez D., Knezevic I.; *J. Comput. Electron.* **6** 305 (2007).
- [11] Capasso F., Sirtori C., Faist J., Sivco D.L., Chu S.N.G., Cho A.Y.; *Nature.* **358** 565 (1992).
- [12] Gelmont B., Shur M., Stroschio M.; *J. Appl. Phys.* **77** 657 (1995).
- [13] Hamadou A., Etude physique des lasers à semiconducteurs : cas des lasers à cascades quantiques, thèse de Doctorat, université Ferhat Abbas de Sétif, (2009).
- [14] Sun G., Khurgin J.; *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1104 (1993).
- [15] Höfling S., Jovanovic V.D., Indjin D., Reithmaier J.P., Forchel A., Ikonovic Z., Vukmirovic N. , Harrison P., Mircetic A. , Milanovic V.; *Appl. Phys. Lett.* **88** 251109 (2006).