

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir Elibrahimi – Bordj Bou Arreridj
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département Sciences de la Matière

جامعة محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعريريج »
كلية العلوم والتكنولوجيا
قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'étude

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : **Master II**

Filière : physique

Option : physique des Matériaux

THÈME :

Influence des paramètres physiques de
modulation des pertes sur la dynamique
des lasers VCSELS

Préparé par :

AISSI LYNDA

Soutenu le : 02/07/2018

Devant le jury :

Président : Dr.Latrache Abdelhakime

Rapporteur : Pr.Hamadou Abdelouahab

Examineur: Ms.Mezouar Rabie

Examineur : Dr. Benchikh Abdelhalim

Année Universitaire 2017-2018



Remerciement

Nous remercions le bon Dieu qui nous a donné la force et le courage d'entreprendre et de compléter ce travail, et notre grand salut sur le premier éducateur notre prophète Mohamed que le salut soit sur lui.

Nous pensons spécialement à notre encadreur Pr. HAMADOU.A, infatigable et patient, il s'agissait de sur monter les contraintes et les difficultés. Merci, pour vos compétences et

Votre modèle qui a apporté tant de réponse à nos interrogations.

Il serait très ingrat d'omettre de remercier les membres de jury pour toute particulière Portée à notre travail, dans la lecture ou son évaluation.

Nos remerciements s'adressent ainsi à tous nos professeurs leurs dévouements, leurs Efforts et surtout le professeur BENMAKHOLOUF ABDELFAHEH.

Je remercie également tous les étudiants de SM.



Dédicace

*Avant tout je remercie Allah le tout puissant
de m'avoit donné
la force, le courage et la patience de réaliser ce
modeste travail.*

*Avec un énorme plaisir, un cœur ouvert et une immense
joie, que je dédie mon travail à ma mère, mon père, mes
sœurs Mounira,*

*Nadja, Rachida, et aussi mes frères Rabie, Adel, Khalil et
Sef Eddine sans oublier mes amies Nadia et surtout Sera
Aisaoui et tous ceux que j'aime.*

Lynda.

Sommaire

Sommaire

Liste des figures

Introduction générale..... 01

Partie I : Bases physiques des lasers à semi-conducteurs

I.1) Bref historique des lasers à semi-conducteurs..... 02

I.2) Les processus radiatifs dans les semi-conducteurs 03

I.2.1) Absorption 03

I.2.2) Emission spontanée 03

I.2.3) Emission stimulée..... 03

I.3) Les puits quantiques à semi-conducteurs 03

I.3.1) Lasers à puits quantiques 04

I.3.1.1) Principe de fonctionnement 04

I.3.1.2) Gain d'un laser à puits quantique..... 05

I.3.1.3) Gain maximal 07

I.3.1.4) Seuil de transparence 08

I.3.1.5) Seuil d'oscillation 08

I.3.1.6) Condition de Bernard-Durafourg 09

I.3.2) Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)..... 09

I.3.2.1) Structure des VCSELs 09

I.3.2.2) Avantage des lasers à VCSELs 10

I.3.2.3) Principe de fonctionnement 11

I.3.2.4) Condition d'oscillation d'un VCSELs 11

I.3.2.5) Matériaux utilisés pour les VCSELs 12

I.3.2.6) Miroir de Bragg..... 12

I.3.2.7) Réflectivité 13

I.3.2.8) Largueur de stop-band 14

I.3.2.9) Mode d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)..... 14

I.4) Calcul des niveaux d'énergie d'un puits quantique..... 15

I.5) Applications..... 16

Partie II : Influences du paramètre physique de modulation des pertes sur la dynamique des lasers VCSELS

Introduction	18
II.1) Equations dynamiques des lasers à semi-conducteurs (VCSEL).....	18
II.1.1) Populations des porteurs	18
II.1.2) Populations de photons	19
II.1.3) Seuil de transparence.....	22
II.1.4) Seuil d'oscillation.....	22
II.2) Les pertes de la cavité.....	22
II.2.1) Perte par absorption, diffusion et transmission	22
II.2.2) Modulation sinusoïdale du coefficient des pertes	23
II.2.3) Equations dynamiques revisités des lasers VCSELS à effet de modulation de pertes	24
II.3) Comportement dynamique	24
II.3.1) Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons en l'absence de Modulation ($m=0$)	25
II.3.1.1) Fréquences de relaxations	27
II.3.2) Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons en présence de modulation.....	28
II.3.2.1) Influence de profondeur de modulation et de la fréquence de modulation	28
A) cas $I=1.5I_{seuil}$	28
B) cas $I=2I_{seuil}$	31
C) cas $I=3I_{seuil}$	34
II.3.2.2) Discussion.....	37
Conclusion générale	38
Références bibliographie	

Liste des figures

Partie I :

Figure (I.1) : Les processus d'absorption, d'émission spontanée et stimulée	03
Figure (I.2) : Exemple sur le puits quantique	04
Figure (I.3) : Diode laser à semi-conducteur à émission par la tranche.....	04
Figure (I.4) : Gain maximal normalisé en fonction de la densité surfacique réduite.....	07
Figure (I.5) : Schéma de principe d'une diode VCSEL	10
Figure (I.6) : Matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde.....	12
Figure (I.7) : Schéma de fonctionnement d'un miroir de Bragg	13
Figure (I.8) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N.....	13
Figure (I.9) : Réflectivité d'un DBR en fonction de la longueur d'onde.....	14
Figure (I.10) : Différents modes transverses	15
Figure (I.11) : Puits quantique.....	15

Partie II :

Figure(II.1) : Représentation des mécanismes de génération-recombinaison des porteurs.....	18
Figure (II.2) : Modèle de la zone active du VCSEL.....	20
Figure(II.3) : Illustration des pertes optiques d'une cavité	23
Figure (II.4) : Principe d'un laser à perte modulée est inséré dans la cavité du laser	24
Figure (II .5) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différente valeurs de courant au-dessus de seuil.....	25
Figure (II.6) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = 0.18GHZ < f_R$	28
Figure (II.7) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.24$ GHz	29
Figure (II.8) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = 10f_R$	30

Figure (II.9) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=2.I_{Seuil}$ et $f_m = 0.25GHz < f_R$	31
Figure (II.10) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=2.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.36 GHz$	32
Figure (II.11) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=2.I_{Seuil}$ et $f_m = 10f_R GHz$	33
Figure (II.12) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=3I_{Seuil}$ et $f_m = 0.35GHz < f_R$	34
Figure (II.13) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=3.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.4 GHz$	35
Figure (II.14) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation. $I=3.I_{Seuil}$ et $f_m = 10f_R GHz$	36

Introduction générale

Introduction générale

Les lasers à semi-conducteurs ou lasers diode sont uniques par rapport aux autres lasers : leurs dimensions sont réduites, « leurs rendement à la prise électrique » sont élevés et ils opèrent à puissance relativement faible à l'entrée. L'effet laser a lieu à la jonction entre deux semi-conducteurs, l'un à excès d'électron (type-n) et l'autre à déficit d'électrons ou excès de trous (type-p). L'application d'un champ électrique dû au courant électrique de pompage dans la jonction contraint les électrons à migrer du matériau type-n au matériau type-p et inversement pour les trous. Leur neutralisation réciproque, c'est-à-dire la recombinaison d'une paire électron-trou provoque une recombinaison radiative avec émission d'un rayonnement dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre les bandes de conduction et de valence.

Les recherches dans le domaine de la physique des semi-conducteurs ont toujours connu un réel succès car elle tente de remplacer l'électrique par des composants optoélectrique. La rapidité, le parallélisme et le haut débit motivent cette recherche. Des applications telles que les télécommunications permettent de développer ces composants avec une très grande fiabilité et des coûts moindres.

Les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) jouent un rôle primordial dans le domaine de l'optoélectronique.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier le comportement dynamique des VCSELs à pertes modulées.

Le présent travail comporte deux parties distinctes:

- La première partie présente quelques généralités sur la physique des lasers à émission par la tranche et les lasers à cavité verticale émettant par la surface.
- La deuxième partie du mémoire est consacrée à l'étude de l'influence du courant d'injection et des paramètres physiques de modulation, à savoir la profondeur de modulation et la fréquence de modulation, sur l'évolution temporelle de population d'électrons et des photons du laser VCSELs.

Le travail s'achève par une conclusion générale.

Patrie I :
Bases physiques des lasers à
Semi-conducteurs

I.1) Bref historique des lasers à semi-conducteur

Les sources lasers à semi-conducteurs se sont développées à partir des années 60, offrant une nouvelle solution technologique compacte et efficace pour générer de la lumière laser du domaine ultra-violet au domaine proche infrarouge.

Un laser est une source d'émission de photons qui par émission stimulée crée une lumière monochromatique et cohérente d'où son nom LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). IL existe plusieurs types de lasers : lasers à solide, lasers liquide, lasers à gaz et lasers à semi- conducteurs.

Cette dernière l'amplification de la lumière provient de la transition d'électrons entre la bande de conduction et la bande de valence, induite artificiellement. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur constitué d'atomes neutres arrangés dans le réseau cristallin correspondant au matériau considéré.

L'histoire du laser débute en 1917 lorsqu'Einstein introduit pour la première fois le phénomène d'émission stimulée (un photon réagissant avec la matière produit un second photon). Cette découverte permit beaucoup plus tard en 1951 à Townes et, Bassov et Prokhorov d'amplifier les hyperfréquences et de réaliser les premiers MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), et à partir de 1958 à Gordon Gould puis Schawlow et Townes d'atteindre les longueurs d'ondes visibles et ainsi le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Le premier laser à rubis fût fabriqué en 1960 par Maiman, rapidement suivi par l'utilisation des semi-conducteurs avec en 1962 les premiers lasers à homo-jonction à base de GaAs par Holonyak [1], puis les premiers lasers semi-conducteurs modernes utilisant des hétéro-structures de GaAs/AlGaAs, au niveau de la jonction p-n, permet en 1975 par van der Zeil [2].

Le premier laser à cavité verticale émettant par la surface (Vertical Cavity Surface Emitting laser (VCSEL)) a vu le jour en 1979 grâce aux travaux de l'équipe de K. Iga du Tokyo Institute of Technology, l'émission laser ayant été observée à partir d'une structure GaInAs/In émettant à 1.18 μ m, capable de fonctionner en régime pulsé à 77 K [3]. Ce n'est qu'en 1988 que la même équipe réalisa la première structure à base de puits quantiques fonctionnant en injection continue et à température ambiante [4].

I.2) Les processus radiatifs dans les semi-conducteurs :

Dans un semi-conducteur, un électron peut passer d'un état à un autre de trois manières différentes :

I.2.1) Absorption

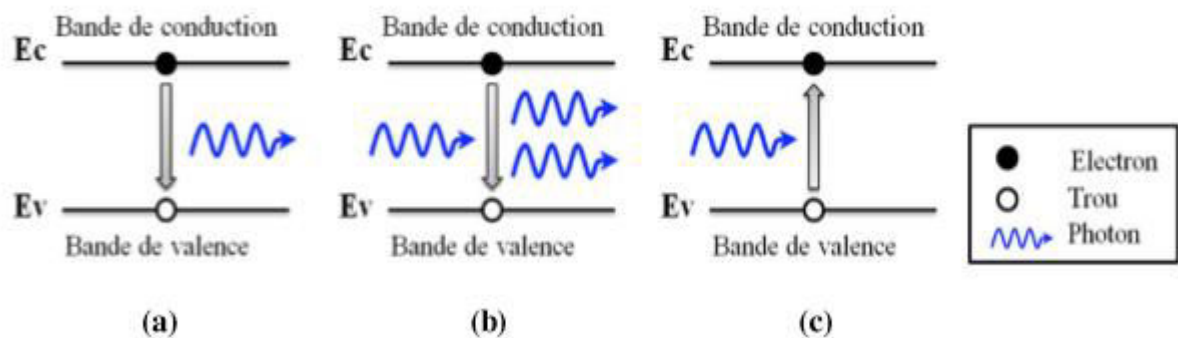
Un photon peut induire le saut d'un état occupé de valence vers un état libre de la bande de conduction, ce mécanisme est appelé absorption [5].

I.2.2) Emission spontanée

Un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec l'émission d'un photon ce mécanisme est appelé l'émission spontanée [5].

I.2.3) Emission stimulée

Le photon présente dans le semi conducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon qui aura des caractéristique identique à celui qui à stimulé sa création, ce mécanisme est appelé l'émission stimulée (Figure(I.1) [5].



Figure(I.1) : Schéma des processus fondamentaux (a) d'émission spontanée, (b) d'émission stimulée, (c) d'absorption

I.3) Les puits quantiques à semi-conducteurs

Le puits de potentiel se forme par superposition d'une fine couche de matériau semi-conducteur (quelques nanomètres) de faible gap entre deux matériaux semi-conducteurs de plus grand gap. Il peut produire un gain optique lorsqu'il est en régime d'inversion de population [6].

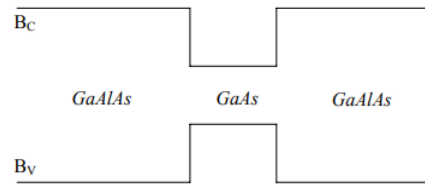


Figure (I.2) : Simple puits quantiques

I.3.1) Lasers à puits quantiques :

I.3.1.1) Principe de fonctionnement :

La zone active est placée au sein d'une jonction p-n, plus précisément entre deux couches de confinement d'un semi-conducteur dopé n et dopé p. Ces deux couches confinent à la fois les porteurs de charges et les photons grâce aux valeurs relatives des gaps et des indices optiques des matériaux puits/barrières. Sous l'effet d'une polarisation directe, un courant dans la jonction qui correspond au passage des électrons de la région n vers la région p et inversement pour les trous.

A l'interface de la jonction, c'est-à-dire au niveau de la zone active, il y a confinement puis recombinaison radiative des porteurs électrons et trous et émission d'un rayonnement. La lumière se propage dans un guide d'onde défini verticalement par les couches de confinement optique dopées n et p (constituées d'alliage à grand gap ALGaAs accordés au substrat GaAs, et à faible indice optique) et latéralement par gravure de la couche de confinement supérieure. Elle se réfléchit partiellement sur les faces avant et arrière du composant obtenues par clivage. Ces faces clivées forment la cavité résonnante Fabry-Pérot qui amplifie l'émission stimulée. La région active qui produit le gain optique est constitué de puits quantiques d'ont les propriétés déterminent la longueur d'onde d'émission (figure I.3) [7].

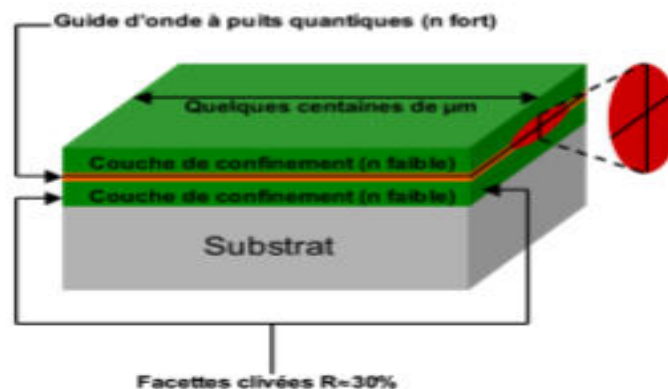


Figure (I.3) : Diode laser à semi-conducteur à émission par la tranche

I.3.1.2) Gain d'un laser à puits quantique :

Un matériau laser fournit du gain si le taux d'émission stimulée est plus important que l'absorption du matériau. Nous définissons le gain matériau « g », ou son oppose l'absorption « α », comme l'augmentation de la densité de photons d'énergie $h\nu$ le long d'un axe perpendiculaire au plan du puits quantique étudié [8].

L'expression du gain optique est donnée par :

$$\gamma(h\nu) = \alpha_{2d} \sum_{n,m=1}^{\infty} I_{n,m} [f_c^n(h\nu) - f_v^m(h\nu)] H(h\nu - E_g - e_n - hh_m) \quad (I.1)$$

Avec : α_{2d} est le coefficient d'absorption(en cm^{-1}) d'un puits quantique à courant nul,

donné par :

$$\alpha_{2d} = \frac{2\pi e^2 k_{vc} m_r}{\lambda_0 n_{sc} \epsilon_0 \eta^2 L_1} \quad (I.2)$$

Ou :

H : La fonction de Heaviside (égale 0 ou 1),

$I_{n, m}$: L'intégrale de recouvrement,

λ_0 : Longueur d'onde d'émission dans le vide,

n_{sc} : Indice moyen dans la zone active (indice de réfraction),

ϵ_0 : Constante diélectrique effective du matériau (la permittivité du vide : égale à $8.8542 \cdot 10^{12}$ F/m),

L_1 : Largeur de puits,

k_{vc} : Elément de matrice dipolaire,

m_r : Masse réduite des électrons et des trous,

η : Constant de Planck égale à 1.05×10^{-34} J.s

f_c^n et f_v^m sont les distributions de Fermi des sous bandes n et m données comme suite [8] :

$$f_c^n(h\nu) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_C^n(h\nu) - E_{FC}}{kt}\right)} \quad (\text{I.3})$$

$$E_C^n = E_g + e_n + \frac{m_r}{m_c}(h\nu - E_g - e_n) \quad (\text{I.4})$$

$$f_v^m = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_v^m(h\nu) - E_{FV}}{kT}\right)} \quad (\text{I.5})$$

$$E_v^m(h\nu) = -\frac{m_r}{m_v}(h\nu - E_g - hh_m) \quad (\text{I.6})$$

m_r est la masse effective réduite donnée par $m_r = 1/(1/m_c + 1/m_v)$ avec m_c et m_v les masses des électrons et des trous, e_n et hh_m sont les énergies de confinement dans les bandes de conduction et de valence, E_g est le gap du matériau, et $h\nu$ est l'énergie de transition optique [8].

Les quasi-niveaux de Fermi E_{FC} et E_{FV} du à la première transition sont donnés par condition ;

$$n_s = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{2d,e}(E) f_c^1(E) dE \quad (\text{I.7})$$

$$p_s = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{2d,hh}(E) (1 - f_v^1(E)) dE \quad (\text{I.8})$$

Les densités d'états $\rho_{2d,e}$ et $\rho_{2d,hh}$ dans chaque sous bande sont constantes, ce qui fait que les densités d'état pour les électrons et les trous lourds sont :

$$\rho_{2d,e}(E) = \frac{m_c}{\pi\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \theta(E - e_n) \quad (\text{I.9})$$

$$\rho_{2d,hh}(E) = \frac{m_{hh}}{\pi\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \theta(E - hh_m) \quad (\text{I.10})$$

Pour les électrons et les trous, les expressions (I.7), (I.8) s'écrivent :

$$n_s = n_c \ln\left(1 + \exp\left(\frac{E_{FC} - E_g - e_1}{kT}\right)\right) \quad (\text{I.11})$$

$$p_s = n_v \ln\left(1 + \exp\left(\frac{hh_1 - E_{FV}}{kT}\right)\right) \quad (\text{I.12})$$

Où n_c et n_v sont les critiques bidimensionnelles données par :

$$n_c = \frac{m_e kT}{\pi \eta^2} \quad (\text{I.13})$$

$$n_v = \frac{m_{hh} kT}{\pi \eta^2} \quad (\text{I.14})$$

I.3.1.3) Gain maximal :

Le maximum du gain dépend uniquement des propriétés du matériau utilisé pour sa réalisation. Dans le cas de puits quantiques en GaAs, le gain maximum correspond également à l'opposé de l'absorption maximum, et il soit environ 1% [9].

Le gain maximal croit lorsqu'on fait augmenter l'injection des porteurs. On peut déterminer le gain au seuil et le courant de seuil de la diode Laser à puits quantiques contraint de cette structure. Le gain maximale d'un laser à puits quantiques est obtenu pour $h\nu = E_g + e_1 + hh_1$ soit :

$$\gamma_{\max} = \alpha_{2d} \left[f_c^1(h\nu = E_g + e_1 + hh_1) - f_v^1(h\nu = E_g + e_1 + hh_1) \right] \quad (\text{I.15})$$

Or les équation (I.3) et (I.11) permettant de relier simplement la valeur de la fonction de Fermi à la densité de porteur n_s :

$$1 - e^{-\frac{n_s}{n_c}} = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{FC} - E_g - e_1}{kT}\right)} = f_c^1(E_g + e_1) \quad (\text{I.16})$$

De même :

$$e^{-p_s/n_s} = f_v^1(hh_1) \quad (\text{I.17})$$

Le gain maximal (I.15) s'écrit donc :

$$\gamma_{\max} = \alpha_{2d} \left(1 - e^{-\frac{n_s}{n_c}} - e^{-\frac{n_s}{R n_c}} \right) \quad (\text{I.18})$$

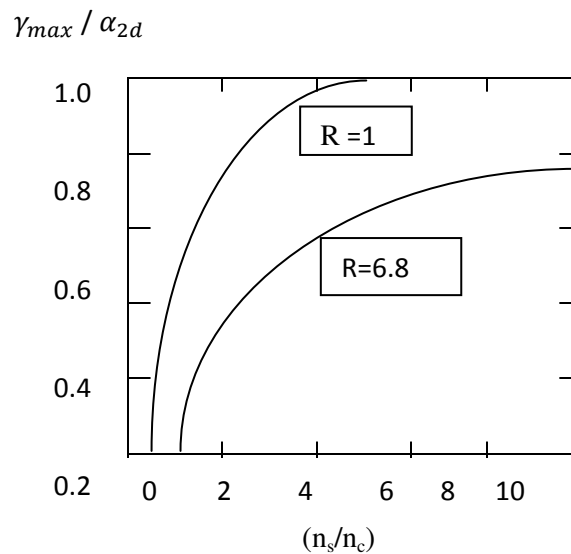


Figure (I.4) : Gain maximal normalisé en fonction de la densité surfacique réduite.

Où $R_{Cv} = R = m_{hh} / m_C$. La figure (I.4) montre la variation de gain maximal fonction de la densité surfacique réduite de porteurs n_s/n_c , pour $R = 6.8$ (pour GaAs) et $R=1$. On voit que ce gain augmente très rapidement lorsque la condition de transparence atteinte mais sature rapidement : ceci provient de la densité d'états bidimensionnelle.

I.3.1.4) Seuil de transparence

Sous l'effet du pompage, les paires électrons-trous photon générées augmentent la densité de porteurs dans les puits, jusqu'à atteindre une valeur pour laquelle l'écart d'énergie entre les niveaux de Fermi est égal à l'énergie de gap du puits quantique [8].

$$E_g = E_{FC} - E_{FV} \quad (I.19)$$

Pour une densité de porteurs particulière, notée N_{tr} le gain et l'absorption sont alors nuls à $E_g = h\nu$ le matériau est transparent au rayonnement.

Le seuil de transparence est atteint lorsque le gain maximal devient positif, c'est-à-dire lorsque le seuil de transparence n_{tr} est atteint :

$$e^{\frac{n_{s,tr}}{n_c}} + e^{\frac{n_{s,tr}}{R_{Cv}n_c}} = 1 \quad (I.20)$$

Où $n_{s,tr} = J_{tr} t_{tot} / e$ est la densité de porteurs de transparence avec J_{tr} est la densité de courant de transparence et t_{tot} est la durée de vie des électrons de bande de conduction.

Pour $R_{Cv} = 1$, on $n_{tr} = n_c \ln 2$. Le courant de transparence est toujours relié à n_c par un facteur numérique proche de 1. Ceci explique l'importance de concept de densité critique bidimensionnelle. La figure (I.4) montre la condition de transparence pour différentes valeurs du rapport R_{Cv} . On constate l'intérêt à avoir des masses effectives voisines pour la bande de valence et de conduction.

Il faut remarque que bien souvent dans la littérature, la variation du gain maximale γ_{max} avec la densité surfacique de porteurs est supposée logarithmique :

$$\gamma_{max} = \gamma_0 \ln \frac{n_s}{n_{tr}} \quad (I.21)$$

Où γ_0 est un paramètre qui dépend de R_{Cv} .

I.3.1.5) Seuil d'oscillation

Les oscillateurs reposent sur l'application d'une boucle de réaction à d'un système amplificateur (milieu dans lequel on a réalisé une inversion de population).

La cavité est un oscillateur stable lorsque le gain apporté par la pompe permet de compenser toutes les pertes engendrées, c'est-à-dire lorsque l'amplitude d'une onde se retrouve inchangée.

Après un aller-retour dans la cavité. La condition du gain s'écrit donc :

$$\Gamma\gamma_0 \ln \frac{n_{seuil}}{n_{tr}} = \alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (I.22)$$

Où α_p est l'absorption parasite, L est longueur de la cavité, R_1 et R_2 sont les réflectances des miroirs du laser, Γ est le facteur de confinement et $n_{s,seuil} = J_{seuil} t_{tot} / e$ est la densité de porteurs au seuil avec J_{seuil} et la densité de courant de seuil. En supposant que le temps t_{tot} dépend peu de n , la caractéristique gain-courant est alors donnée par :

$$\gamma_{max}(J) = \Gamma\gamma_0 \ln\left(\frac{J}{J_{tr}}\right) \quad (I.23)$$

I.3.1.6) Condition de Bernard-Durafourg

Un puits quantique peut présenter un gain optique lorsqu'il est en régime d'inversion de population, c'est-à-dire lorsque l'écart d'énergie entre les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous est supérieur à l'énergie de bande interdite (ou gap) E_g du matériau [10] :

$$E_{FC} - E_{FV} > \hbar\nu > E_g \quad (I.24)$$

Cette condition est atteinte en injectant suffisamment de porteurs par voie électrique ou optique dans le puits quantique. La densité de porteur minimale à injecter dans le puits quantique pour obtenir l'inversion de population est appelée densité de transparence (n_{tr}).

Au-delà de cette densité de porteurs, le puits quantique présente un gain optique a des valeurs supérieures ou égale à l'énergie de la transition de puits quantique, dans un intervalle d'énergie compris entre E_g et $E_{FC} - E_{FV}$.

I.3.2) Laser à cavité verticale émettant par la surface(VCSEL)

I.3.2.1) Structure des VCSEL

La structure d'un laser à cavité verticale émettant par la surface(VCSEL) est représentée schématiquement sur la figure (I.5), sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité Fabry-pérot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couche semi-conductrices superposées, la cavité laser est formée dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance. Le faisceau est émis par la surface du composant.

Dans cette configuration, l'épaisseur de milieu du gain est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice (<5%). D'où la nécessité de diminuer les pertes optiques de cavité par conséquent, les miroirs utilisés présentent de hautes réflectivités (>99%). Ces hautes réflectivités sont atteintes avec les miroirs de Bragg. D'autre part, la géométrie de la zone d'émission n'est plus

limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage (typiquement plusieurs μm à plusieurs dizaines de μm). La divergence d'un faisceau émis par VCSEL est bien plus faible que celui émis par une diode laser [11].

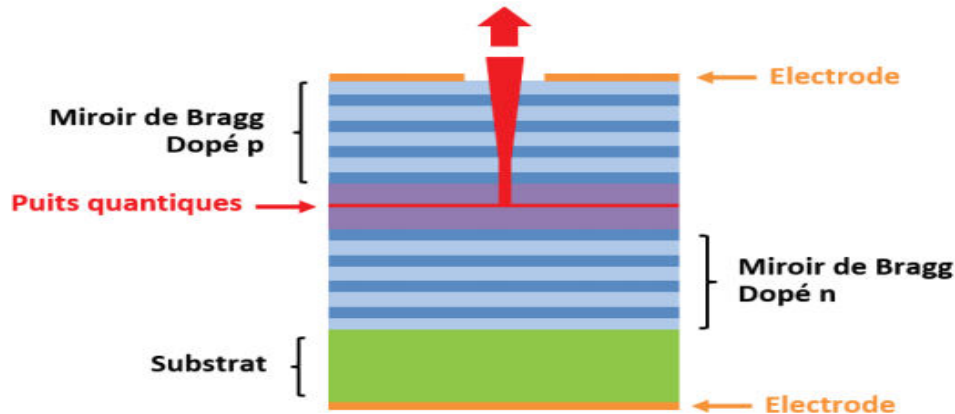


Figure (I.5) : Schéma de principe d'une diode VCSEL

I.3.2.2) Avantage des VCSEL

Les VCSEL présentent de nombreux avantages par rapport au laser à émission par la tranche. Nous pouvons citer :

- Le courant de seuil et la longueur d'onde sont relativement peu sensibles aux variations de température.
- La longueur de cavité étant de l'ordre de la longueur d'onde, leur comportement est monomode longitudinal.
- Une fréquence de modulation élevée ($>10\text{GHz}$) grâce au faible volume de la cavité.
- A une densité de courant de seuil équivalente, les courants de seuil dans les VCSEL sont relativement bas par rapport aux lasers à émission par la tranche. Cela est dû au volume réduit de la région active.
- Une émission perpendiculaire aux plans de la croissance épitaxiale permet de fabriquer et de tester plus facilement une matrice décomposant sans avoir à cliver les composants au préalable.
- L'étape de découpe des dispositifs est également simplifiée car cette étape ne définit pas la face du miroir de la cavité.
- Le faisceau émis présente une faible divergence en sortie. Il est typiquement de l'ordre de 10° dans les VCSEL alors qu'il est typiquement de l'ordre de 30° dans les s à émission par la tranche. De plus il est possible d'obtenir une émission monomode transverse avec un

faisceau de symétrie circulaire ou quasi circulaire alors qu'une forte asymétrie existe pour le laser à émission par la tranche [12].

I.3.2.3) Principe de fonctionnement

Un VCSEL standard à injection électrique est constitué d'une zone active Composée d'un matériau de fort indice. Elle contient des puits quantiques qui permettent de favoriser le recouvrement entre la zone de gain et le ventre du champ optique et, surtout, de tirer parti de leur forte efficacité d'émission (finesse, intensité), due à la discrétisation des niveaux d'énergie électroniques. L'inversion de population, indispensable pour le processus d'amplification de la lumière, est maintenue grâce à l'injection de porteurs dans la zone active. C'est le pompage électrique. D'autre part, pour confiner dans la zone active les photons générés par recombinaison des porteurs injectés dans les puits quantiques, le système est placé dans une cavité résonnante appelée cavité de Fabry-Pérot. Dans le cas d'un VCSEL, cette cavité est verticale. Elle est réalisée grâce à deux miroirs de Bragg distribués (DBRs) obtenus par l'empilement de quelques dizaines de périodes De couches alternées de haut et bas indices. L'épaisseur de chaque couche est égale au quart de la longueur d'onde de résonance ce qui permet d'avoir des interférences constructives entre les réflexions successives aux différentes interfaces des couches constituant le miroir. Cette géométrie de DBR leur permet d'atteindre Une réflectivité de l'ordre de 99,99% dans la région Spectrale autour de la longueur d'onde de Bragg. Les photons effectuent de multiples allers-retours dans la cavité en traversant à chaque fois les puits quantiques pour amplifier l'émission. L'émission laser apparaît alors quand le gain du milieu amplificateur excède les pertes de la cavité. Le faisceau laser est émis verticalement. L'émission se produit à travers le miroir qui possède la réflectivité la plus faible. Dans ce but, la réflectivité des deux miroirs est ajustée finement en jouant sur le nombre de bicouches les composants. Le faisceau laser est émis verticalement, en général à travers le miroir supérieur de type p qui possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir de type n et sur lequel est déposée une électrode annulaire [13].

I.3.2.4) Condition d'oscillation d'un VCSEL

Pour que d'oscillation laser démarre, il faut que, pour chaque passage dans le milieu amplification, la condition de seuil soit adaptée. Cette dernière s'exprime par l'égalité entre le gain et les pertes optiques. Au-delà de ce seuil (pour un gain supérieur aux pertes), on obtient ce que l'on appelle la condition d'oscillation [8].

$$\Gamma \gamma_{\max} = \alpha_p + \frac{1}{2L_{\text{eff}}} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (\text{I.25})$$

Où R_1 et R_2 représentent respectivement la réflectivité du miroir dopé P et N, α_p désigne les pertes de cavité (en cm^{-1}), L_{eff} et la longueur effective de la cavité, c'est la distance sur laquelle l'onde électromagnétique pénètre dans le miroir de Bragg soit encore la distance sur laquelle les photons pénètrent par effet tunnel dans les miroirs.

On peut considérer le VCSEL comme une cavité Fabry-Pérot dont on a la condition d'oscillation laser d'un VCSEL est exprimée comme suit :

$$\ln \frac{1}{R_1 R_2} = 2\eta L \gamma_{seuil} \quad (I.26)$$

Où η compris entre 1 et 2. Le gain au seuil est alors donner par

$$\gamma_{max} = \alpha_{2d} \left(1 - e^{\frac{n_s}{n_c}} - e^{\frac{-n_s}{R_c n_c}} \right) \quad (I.27)$$

I.3.2.5) Matériaux utilisés pour les VCSELs

Cette figure comporte les principaux matériaux mis en œuvre pour couvrir la gamme de longueur du visible jusqu'à l'infrarouge avec des VCSEL à pompage électrique [14].

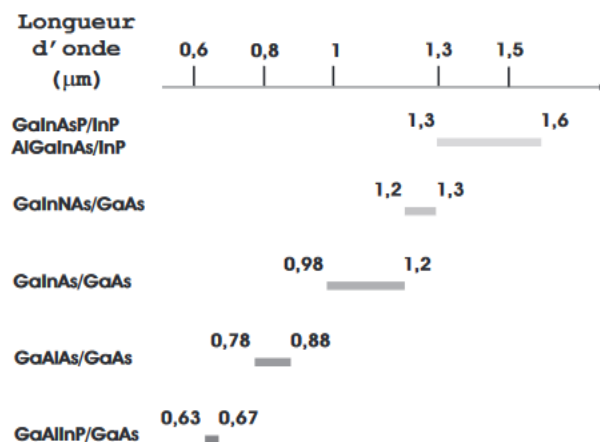


Figure (I.6) : Matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde.

I.3.2.6) Miroir de Bragg

Dans la conception des VCSELs, les miroirs de Bragg ou DBR (Distributed Bragg Reflectors), jouent un rôle crucial puisqu'ils ont deux fonctions : la première implique la circulation des électrons jusqu'à la zone active et la seconde réside dans la réflectivité afin que l'onde optique puisse osciller dans la cavité. A cause du faible volume de la zone active dans la cavité, la réflectivité des DBR se doit d'être très élevée, et dépasse généralement les 99% [15]. Les DBR sont pour cela formés par alternance de couches dont l'indice de réfraction varie périodiquement, un fort

et un faible, comme le décrit la figure (I.7) [16]. L'épaisseur de chaque couche correspond au quart de la longueur d'onde de fonctionnement.

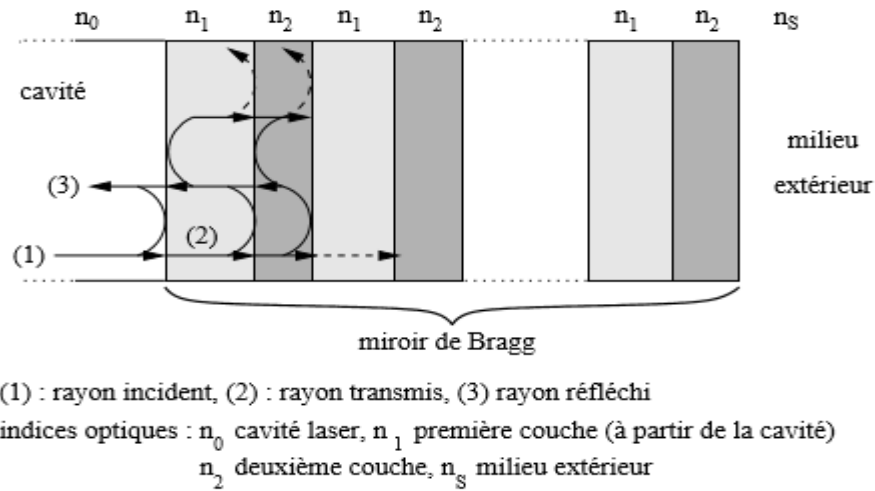


Figure (I.7) : Schéma de fonctionnement d'un miroir de Bragg : le rayon incident à chaque interface donne un rayon réfléchi et un rayon transmis.

I.3.2.7) Réflectivité

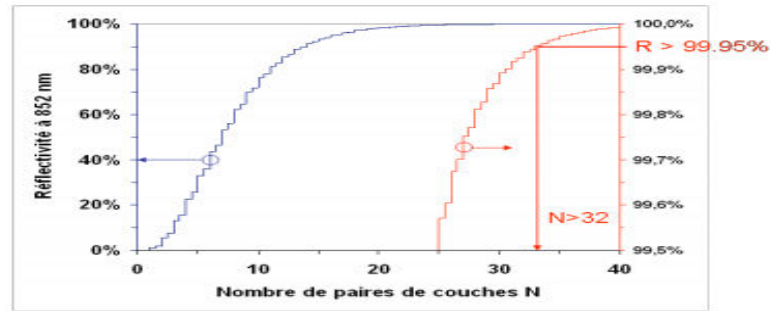
On peut exprimer le coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg en fonction de l'indice de réfraction des matériaux et du nombre de paires N_p de bicouches successives [17] :

$$R = \left(\frac{n_s - n_{inc} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{n_s + n_{inc} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (\text{I.28})$$

n_s : Indices du substrat sur lequel est réalisé l'empilement.

n_{inc} : Indices de milieu incident.

Ainsi, suivant le nombre N de bicouches et les indices n_b et n_h on peut obtenir des taux de réflexion R proche de 1. Plus le contraste d'indices sera grand pour un n_b petit, moins il faudra de couches pour obtenir un grand coefficient de réflexion. Ce comportement est illustré sur la figure suivante :



Figure(I.8) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N.

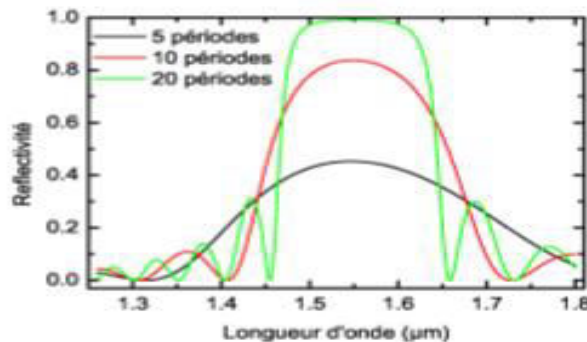
I.3.2.8) Largeur de stop-band

La réflectivité est important autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B . Le domaine spectral $\Delta\lambda$ de forte réflectivité (maximale) du miroir de Bragg est appelé « stop-band ».

Cette dernière est caractérisée par sa largeur à mi hauteur dont l'expression est donnée par :

$$\Delta\lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_H - n_L|}{n_H + n_L}\right) \quad (I.29)$$

A l'intérieure de stop-band, la réflectivité du miroir de Bragg varie peut et reste très élevée [18].



Figure(I.9) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de longueur d'onde.

I.3.2.9) Mode d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

a) Modes longitudinaux

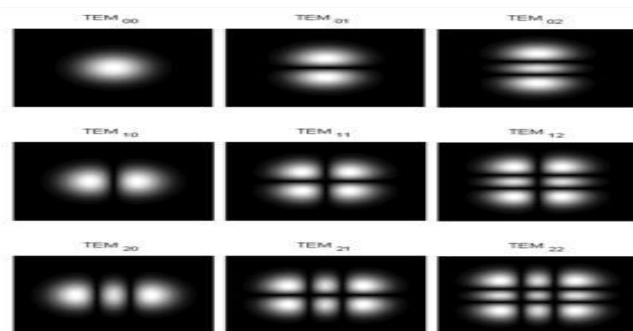
Les VCSELs, dont la cavité est d'épaisseur optique, sont des lasers monomodes longitudinaux par construction. On n'observe pas, dans leur spectre, de pic d'émission qui soit multiple de la longueur d'onde fondamentale. Par contre, autour de celle-ci, il existe parfois une multitude de pics très resserrés, dont les amplitudes varient avec l'injection du courant et qui mettent en évidence la présence de nombreux modes dits transverses. Chaque longueur d'onde est alors reliée à un mode spatial du laser. On peut montrer que l'étendue spatiale d'un mode dépend du décalage spectral du mode par rapport au mode fondamental. Un VCSEL monomode longitudinal et transverse n'émet que sur un seul mode.

En général, il s'agit du mode fondamental (qui produit un faisceau gaussien faiblement divergent) mais parfois, c'est un mode d'ordre élevé qui est favorisé [19].

b) Modes transverses de la cavité optique

La cavité à une longueur très faible, de l'ordre de la longueur d'onde soit environ 1nm. L'écart de fréquence entre deux modes longitudinaux est donc très important. Etant donné la finesse de la couche de gain du matériau, deux modes longitudinaux ne peuvent avoir simultanément un gain important. Les VCSELS sont donc en général monomodes longitudinaux. La fréquence d'oscillation du mode longitudinal varie avec la température avec un taux de $0.1\text{A}/\text{C}^\circ$. Elle dépend aussi fortement du courant injecté si les VCSELS sont monomodes longitudinaux, le nombre de Fresnel qui les caractérisé est souvent très grand.

Plusieurs modes transverses peuvent osciller simultanément. Ce sont des modes de Laguerre-Gauss ou d'Hermite-Gauss. Le premier mode à osciller est le mode gaussien fondamentale TEM_{00} (transverse électromagnétique). La séquence d'apparition des modes transverses d'onde supérieure varie en revanche d'un échantillon à l'autre [20].



Figure(I.10) : Les différents modes d'un VCSEL.

I.4) Calcul du niveau d'énergie d'un puits quantique

Si l'épaisseur L_1 du semi-conducteur SC_1 faible. Typiquement $L_1 \ll 200\text{\AA}$, les états électroniques ne correspondent plus au bas de la bande de conduction, mais sont quantifiés en structure de sous-bandes d'énergie. Le mouvement des électrons est quasi-libres dans le plan de la structure est quantifié dans la direction perpendiculaire figure (I.11) [6].

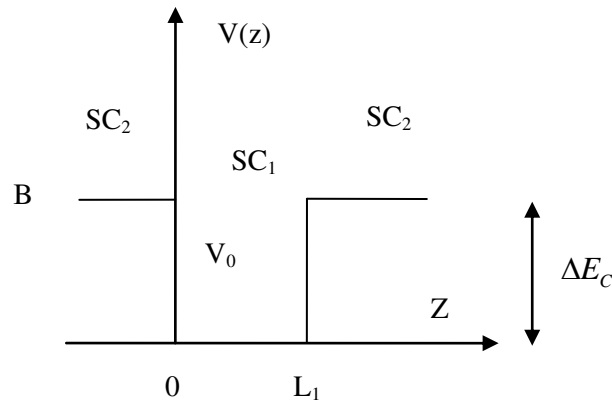


Figure (I.11) : puits quantique

Les niveaux d'énergies dans un puits quantique sont donnés par l'équation suivante [21] :

$$\frac{\sqrt{2m_1E}}{\eta}L_1 = n\pi - 2 \arcsin \sqrt{\frac{E}{V_0 \frac{m_1}{m_2} + E(1 - \frac{m_1}{m_2})}} \quad (\text{I.30})$$

V_0 : L'énergie potentielle, m_1 et m_2 sont les masses effectives des électrons et des trous dans la bande de conduction et dans la bande de valence et \hbar est la constante de Planck réduite.

I.5) Applications

L'industrie du laser a été progressivement développée. La recherche fondamentale avait été à l'origine de l'invention du laser VCSEL qui représente une partie intéressante à notre vie quotidienne.

- Les VCSELs sont également utilisés dans les lecteurs CD, DVD et maintenant Blu-Ray comme système de lecture des données.
- Les VCSELs permettent un couplage direct à une fibre optique et font améliorer la communication [22].
- Plus récemment le marché des souris optique sans fil a donné un nouveau souffle à l'industrie du VCSEL. L'utilisation de ce composant permet en effet d'augmenter l'autonomie des batteries et la précision quel que soit la surface où repose la souris.
- Le secteur automobile est aussi concerné par les VCSELs, pour la réalisation de réseaux locaux répondant au flux croissant de données circulant à l'intérieur d'un véhicule.
- les VCSELs trouvent également leur place pour le nouveau standard de télévision haute définition (HDTV), où ils sont utilisés comme sources lumineuses car ils permettent d'obtenir une large palette de couleurs et des contrastes intégrales.

- Grâce à l'émission monomode et au contrôle des polarisations, la détection de certains gaz est également développée avec des VCSELs bien qu'elle nécessite souvent des longueurs d'ondes d'émission moins conventionnelles (moyen infrarouge)
- Enfin la mise au point de VCSEL dans les systèmes d'analyse biologique se développe de plus en plus, ainsi des pinces optique à base de VCSEL permettent de manipuler des objets nanoscopiques sans contact à l'intérieur de dispositifs microfluidiques [23].

Partie II :

*Influence des paramètres
physiques de modulation du
coefficient des pertes sur la
dynamique des lasers
VCSELs*

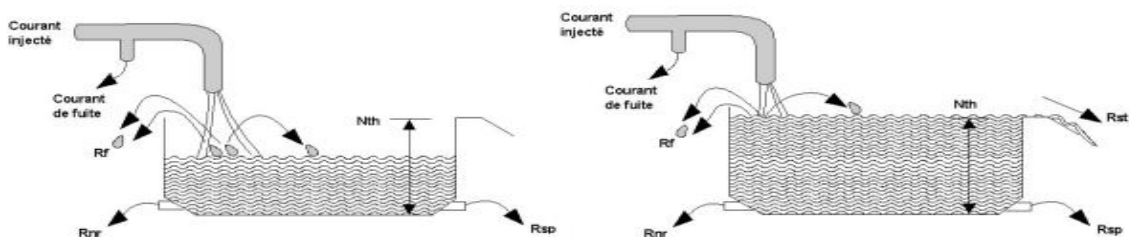
Introduction

Pour comprendre le comportement du rayonnement laser à semi-conducteur par injection électrique, il est évident d'étudier la dynamique des électrons lors de leur passage entre les différents bandes d'énergie et de photons dans la cavité. On résume tous ça aux équations d'évolutions qui régissent les populations d'électrons et de photons. Dans cette partie nous allons tout d'abord établir les équations décrivant la variation de population d'électrons et de photons dans la cavité. Nous nous intéressons ensuite aux comportements dynamique intrinsèque du laser VCSEL. Enfin, cette étude est étendue au dispositif plus complexe mais d'utilisation courante comme le laser VCSEL à pertes modulée. A cet effet, nous allons étudier l'influence du courant d'injection, de la profondeur de modulation et de la fréquence de modulation du coefficient des pertes sur l'évolution temporelle des populations d'électrons et de photons dans la cavité.

II.1) Equation dynamiques des lasers à semi-conducteurs(VCSEL)

Comme il a été présenté dans le chapitre précédent, le laser fonctionne comme un amplificateur à contre réaction. Pour comprendre le fonctionnement du laser en détail, il est nécessaire de connaître le comportement dynamique des porteurs dans la zone active et des photons dans la cavité [24].

Commençons tout d'abord par décrire le mécanisme de génération et de recombinaison des porteurs dans la zone active comme le présente la figure (II.1).



Figure(II.1) : Représentation des mécanismes de génération-recombinaison des porteurs.

II.1.1) population des porteurs

Seule une portion du courant « G » va atteindre la zone active pour en inverse la population, dans ce cas-là, les porteurs auront la possibilité de se recombiner pour donner le terme « R_{rec} ». La variation du nombre de porteurs dans la zone active en fonction du temps est donc la différence entre ces termes. Alors, on va écrire l'équation d'évolution des électrons dans la zone active sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = G - R_{rec} \quad (\text{II.1})$$

Le terme de recombinaison est défini comme l'ensemble de chaque recombinaison possible dans la zone active qu'elle soit radiative ou non. Dans un premier temps, alors que le courant de polarisation n'est pas assez fort pour produire l'inversion de population, les seules recombinaisons possibles sont celles produisant l'émission spontanée « R_{spon} », et les recombinaisons non radiatives « R_{nrad} ». Une fois que le courant a atteint une certaine valeur seuil, le terme d'émission stimulée « R_{stim} » vient s'ajouter aux recombinaisons [25].

$$R_{rec} = R_{nrad} + R_{spon} + R_{stim} \quad (\text{II.2})$$

D'une manière générale, on pourra écrire l'équation d'évolution des électrons dans la cavité sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = G - R_{nrad} - R_{spon} - R_{stim} \quad (\text{II.3})$$

II.1.2) population des photons

L'évolution des photons dans la cavité, sera déterminée comme la différence entre les photons participant à l'effet laser et les photons sortant de la cavité. Les photons oscillants dans la cavité sont la somme de l'émission stimulée R_{stim} et d'une fraction de l'émission spontanée « βR_{spon} », celle dont la longueur d'onde correspond à l'émission stimulée. Les photons perdus sont ceux qui s'échappent de la cavité par les miroirs et ceux qui sont absorbés par la zone active γP . Où γ est le coefficient des pertes on peut donc écrire l'équation générale d'évolution des photons dans la cavité sous la forme [25]:

$$\frac{dP}{dt} = R_{stim} + \beta R_{spon} - \gamma \cdot P \quad (\text{II.4})$$

Nous allons maintenant adapter les équations d'évolutions établies précédemment d'une manière qualitative aux VCSELs.

Le terme de génération de paires électrons-trous est déterminé comme une portion du courant injecté dans la cavité :

Comme dans toutes autres diodes lasers à puits quantiques, on introduit un terme supplémentaire dans ces équations qui est le nombre de puits. L'étude du comportement des porteurs ne se fera plus dans toute la zone active mais par puits quantique et l'équation d'évolution

des photons dans la cavité prennent en compte le nombre de puits traversés et la géométrie verticale de la cavité. Comme représente la figure (II.2) [25].

Commençons par étudier le comportement des porteurs. Le terme de génération dans l'équation d'évolution des électrons est donc divisé par le nombre de puits quantiques N_w . Par analogie électrique, le courant traversant la zone active va se diviser comme s'il arrivait dans N_w branches parallèles.

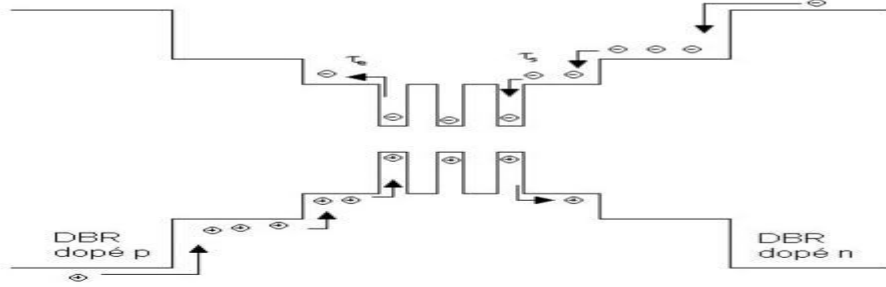


Figure (II.2) : Modèle de la zone active du VCSEL

$$G = \frac{I_{cavité}}{qN_w} \quad (II.5)$$

Où $I_{cavité}$, est le courant entrant dans la cavité sans tenir compte des courants de fuite aux électrodes.

En réalité, le courant « $I_{cavité}$ », correspond à la portion $\eta_i I$, du courant de polarisation, η_i est le rendement quantique interne de la zone active.

On retiendra donc :

$$G = \frac{\eta_i I}{qN_w} \quad (II.6)$$

Déterminons maintenant les trois catégories de recombinaisons.

Les recombinaisons stimulées ne se produisent que lorsque la valeur seuil est dépassée, c'est-à-dire lorsque les premiers photons ont commencé à osciller dans la cavité. Ce terme est donc défini comme le produit du gain dans la zone active et du nombre de photons [24] :

$$R_{stim} = GP \quad (II.7)$$

Les deux autres termes de recombinaisons peuvent s'exprimer en fonction de la durée de vie des porteurs « τ_e » sous la forme :

$$R_{nrad} + R_{spon} = \frac{N}{\tau_e} \quad (II.8)$$

La valeur de τ_e dépend du nombre de porteurs N , on l'écrit en général sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\tau_e} = A + BN \quad (\text{II.9})$$

On a donc :

$R_{nrad} = A$, où A est le coefficient de recombinaison non-radiative (en s^{-1}). $R_{spon} = BN^2$, B est donné comme le coefficient de recombinaison biomoléculaire, il correspond à l'émission spontanée dans la zone active (en s^{-1}).

En ce qui concerne l'évolution du nombre de photons dans la cavité, les termes d'émission spontanée et stimulée sont multipliés par le nombre de puits quantiques. La géométrie verticale et les miroirs de Bragg sont pris en compte en multipliant le terme d'émission spontanée par le facteur de confinement Γ .

$$\beta.R_{spon} = N_w \Gamma \beta BN^2 \quad (\text{II.10})$$

$$R_{stim} = N_w GP \quad (\text{II.11})$$

Le troisième terme, relatif aux pertes dans la cavité, s'exprime en fonction de la durée de vie de photons τ_p [24].

$$\gamma.P = \frac{P}{\tau_p} \quad (\text{II.12})$$

On peut donc écrire les équations d'évolution pour le VCSEL comme suit :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qN_w} - (A + BN)N - Gp \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{dP}{dt} = N_w \tau \beta BN^2 + N_w GP - \frac{P}{\tau_p} \quad (\text{II.14})$$

Avec :

$$G = g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon p} \quad (\text{II.15})$$

Où ε est le facteur de compression du gain, et g_0 est une fonction des paramètres physiques du matériau et de la structure de la zone active.

Les équations (II.13) et (II.14) deviennent :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qN_w} - \frac{N}{\tau_e} - g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon P} P \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{dP}{dt} = N_w g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon P} P - \frac{P}{\tau_p} \quad (\text{II.17})$$

II.1.3) Seuil de transparence

A la transparence ($N=N_{tr}$) et ($I=I_{tr}$) :

On peut donc réécrire l'équation (II.16) pour $I=I_{tr}$ et $P=0$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I_{tr}}{qN_w} - \frac{N_{tr}}{\tau_e} = 0 \quad (\text{II.18})$$

Donc

$$\frac{\eta_i I_{tr}}{qN_w} = \frac{N_{tr}}{\tau_e} \quad (\text{II.19})$$

$$I_{tr} = \frac{g N_{tr} N_w}{\tau_e \eta_i} \quad (\text{II.20})$$

II.1.4) Seuil d'oscillation

Au seuil d'oscillation le gain compense les pertes c.-à-d. gain=pertes

$$N_w g_0 (N_{seuil} - N_{tr}) = \frac{1}{\tau_p} \quad (\text{II.21})$$

On peut déterminer

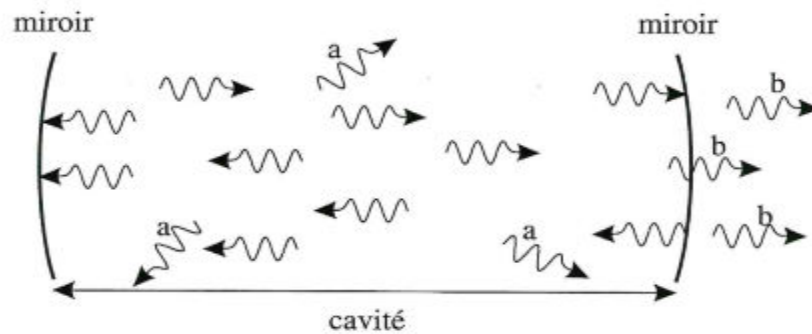
$$N_{seuil} = N_{tr} + \frac{1}{N_w \tau_p g_0} \quad (\text{II.22})$$

II.2) Les pertes de la cavité

II.2.1) Perte par absorption, diffusion et transmission

Les pertes de cavité ont été introduites de manière phénoménologique pour la modélisation du laser. Les miroirs de la cavité engendrent des pertes soit par transmission, soit par absorption ou encore par diffusion. Des coefficients de réflexion R et de transmission T, tels que $R+T=0.999$, sont couramment réalisés pour des miroirs à couche diélectrique. Les pertes par absorption sur les miroirs sont généralement négligeables. La diffusion est engendrée par des défauts de planéité des miroirs d'une cavité laser.

Les éléments optiques ainsi que le milieu actif placés dans une cavité laser sont également générateur de laser [26]. Cette figure comporte déférant perte d'une cavité.



Figure(II.3) : Illustration des pertes optiques d'une cavité.

Certains photons(a) sont diffusés et changent de la direction de propagation : ils s'échappent de la cavité. Par ailleurs, il faut prélever une partie du rayonnement pour l'utilisation du laser : ceci est obtenu avec le miroir droite, qui n'est que partiellement réfléchissant, et introduit donc des pertes supplémentaires (photons b).

II.2.2) Modulation sinusoïdale du coefficient des pertes

Dans certaines application, et en particulier lorsque l'on désire transporte de l'information par le faisceau du laser (par exemple dans le domaine des télécommunication), il est nécessaire de réaliser une modulation de son intensité.

Ceci est obtenu en agissant sur un des paramètres du laser, comme la fréquence, le gain ou les pertes. A cause des couplages non linéaires entre les variables du laser, la réponse n'a pas forcément la même forme que l'excitation et les régimes peuvent être très variés. Nous examinons dans la deuxième partie les conséquences d'une modulation sinusoïdale des pertes sur le comportement dynamique du laser.

La modulation des pertes de la cavité est obtenue en introduisant dans celle-ci un modulateur de pertes (voir figure II.4). Les deux principaux dispositifs utilisés sont d'un modulateur électro-optique, dans lequel un champ électrique statique induit une biréfringence et d'autre part le modulateur acousto-optique, pour lequel une onde acoustique module l'indice de réfraction du cristal qu'il contient. Dans tous les cas, les pertes de la cavité peuvent s'écrire sous la forme :

$$\kappa = \kappa_0(1 + m \cos \omega_m t) \quad (\text{II.23})$$

Où m est l'amplitude de la modulation et ω_m sa fréquence.

κ_0 : Coefficient de perte sans modulation [26].

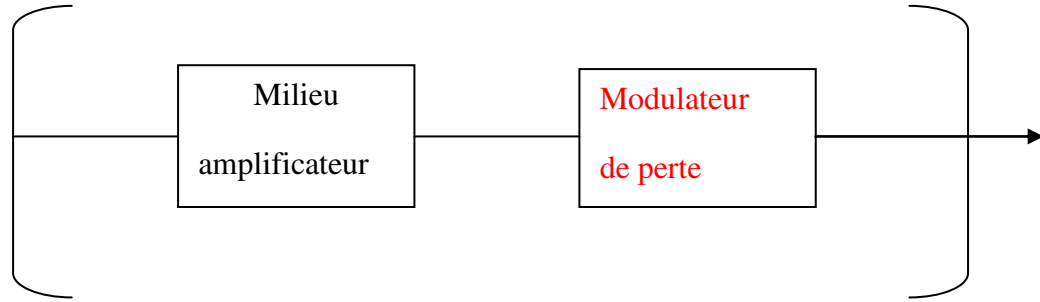


Figure (II.4) : Principe d'un laser à perte modulées est inséré dans la cavité du laser

La flèche indique la sortie du rayonnement.

II.2.3) Equations dynamiques revisités des lasers VCSELs à effet de modulation de pertes

D'après les équations (II.16), (II.17) et (II.23) on obtient les équation de population de photon et d'électrons sous l'effet de modulation du coefficient des pertes.

Des équations (II.16), (II.17), (II.23) on trouve :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{q \cdot N_w} - \frac{N}{\tau_e} - g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \epsilon p} P \quad (\text{II.24})$$

$$\frac{dP}{dt} = N_w g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \epsilon p} P - \frac{P}{\tau_p} (1 + m \cos(2\pi f_m t)) \quad (\text{II.25})$$

II.3) Comportement dynamique

La compréhension du fonctionnement d'un système laser sert à comprendre tout d'abord leur Comportement dynamique. Pour cela on va étudier l'évolution temporelle du nombre d'électrons et celui des photons au-dessus de seuil d'oscillation et sous l'effet de la modulation du coefficient des pertes. En fixant quelques paramètres physiques comme :

$$g_0 = 1.2 \cdot 10^4 s, N_{tr} = 2.85 \cdot 10^6, \tau_e = 10^{-9} s, \eta_i = 0.8, N_w = 1, \tau_p = 3.5 ps).$$

L'étude sera portée sur la dynamique de population en l'absence et en présence de modulation. La résolution numérique complète du système d'équations (II.24) et (II.25), a été effectuée par la méthode itérative de Runge-Kutta d'ordre 4 avec un pas $h=0.1ns$.

II.3.1) Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons en l'absence de modulation

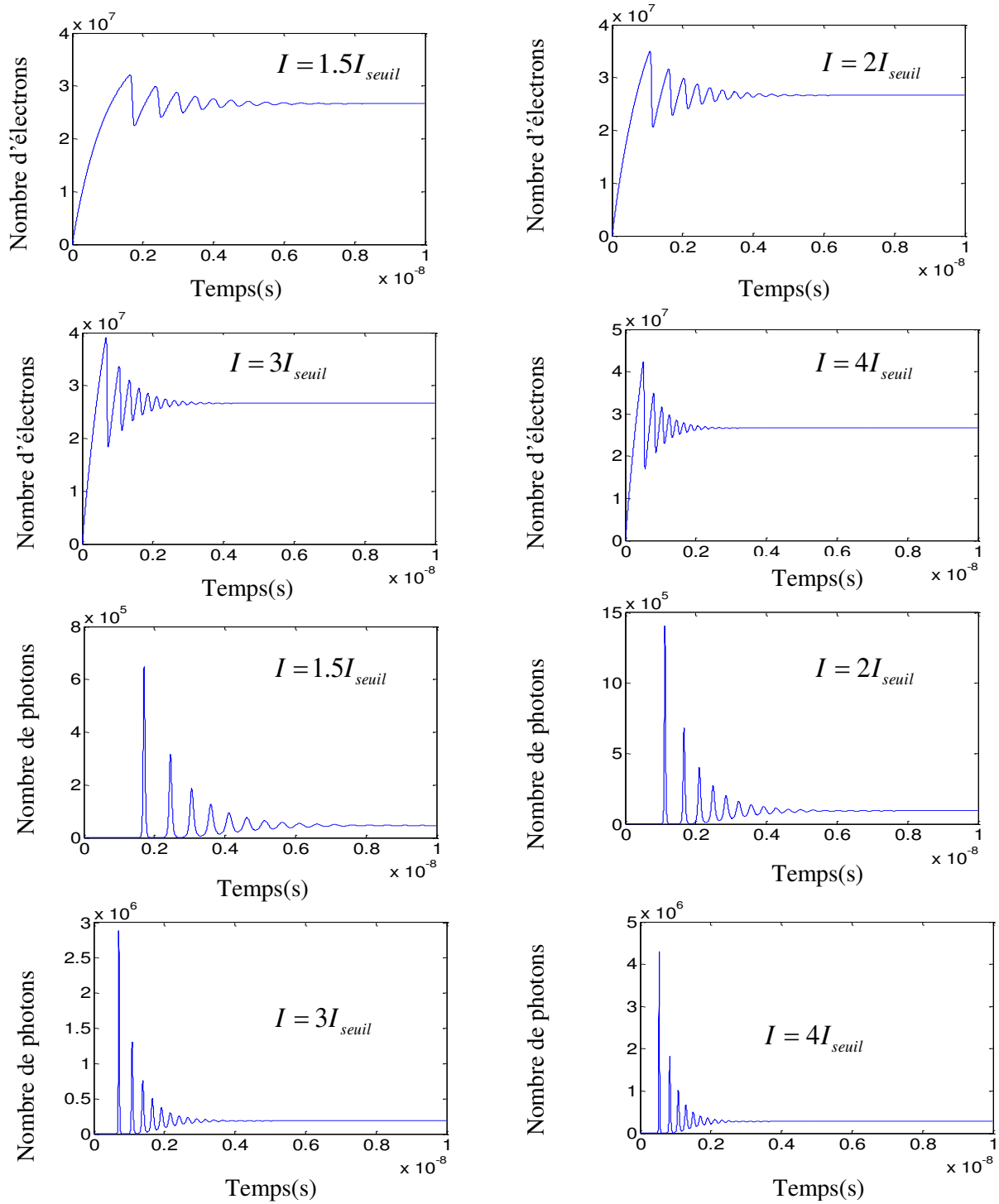


Figure (II .5) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différente valeurs de courant au-dessus de seuil.

Discussion

Les figures (II.5) représentent l'évolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différents valeurs de courant au -dessus de seuil.

On remarque que le laser passe par trois étapes avant d'atteindre le régime stationnaire. D'abord l'injection des électrons produit une augmentation du nombre d'électrons qui après un certain temps atteint sa valeur maximale, le nombre de photons dans la cavité commence alors à se développer à partir de l'émission spontanée.

Dans la deuxième étape, le nombre d'électrons et des photons présentent des oscillations de relaxation proportionnelles au courant. Les fréquences de ces relaxations dépendent du courant d'injection.

Dans la troisième étape, le laser atteint son régime stationnaire. Les différentes figures montrent aussi que les valeurs stationnaires des populations des photons au-dessus de seuil sont fortement proportionnelles au courant. De plus, le temps nécessaire pour atteindre ce régime est proportionnel au courant.

II.3.1.1) Fréquences de relaxations

En utilisant les figures (II.5), les fréquences de relaxations en fonction du courant d'injection au-dessus de seuil d'oscillation sont données par le tableau 1.

Courant (A)	$I=1.5I_{\text{seuil}}$	$I=2I_{\text{seuil}}$	$I=3I_{\text{seuil}}$	$I=4I_{\text{seuil}}$
Période T(ns)	4.22	2.78	2.47	0.13
Fréquence de relaxation $f_R=1/T$ (GHz)	0.24	0.36	0.40	0.72

Tableau(II.1) : fréquence de relaxation

D'après le tableau (II.1), on remarque que la fréquence de relaxation augmente en augmentant le courant d'injection au-dessus de seuil d'oscillation.

II.3.2) Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons en présence de modulation

II.3.2.1) Influence de profondeur de modulation, de la fréquence de modulation et de courant d'injection

A) Cas $I=1.5.I_{Seuil}$

A.1) $f_m = 0.18GHz \ll f_R$

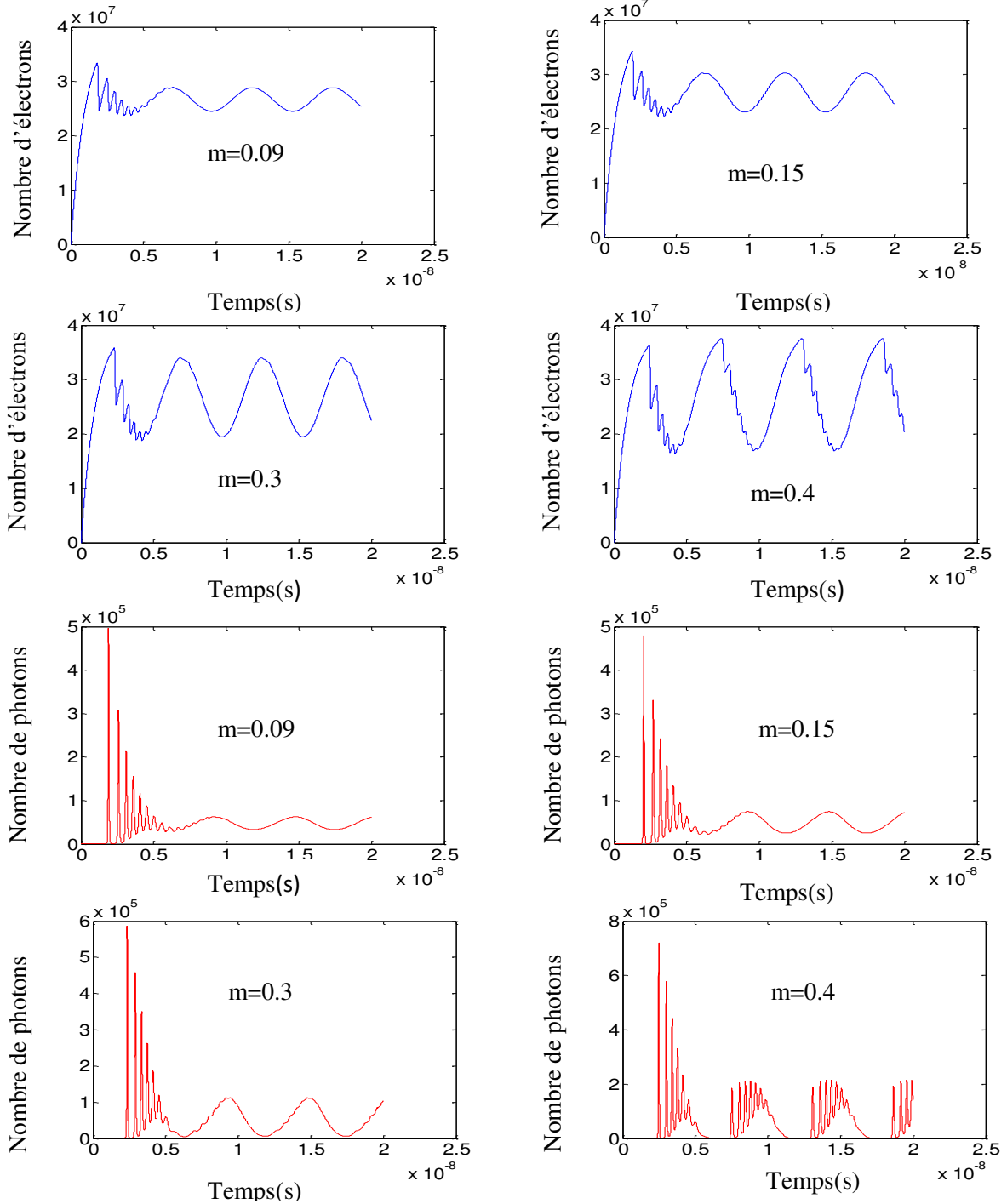


Figure (II.6) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation $I=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = 0.18GHz \ll f_R$.

A.2) $f_m = f_R = 0.24$ GHz

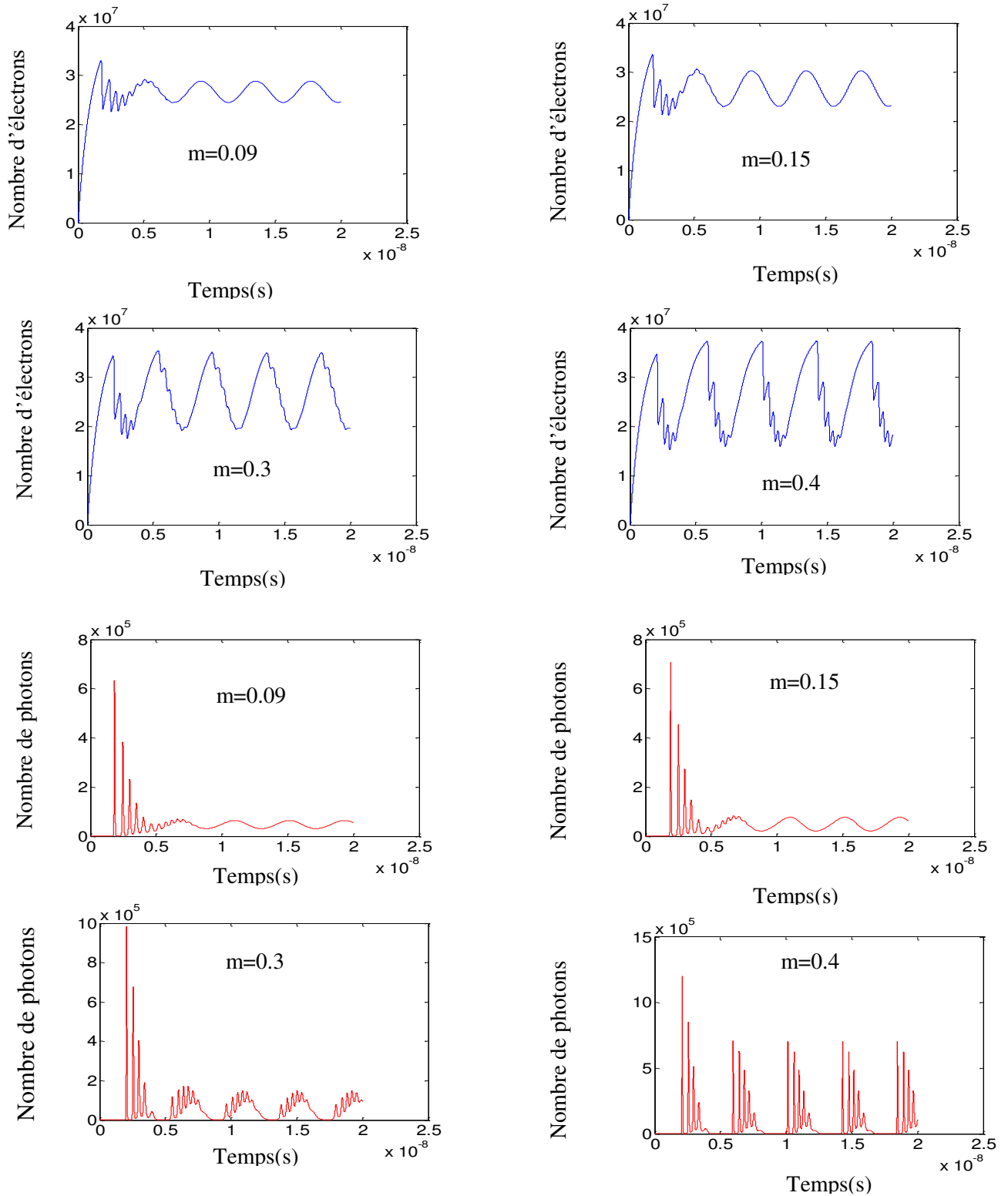


Figure (II.7) : Evolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation $I=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.24$ GHz.

A.3) $f_m = 10f_R$

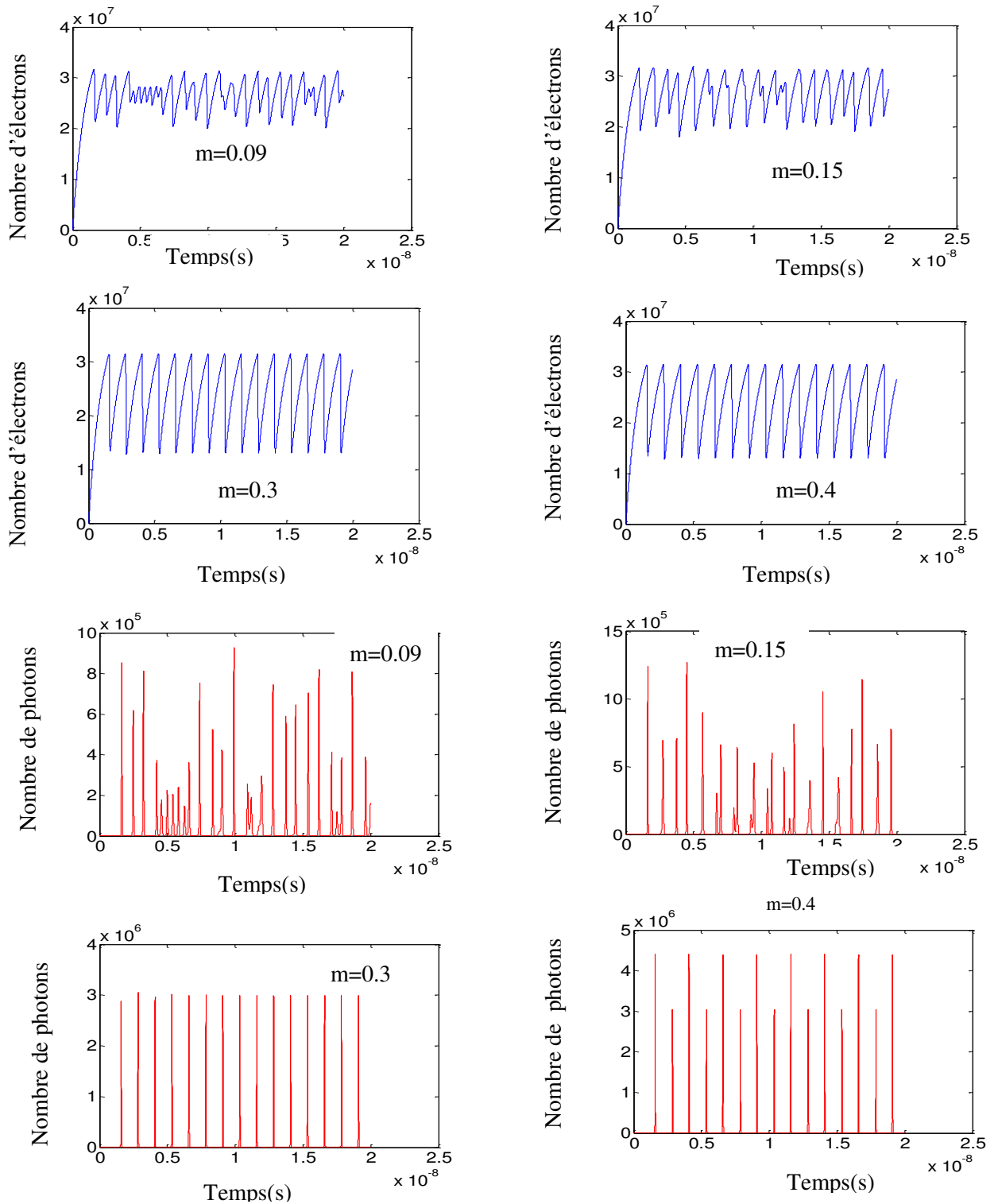


Figure (II.8) : Evolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation $m=1.5.I_{Seuil}$ et $f_m = 10f_R$.

B) Cas $I=2.I_{Seuil}$

B.1) $f_m = 0.25GHz \ll f_R$

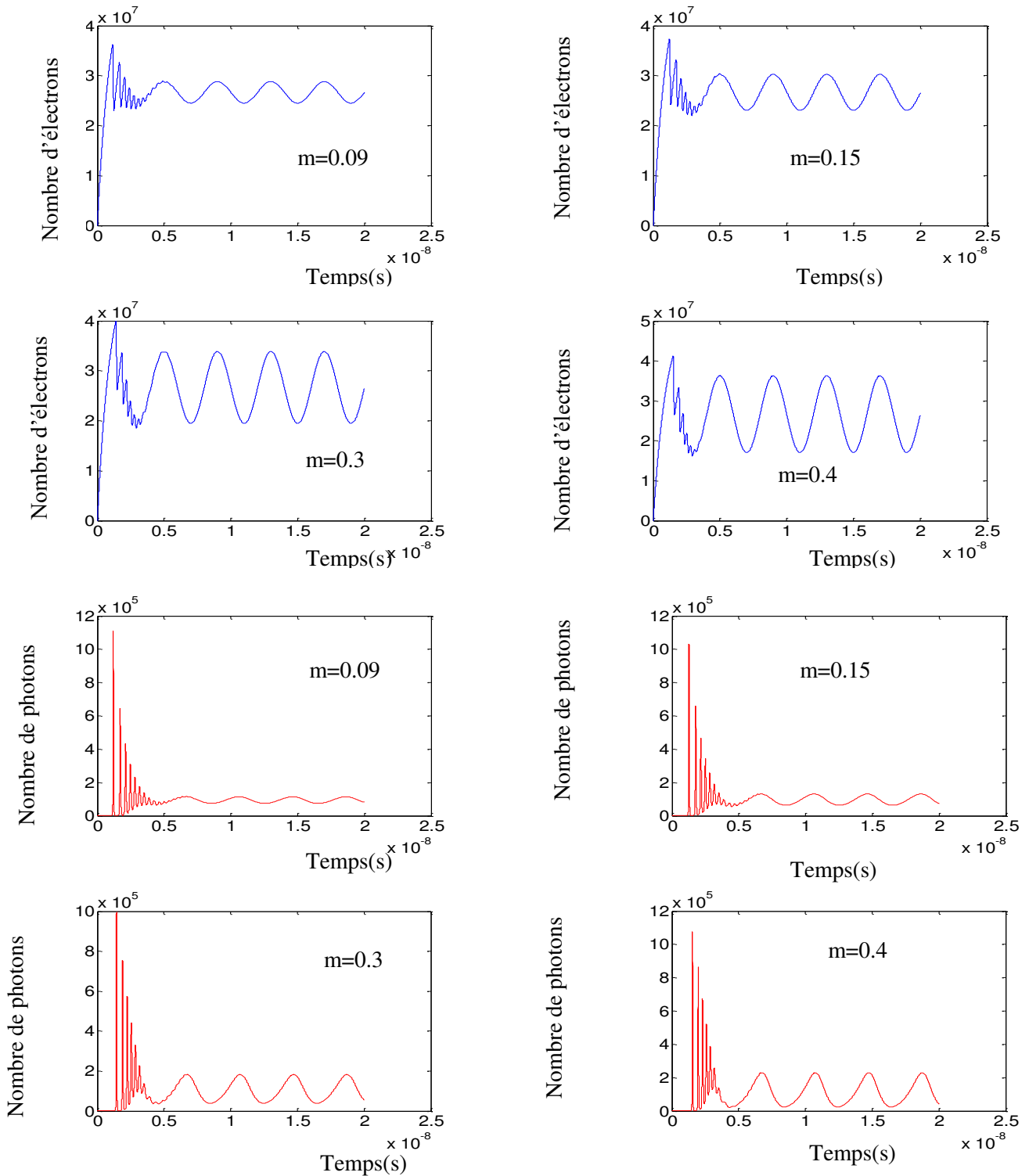


Figure (II.9) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation $I=2.I_{Seuil}$ et $f_m = 0.25GHz \ll f_R$.

B.2) $f_m = f_R = 0.36$ GHz

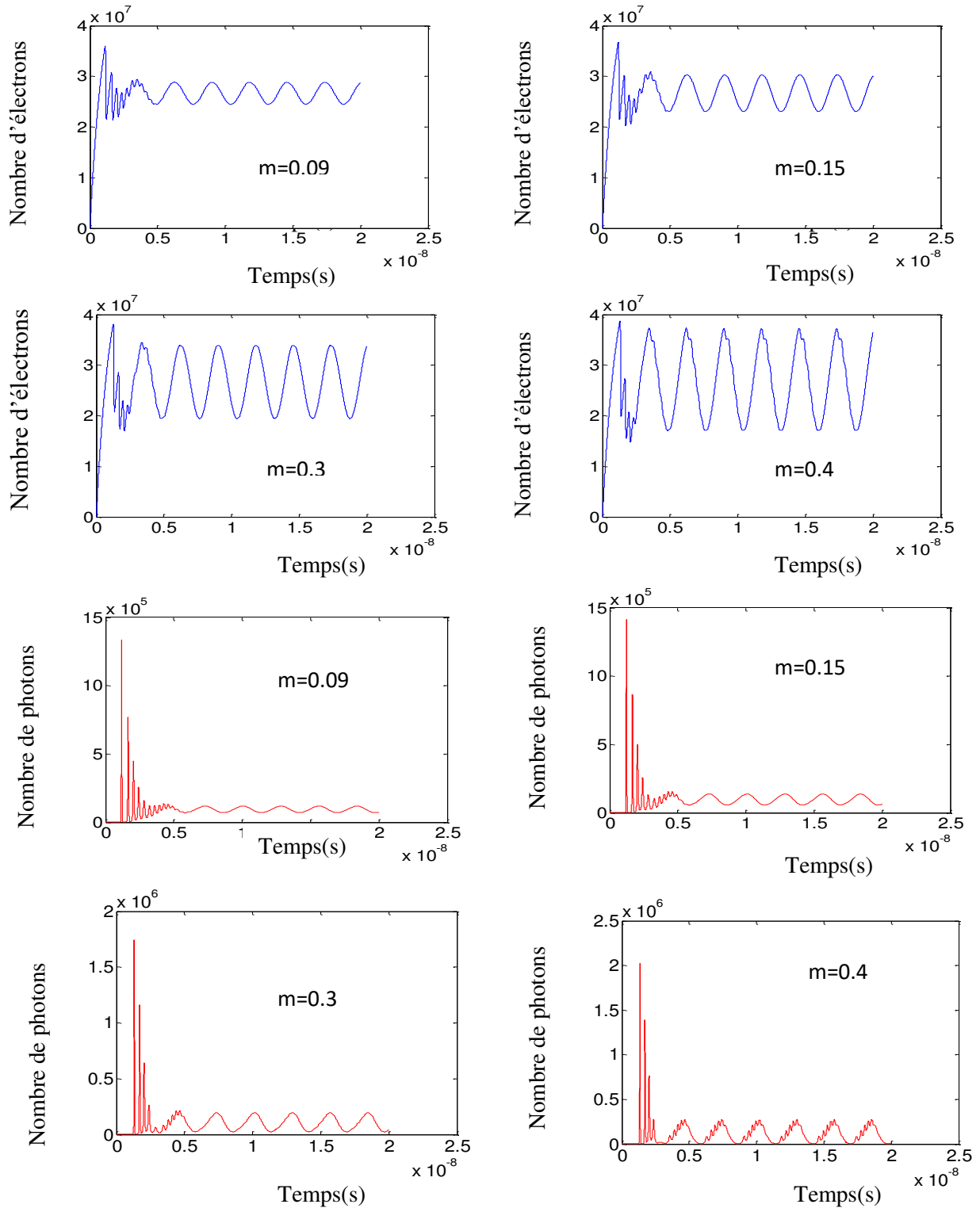


Figure (II.10) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation $I=2.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.36$ GHz.

B.3) $f_m = 10f_R$

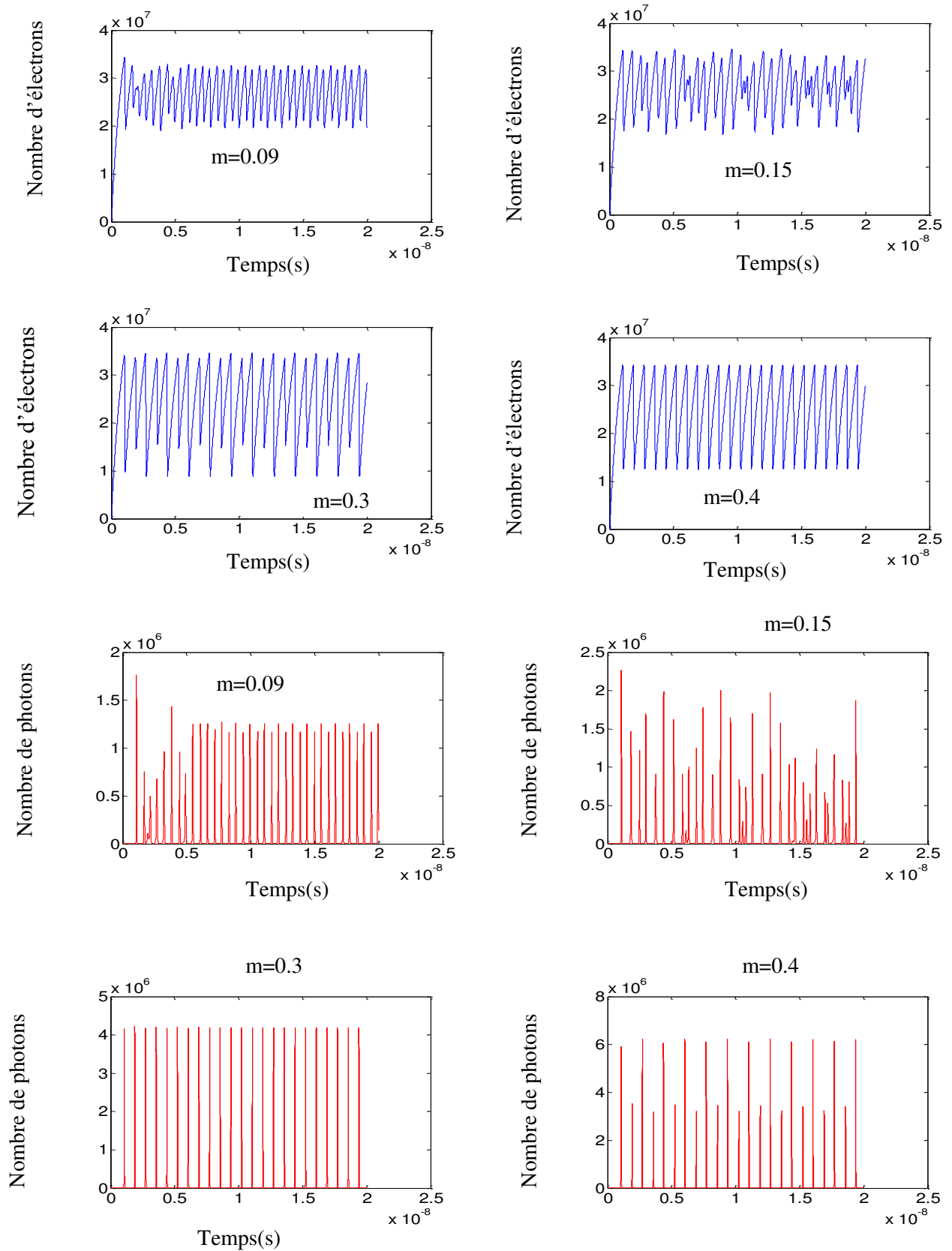


Figure (II.11) : Evolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation $I=2I_{\text{Seuil}}$ et $f_m = 10f_R$ GHz.

C) $I=3I_{\text{seuil}}$

C.1) $f_m = 0.35 \langle f_R \text{ GHz}$

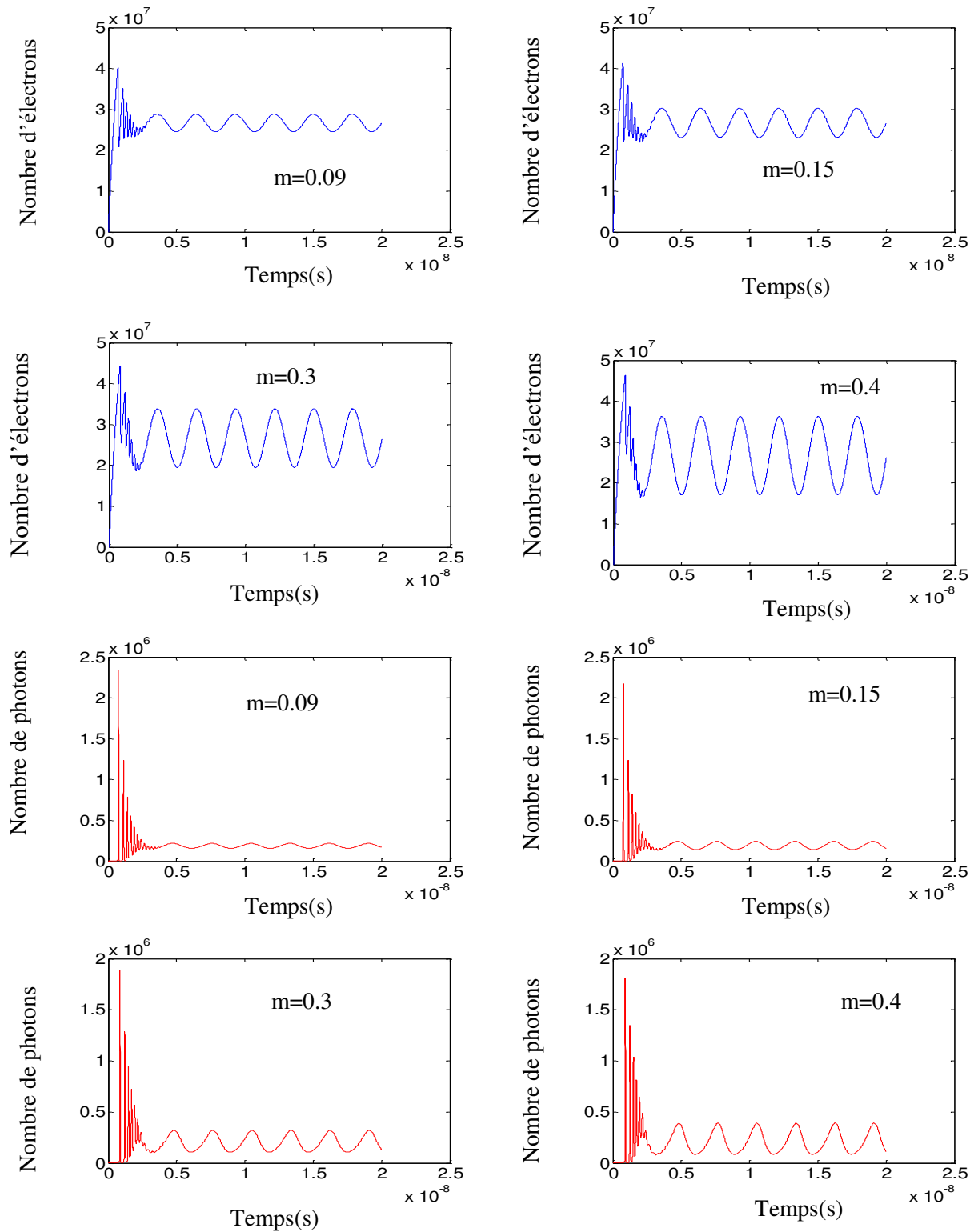


Figure (II.12) : Evolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation $I=3I_{\text{seuil}}$ et $f_m = 0.35 \text{ GHz} \langle f_R$.

C.2) $f_m = f_R = 0.40$ GHz

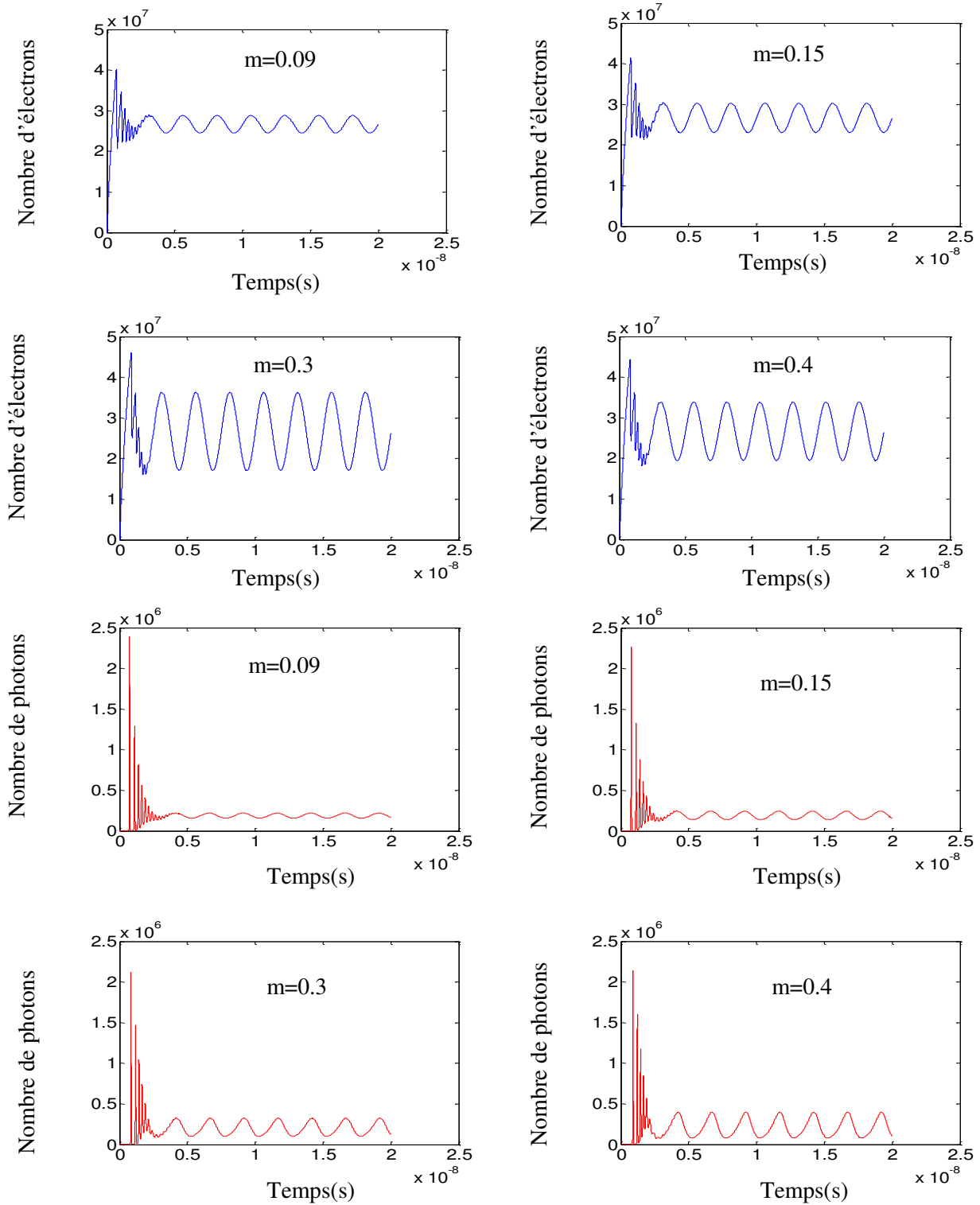


Figure (II.13) : Evolution temporelles du nombre d'électrons et de photons pour différent valeur de profondeur de modulation $I=3.I_{Seuil}$ et $f_m = f_R = 0.4$ GHz.

C.3) $f_m = 10f_R$

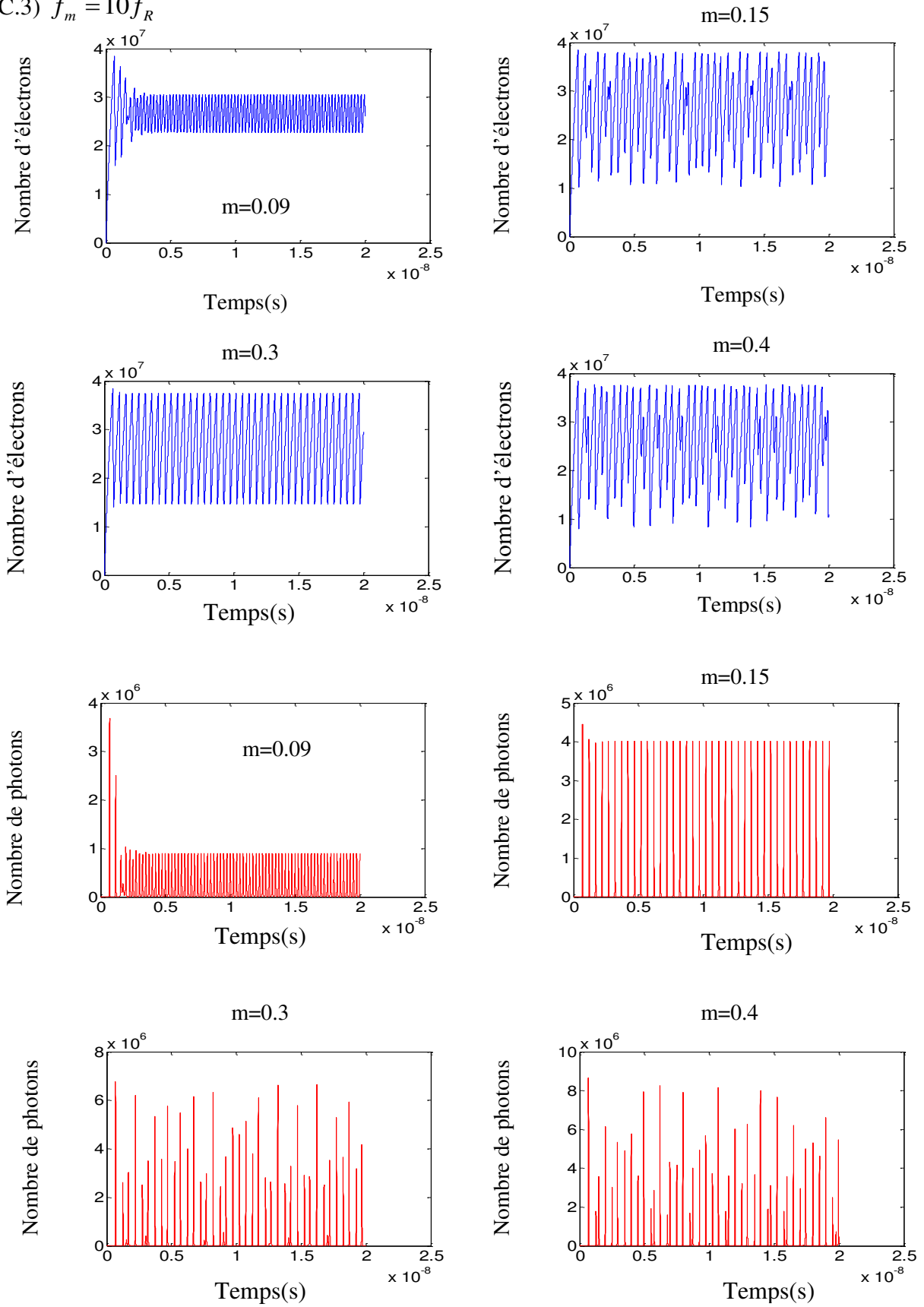


Figure (II.14) : Evolution temporelle du nombre d'électrons et de photons pour différentes valeurs de profondeur de modulation. $I=3I_{Seuil}$ et $f_m = 10f_R$ GHz

II.3.2.2) Discussions

Les figures (II.6)-(II-14) représentent une série d'évolutions temporelles de population d'électrons et de photons en présence de modulation du coefficient des pertes pour différents courants d'injection. Ces courbes sont obtenues pour différentes fréquences de modulation f_m et à différent profondeur de modulation m . Il est facile de voir que dans les cas représentés sur les figures se réalisent des pulsations non amorties du nombre d'électrons et de photons dans la cavité.

Dans les figures (II.6) et (II.7) le processus de pulsation comporte deux composantes : une à base fréquence et l'autre à haute fréquence.

Sur les figures la composante basse fréquence correspond à la fréquence de modulation, et la composante haute fréquence à la fréquence des oscillations propres, alors que sur d'autres figures c'est la situation inverse qui a lieu. Pour un courant d'injection faible et pour une fréquence de modulation inférieure ou égale à la fréquence de relaxation, on observe que le rayonnement est réalisé sous forme de séries de picots amortis. La fréquence de répétition de ces séries est égale à la fréquence de modulation. Chaque fois, le début de l'oscillation s'accompagne de l'excitation d'une série de picots amortis.

Le cas le plus intéressant est celui où la fréquence de modulation est égale à 10 fois la fréquence des oscillations propres ; c'est alors que l'amplitude de la pulsation est grande.

Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur la dynamique des lasers à cavité verticale émettant par la surface à pertes modulée.

Nous avons tout d'abord présenté dans la première partie les processus radiatives dans les semi-conducteurs. Nous avons ainsi évoqué le principe de fonctionnement des lasers à puits quantiques et les différents paramètres décrivant ces lasers à savoir, le gain, le seuil de transparence, le seuil d'oscillation et la condition de Bernad-Durauffourg. Après avoir présenté les structures des VCSELs et leurs avantages, nous avons expliqué le principe de fonctionnement des VCSELs et la condition nécessaire d'oscillation laser, nous avons également précisé les matériaux utilisés dans les VCSELs et le principe de fonctionnement des miroirs de Bragg. Puis nous avons décrit l'équation permettant de déterminer les niveaux d'énergies dans les puits quantiques. Enfin, nous avons terminé cette partie en donnant quelques applications des VCSELs.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés aux comportements dynamiques intrinsèque et extrinsèque des VCSELs. Dans un premier lieu, nous avons montré que le laser présent, en l'absence de modulation de pertes, des oscillations de relaxations proportionnelles au courant d'injection. Nous avons aussi montré que la fréquence de relaxation augment en augmentant le courant d'injection.

Dans un deuxième lieu, nous avons étudié le comportement du laser soumis à l'effet de modulation sinusoïdale du coefficient des pertes. Les simulations numériques montrent que le laser présent des oscillations non amorties en variant les paramètres de modulation des pertes. Nous avons montré aussi que pour une certaine valeur de profondeur de modulation le processus de pulsation comporte deux composantes : une à base fréquence et l'autre à haute fréquence.

Pour un courant d'injection faible et pour une fréquence de modulation inférieure ou égale à la fréquence de relaxation, les résultats montrent clairement que le rayonnement est réalisé sous forme de séries de picots amortis. La fréquence de répétition de ces séries est égale à la fréquence de modulation. Lorsque la fréquence de modulation est égale à 10 fois la fréquence des oscillations propres l'amplitude de la pulsation est grande.

Enfin nous souhaitons une poursuite de recherche dans ce domaine tout en prenant le cas spatio-temporel.

Référence bibliographique

Références bibliographiques

- [1] physique des semi-conducteurs II par Marc Haelterman Université libre de Bruxelles 1998.
- [2] J. P. van der Zeil, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, Laser.
- [3] Soda, H., Iga., Kitahara, C., Suematsu, Y., GaInAsP/In surface emitting laser, Vol.18. Jpn.J. App. Phys, pp.2329-2330,1979.
- [4]K.Iga, S. Koyama, S. Kinochita, Surface emitting semi-conducteur laser, Vol.23. IEEE J. Quantum Electron, pp.1845-1855,1988.
- [5]H.MATHIEU. Tome I « physique des semi-conducteurs et des composants électriques.
- [6] H. Mathieu et H. fanet, Physique des semi-conducteurs et des composants électriques, Dunod, (2009) 830.
- [7] Holonyek, N.,Kolbas, R.M., Dupnis, R.M., Dakus, P. D., Vol.16. IEEE J. Quantum Electron, p.170, 1980.
- [8] Rosencher.E., Borge, V., Optoélectronique. Edition Masson, Paris, pp. 128-472-522, 1998.
- [9]Cédric Amat., Technologie et caractérisation de VCSELs à détection intégrée pour applications aux communications optiques et à l'instrumentation, France, pp.9. 2007.
- [10] Igak. K., Vertical-cavity Surface-Emitting Laser Devices., Springer, 2003.
- [11] Technique de l'ingénieur.
- [12] Adel Bousseksou. Dispositifs semi-conducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μm . Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007.Français.
- [13] Eric HAVARD, Contribution à l'étude de l'injection électrique dans les VCSEL de grandes dimensions, délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier.
- [14]Thèse « La réinjection optique dans un laser VCSEL en tant que la détection et l'asservissement de distance en microscopie à sonde locale ».2008.

- [15] A. Karim, S. Bjorlin, J. Piprek et J. Bowers, « Long-wavelength vertical-cavity lasers and amplifiers», IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 6, no. 6, p. 1244–1253, 2000.
- [16] G. ALMUNEAU, Étude et réalisation de lasers à cavité verticale à 1.55- μm sur GaSb. Thèse doctorat, Université de Montpellier II, 1998.
- [17] Guilhem ALMUNEAU., étude et réalisation de lasers à cavité à 1,55 μm .sur GASB., France., pp.16. 2014.
- [18] Levallois, C., étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1.55 μm , France, pp.19-23,2003.
- [19] P. R. Claisse, W. Jiang, P. A. Kiely, B. Gable et B. Koonse, ' Single high order mode VCSEL ', Electronics Letters, vol. 34, no. 7, p. 681–2, 1998.
- [20] R.FARCY « Application des lasers, principe optique avec problèmes commentés.
- [21] Delsart, C., Lasers et optique non linéaire., Ellipses édition Marketing S.A., paris., pp40, 2008.
- [22] C. Cole, D. Allouche, F.Flens, B. Huebner, and T. Nguyen., 100GBE Optical lan technologies, Finisar Corp., 45 pp.12-19., IEEE Applications& Practice Décembre 2007 Vol.
- [23] Jim Tatum., VCSEL proliferation. Prceedings of SPIE Vol.6484 (Feb.7, 2007).
- [24] Rissons.A., Caractérisation et modélisation optoélectrique de diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)., pp.70-71-72-73-74-75., 2003.
- [25] Perchoux. J., caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs(AIGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons optohyfréquences. pp22-63,2005.
- [26] S.Bieulasski, S.forget, S.Randoux, les lasers cours et exercice corrigés 3^e édition Dunod,Paris,2003.

Résumé

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier le comportement dynamique des lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) à pertes modulées.

Il comporte deux parties : La première partie est une généralité sur les lasers à semi-conducteurs. La deuxième partie est consacrée à l'étude de l'influence du courant d'injection et des paramètres physiques de modulation du coefficient des pertes, à savoir la profondeur de modulation et la fréquence de modulation, sur l'évolution temporelle de population d'électrons et de photons du laser. Le système est décrit par deux équations dynamiques décrivant la variation de population d'électrons et de photons dans la cavité. Il est résolu numériquement par la méthode itérative de Rung-Kutta d'ordre 4.

Mots clés: lasers à semi-conducteurs, VCSEL, équations de bilan, modulation des pertes, comportement périodique, série de picots.