

Etude théorique des fonctions optiques à base de SOA considérées

Introduction

Ce chapitre est dédié principalement à la simulation des fonctions optiques à base de SOA que nous avons étudiées au laboratoire. Cette démarche a pour objectif de comprendre leur fonctionnement et de prévoir théoriquement leurs performances dans un environnement système.

L'utilisation des amplificateurs à semi-conducteurs a été motivée par leurs nombreuses qualités optiques dans les systèmes de télécommunications¹³¹ à savoir une faible dimension (capacité d'intégration), des gains d'amplification importants (>30 dB en module) et une faible sensibilité à la polarisation (0,5 dB entre les deux axes de polarisation).

Les deux fonctions optiques que nous avons étudiées sont : le NOLM¹³² et le Double-Etage de SOA, fonctionnant toutes deux sur le principe de la modulation du gain dans les SOA (le fonctionnement détaillé du NOLM-SOA est présenté dans la partie 2.2 du chapitre 3 et celui du double étage de SOA, dans la partie 3.1 du chapitre 3).

La simulation de ces fonctions optiques passe par l'étude détaillée des SOA aussi bien à l'échelle du composant que dans un environnement système. Pour cela, il est important de dégager les paramètres utiles au fonctionnement des régénérateurs. C'est à dire la caractéristique statique du gain (en fonction de la puissance optique injectée), la dynamique de recombinaison des porteurs, et la génération d'émission spontanée amplifiée.

Nous utiliserons un modèle simple permettant une approche qualitative de la modulation du gain dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Afin de valider les résultats obtenus, ce modèle sera comparé à un modèle plus complet basé sur une approche quantitative des phénomènes physiques mis en jeu.

La modélisation du NOLM sera obtenue en intégrant le modèle des SOA dans celui de l'interféromètre à boucle de Sagnac¹³³.

La modélisation du double étage découle directement de celle des SOA. Son originalité est basée sur deux compressions successives et « synchrones » du gain dans le SOA, afin d'améliorer sensiblement le taux d'extinction du signal de sortie¹³⁴.

L'outil de simulation en place, nous tenterons de comprendre le fonctionnement du NOLM et le transfert du bruit dans les fonctions optiques non-linéaires (NOLM et Double Etage de SOA). Ensuite, nous pourrons passer à la caractérisation des propriétés propres à chaque fonction permettant d'améliorer le signal optique via une réduction du bruit sur les données et / ou une augmentation du taux d'extinction du signal.

Nous allons particulièrement nous intéresser au potentiel du NOLM en configuration « réflexion ». Cette configuration¹³⁵ n'a jamais été réellement exploitée à notre connaissance pour des applications de régénération du signal. Nous pourrons alors évaluer les qualités de

régénération du NOLM en « réflexion » et les comparer à la configuration classique du NOLM fonctionnant en « transmission ».

1 Modélisation statique et dynamique du gain des SOA

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des structures du type « laser Fabry-Perot » dont les faces clivées ont été traitées anti-reflet pour minimiser les réflexions de la cavité et favoriser l'élargissement homogène de la raie laser.

En régime statique, ces amplificateurs optiques à semi-conducteurs possèdent un seuil d'amplification très bas et une puissance de saturation du gain qui dépend principalement de la puissance optique injectée dans la zone active. Au-delà de cette puissance optique en entrée, le SOA est en régime de gain saturé ce qui lui confère un comportement non-linéaire en transmission.

Contrairement aux amplificateurs à base d'ions de terres rares (comme les amplificateurs à fibre dopée erbium dans les systèmes de télécommunications optiques), à très haut débit, les SOA vont générer des distorsions sur le signal en régime d'amplification linéaire¹³⁶.

Néanmoins, la dynamique rapide du gain dans les SOA permet de réaliser des fonctions optiques pour le traitement tout-optique du signal, basées principalement sur la modulation du gain et sur la modulation de la phase, par injection d'une pompe optique saturante (modulation croisée) ou en auto-saturation (configuration qui n'a pas été étudiée lors de la thèse).

Notre travail s'est appuyée sur des modèles déjà existants. Les conditions d'étude que nous avons souhaité prendre en compte sont les suivantes :

- L'amplificateur est non résonnant (traitement antireflet parfait tel que $r = 0$) et sans pertes ($\alpha_{\text{int}} = 0$).
- Fonctionnement en régime de modulation croisée du gain. La pompe module le gain que va subir la sonde (pompe / sonde).
- On néglige les processus d'intermodulation des porteuses pouvant entraîner du mélange à quatre ondes.
- Le temps de recombinaison du gain (lié au temps de recombinaison des porteurs de charge τ_e) est compatible avec les transmissions supérieures à 10 Gbit/s (i.e., τ_e nettement inférieur à 100 ps dans les conditions normales d'utilisation).

1.1 Les équations fondamentales du gain dans les SOA

Il semble important d'introduire les grandeurs caractéristiques utilisées dans le modèle et de justifier les conditions de l'étude.

Tout d'abord nous pouvons introduire le gain matériau linéique du SOA : g_{mat}

Ce paramètre va dépendre principalement de la densité des porteurs de charge dans la zone active : N

La densité de porteurs de charge est déterminée par le courant de polarisation du SOA et la puissance optique injectée dans la zone active.

Le facteur de confinement Γ correspond à la fraction du champ incident injecté dans la zone active ($\Gamma \approx 0,5$ dans les structures de type « bulk »).

Nous définissons alors le coefficient d'amplification linéique comme le gain matériau réel (qui va dépendre de la forme du mode transverse injecté) :

$$g = \Gamma \cdot g_{mat} \quad (3.1)$$

Ce coefficient rend compte de la structure microscopique de l'amplificateur optique.

Nous pouvons aussi définir le gain de l'amplificateur qui va traduire l'amplification :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (3.2)$$

En ce qui concerne l'aspect dynamique du gain, nous considérons un système à deux niveaux qui permet de ne pas prendre en compte les relaxations intra-bandes¹³⁷ (typiquement de l'ordre de 0,8 ps).

Les temps de vie des niveaux sont associés aux recombinaisons radiatives¹³⁸ (inter-bandes) directement liées à l'évolution de la densité de porteurs.

Nous ne prenons pas en compte dans le modèle les temps de vie des recombinaisons non radiatives beaucoup plus lentes et sans effet sur la dynamique du gain à très haut débit de modulation.

Pour ce système à deux niveaux, nous distinguons le taux de pompage (taux d'injection de courant I) et les taux de recombinaisons spontanées et stimulées qui vont dépendre de la puissance optique injectée P_{in} .

Nous ne tenons pas compte du profil parabolique du gain dans les SOA en fonction de la longueur d'onde. Nous considérons que le gain est constant dans la zone spectrale d'étude.

1.1.1 A l'échelle du composant

Le processus d'amplification passe par l'expression locale du coefficient d'amplification $g(z, \tau)$ pour z , la distance dans la zone active du SOA et τ le temps réduit (notation déjà introduite dans le chapitre 2 qui exprime le temps dans le référentiel de l'impulsion).

La puissance optique peut s'exprimer localement par l'équation (3.3)

$$\frac{\partial P(z, \tau)}{\partial z} = g(z, \tau) \cdot P(z, \tau) \quad (3.3)$$

Nous exprimons alors le coefficient d'amplification local à partir de l'évolution spatio-temporelle des porteurs de charge dans la structure semi-conductrice. Au-delà de la transparence (densité de porteurs N_0 à la transparence, état pour lequel gain et absorption intrinsèques du matériau sont nuls), les porteurs de charge disponibles vont déterminer le gain par le biais du coefficient de gain différentiel a :

$$g(N) = a(N - N_0) \quad (3.4)$$

Soit N , la densité de porteurs de charge comme une fonction de z et τ

Le gain petit signal (pour une puissance optique en entrée de l'amplificateur quasi nulle) est alors donné par $g_0 = aN_{ss}$ avec N_{ss} la densité de porteurs en régime petit signal (avec $N_{ss} \gg N_0$).

a) Le régime dynamique

Nous exprimons ensuite l'équation d'évolution temporelle de la densité de porteurs dans le SOA donné par Agrawal¹³⁹ :

$$\frac{\partial N(z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_e} - \frac{P_{in}(z, \tau)}{h\nu \cdot A_{eff}} \cdot g[N(z, \tau)] \quad (3.5)$$

avec V le volume de la zone active, A_{eff} le diamètre du mode, q la charge de l'électron, h la constante de Planck, ν la fréquence du champ incident et P_{in} sa puissance optique.

On injecte dans l'équation (3.5) l'expression de la densité de porteurs obtenue à partir de l'équation (3.4).

Nous posons $E_{SAT} = \frac{h\nu \cdot A_{eff}}{a}$ qui représente l'énergie de saturation « optique » du gain dans le SOA au delà de laquelle le SOA se trouve en régime de compression de gain.

Nous posons également $g_0 = a \cdot N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right)$ qui représente le gain « petit signal » ou « non saturé », avec $I_0 = \frac{qV}{\tau_e} \cdot N_0$ le courant à la transparence.

Nous obtenons l'expression de l'équation différentielle sur le coefficient d'amplification qui va nous permettre de traduire l'évolution temporelle du gain dans le SOA:

$$\frac{\partial g(z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{g_0 - g(z, \tau)}{\tau_e} - \frac{P_{in}(z, \tau)}{E_{SAT}} \cdot g(z, \tau) \quad (3.6)$$

b) Le régime statique

En posant $\tau = 0$ dans l'équation (3.6) et en introduisant la puissance optique de saturation $P_{SAT} = \frac{E_{SAT}}{\tau_e}$, l'équation(3.6) devient l'équation de la saturation du coefficient d'amplification en régime « petit signal » (3.7) :

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{in}}{P_{SAT}}} \quad (3.7)$$

Toutes ces équations devront être intégrées sur toute la longueur de la zone active afin que les résultats théoriques puissent être comparés aux grandeurs physiques mesurables telles que le gain optique et la puissance optique.

Dans la suite du chapitre, nous allons essayer de faire correspondre aux grandeurs microscopiques utilisées pour l'expression rigoureuse des phénomènes physiques dans les SOA, des grandeurs macroscopiques accessibles à la mesure.

L'intégration du coefficient d'amplification microscopique g sur la longueur de la zone active du SOA va nous donner l'expression du gain G .

1.1.2 A l'échelle de l'opérateur

Nous définissons tout d'abord la coefficient d'amplification intégré en z : $h(\tau) = \int_0^L g(z, \tau).dz$

On intègre l'équation (3.3) sur z , ce qui nous donne :

$$\int_0^L \frac{\partial P(z, \tau)}{P(z, \tau)} = \int_0^L g(z, \tau).dz \quad \Leftrightarrow \quad \ln(P_{z=L}(\tau)) - \ln(P_{z=0}(\tau)) = h(\tau)$$

Alors $G(\tau) = \exp(h(\tau))$ permet d'avoir la relation entre le coefficient de gain intégré sur la longueur de la zone active du SOA et le gain « mesurable » dans le SOA :

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \cdot \exp(h(\tau)) \quad (3.8)$$

Le gain petit signal local est une constante sur toute la longueur du SOA, on a donc la relation :

$$G_0 = \exp(g_0 \cdot L)$$

L'équation (3.6) peut être modifiée à partir de l'équation (3.3) en remplaçant $g(z, \tau) \cdot P(z, \tau)$ par $\partial P(z, \tau) / \partial z$.

En intégrant en z , tel que $\int_0^L \frac{\partial P(z, \tau)}{\partial z} dz = P_{out}(\tau) - P_{in}(\tau) = P_{in}(\tau) [\exp(h(\tau)) - 1]$, on obtient l'équation (3.9) :

$$\frac{\partial h(\tau)}{\partial z} = \frac{g_0 \cdot L - h(\tau)}{\tau_e} - \frac{P_{in}(\tau)}{E_{sat}} [\exp(h(\tau)) - 1] \quad (3.9)$$

La résolution de l'équation différentielle du premier ordre (3.9) par la méthode numérique de Runge-Kutta permet d'obtenir l'expression de $h(\tau)$ et donc de $G(\tau)$. L'énergie du signal saturant le gain est l'intégrale de l'enveloppe des impulsions de pompe.

Le taux de compression dynamique pourra correspondre au taux de compression statique dans le cas où les impulsions de pompe sont suffisamment longues.

La recombinaison du gain est régie par la recombinaison des porteurs de charge présents dans la zone active du semi-conducteurs¹⁴⁰.

Nous allons distinguer deux types de recombinaisons :

La première est dite spontanée, c'est à dire qu'elle a lieu lorsque l'on injecte un courant dans le SOA en l'absence de puissance optique incidente et correspond à la recombinaison d'une paire électron / trou (via différents processus physiques propres à la théorie des semi-conducteurs). Ce terme de recombinaison des porteurs est exprimé dans τ_e et se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{1}{\tau_e} = f(N) = A + B \cdot N + C \cdot N^2 \quad (3.10)$$

A est le terme de recombinaisons non radiative sur centres profonds, B le terme de recombinaisons radiatives et C le terme de recombinaisons Auger¹⁴¹.

La seconde correspond à la présence d'un champ optique dans la zone active du SOA, c'est pourquoi elle est dite stimulée. En reprenant l'équation d'évolution dynamique des porteurs de charge (3.5), on peut exprimer ce terme de recombinaison supplémentaire :

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = \frac{I}{qV} - N \cdot \left[\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{stim}} \right] \quad (3.11)$$

Combiné à la relation (3.4), on exprime la recombinaison stimulée ainsi :

$$\frac{1}{\tau_{stim}} = \frac{a \cdot P_{in}}{h \cdot \nu \cdot A_{eff}} - \frac{a \cdot N_0 \cdot P_{in}}{N \cdot h \cdot \nu \cdot A_{eff}} \quad (3.12)$$

Nous pouvons ainsi exprimer simplement la dynamique de recombinaison des porteurs via le taux de recombinaison effectif :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{stim}} \quad (3.13)$$

Les figures suivantes simulent le comportement du taux de recombinaison effectif des porteurs pour les différents fonctionnements du SOA. Toutes les grandeurs utilisées dans le modèle sont récapitulées dans le Tableau 1 :

La Figure 54 donne le taux de recombinaison spontanée. Cette courbe permet d'avoir un ordre de grandeur de la vitesse de recombinaison des porteurs en régime statique (0,5 ns à 300 mA).

Le courant injecté peut aussi être exprimé par la densité de porteurs de charge (densité de courant) dans la zone active du SOA.

La Figure 55 nous montre bien que lorsque l'on injecte un champ optique dans le SOA, on accélère considérablement le taux de recombinaison stimulé des porteurs de charge. Cette simulation nous montre qu'à partir de -20 dBm optique, le taux de recombinaison stimulée devient prépondérant, et plus on aura de puissance optique et plus le temps de recombinaison sera petit. Pour une puissance de $+20$ dBm, le taux de recombinaison est de l'ordre de la dizaine de picosecondes.

Dans ces conditions, si notre objectif est de réaliser des modulations rapides, compatibles avec des transmissions à très haut débit (au delà de 10 Gbit/s), la solution pour recombiner plus rapidement et de manière régulière est l'injection dans la zone active d'une sonde de maintien^{142,143}.

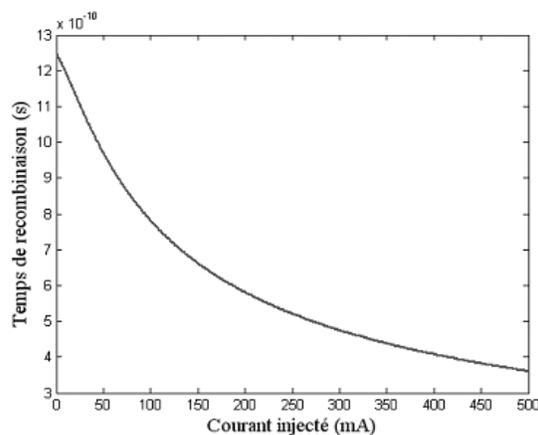


Figure 54 : Recombinaisons spontanées des porteurs de charge pour différents courants de polarisation du SOA

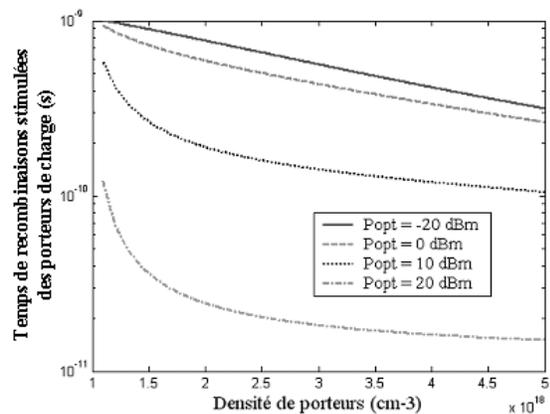


Figure 55 : Recombinaisons des porteurs accélérées par la présence d'un champ optique injecté

Cette approche physique nous permet de comprendre les mécanismes de recombinaisons des porteurs de charge et par conséquent, du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs. La dynamique du gain est régie par cette recombinaison des porteurs, ce qui sera un facteur limitatif pour les applications de télécommunications à très haut débit.

Pour le reste de la modélisation, nous allons considérer le SOA en fort régime de saturation du gain. Ainsi, nous pouvons considérer un taux de recombinaisons de l'ordre de la dizaine de picosecondes pour nos applications en régime dynamique sachant que nous ne tenons compte que de la puissance optique du signal modulant.

En configuration pompe / sonde, la puissance optique continue injectée dans le SOA doit être suffisante pour pouvoir appliquer cette approximation.

La Figure 56 montre les résultats de simulation du temps de recombinaisons effectifs des porteurs en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA.

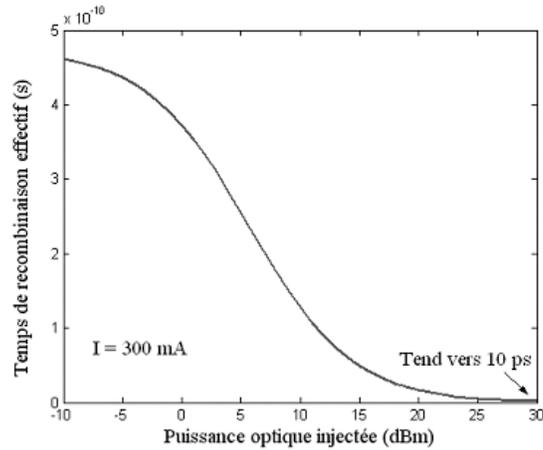


Figure 56 : Recombinaison des porteurs en fonction de la Puissance optique pour une densité de porteurs de $3,6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (correspond à un courant de 300 mA)

Ainsi, la modélisation de la dynamique du gain peut se résoudre de la façon suivante. L'exponentielle de l'équation (3.9) prise en régime stationnaire donne l'équation implicite (3.14).

$$G(z) = G_0 \cdot \exp \left[(1 - G(z)) \cdot \frac{P_{in}}{P_{SAT}} \right] \quad (3.14)$$

Cette équation permet d'obtenir la courbe de gain saturé du SOA en régime statique dont un exemple est présenté sur la Figure 57. Elle permet aussi de mettre en évidence la saturation du gain pour des fortes puissance de pompe injectées dans le SOA.

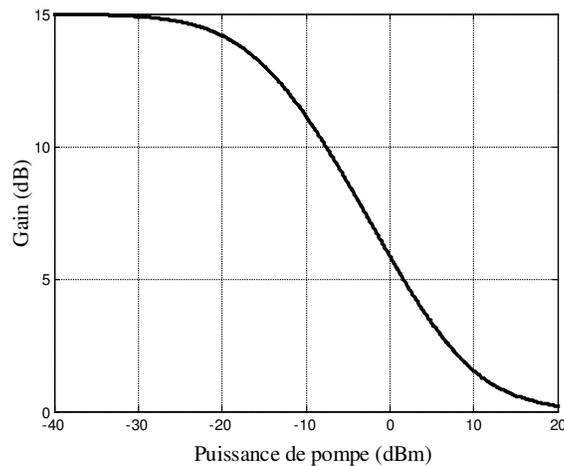


Figure 57 : Courbe de saturation du gain du SOA en régime statique

Le gain petit signal est de 15 dB, une puissance de saturation de -12 dBm pour un courant de polarisation de 300 mA. Grâce à cette expression statique on peut retrouver la valeur de P_{SAT} à partir de la puissance de pompe nécessaire à la compression de gain de 3dB. Nous pouvons alors nous baser sur des valeurs expérimentales et appliquer le modèle à tout type de SOA.

$$P_{3dB} = \frac{2 \cdot \ln 2 \cdot P_{SAT}}{G_0 - 2} \quad (3.15)$$

Nous nous plaçons alors volontairement dans le cadre d'une modulation du gain essentiellement régie par la modulation de la lumière saturante (pompe). Ces hypothèses vont considérablement faciliter l'étude théorique des SOA et par conséquent les simulations des fonctions optiques à base de SOA.

Nous avons par ailleurs choisi d'étudier la réponse en gain d'un SOA soumis à des impulsions saturantes relativement longues. Pour prendre un ordre de grandeur, les SOA utilisés possèdent à 300 mA des temps de recombinaison de l'ordre de la vingtaine de picosecondes. Les durées des impulsions du signal de pompe sont supérieures à 20 ps, compatibles avec les modulations NRZ ou RZ à 10 Gbit/s.

Nous n'avons pas étudié au cours de ces travaux des modulations du gain à des débits supérieurs.

Connaissant le format des données en entrée du SOA (pompe), le gain petit signal G_0 et la puissance de saturation à 3 dB pour un signal de sonde choisi en entrée (environ -10 dBm pour toutes les simulations et expériences), nous pouvons déterminer la puissance de saturation dans le SOA nécessaire à la modélisation du taux de compression dynamique des SOA.

La Figure 58 présente la réponse du gain du SOA (*b*) modulé par un signal RZ de largeur à mi-hauteur de 50 ps (*a*), sous la forme de diagrammes de l'œil. Il suffit de rentrer les bonnes puissances de pompe pour obtenir le taux d'extinction souhaité du signal en sortie du SOA. Pour la simulation, le taux de compression du gain obtenu est de 8 dB.

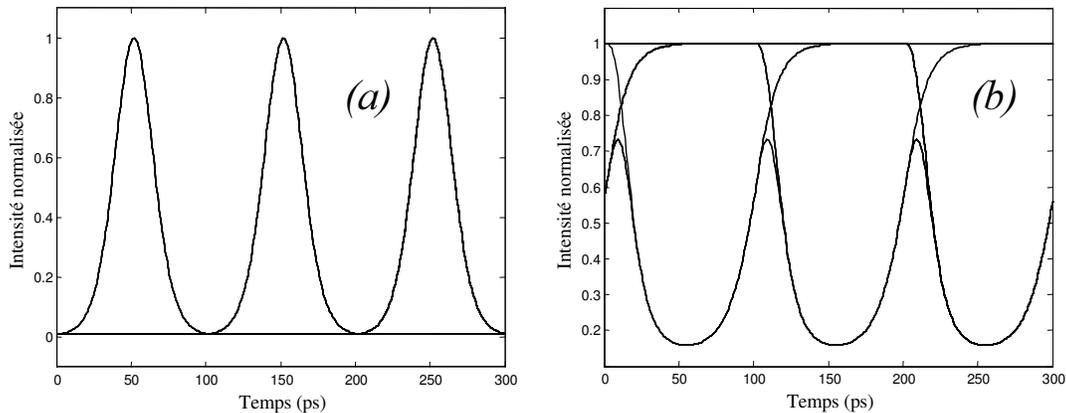


Figure 58 : Simulation de la modulation du gain dans un SOA (*b*) par un signal RZ à 10 Gbit/s (*a*)

La puissance crête des impulsions (largeurs de 50 ps) est de -20 dBm, la puissance de saturation du gain par la pompe est de -10 dBm, l'énergie de saturation est de 10 fJ, le temps de recombinaison des porteurs est de 10 ps.

Les grandeurs physiques utilisées dans la modélisation sont récapitulées dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Grandeurs physiques utilisées pour la modélisation du SOA

Longueur d'onde :	$\lambda = 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Largeur / hauteur de la zone active	$w/d = 0,5 \cdot 10^{-6}$
Aire effective du SOA :	$A_{eff} = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$
Longueur communément utilisée :	$L = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Facteur de confinement :	$\Gamma = 0,8$
Coefficient de gain :	$a = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Densité de porteurs à la transparence :	$N_0 = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Coefficient de recombinaison Non Radiative	$A = 8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de recombinaison Radiative	$B = 1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
Coefficient de recombinaison Auger	$C = 7 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
Temps de recombinaison spontané	$\tau_e \approx 0,5 \text{ ns}$

1.1.3 Validation du modèle de gain des SOA

Le modèle que nous avons utilisé est un modèle simple au regard des processus physiques pris en compte pour son élaboration.

Une modélisation plus rigoureuse du gain dans les SOA fait l'objet de travaux au sein du laboratoire¹⁴⁴. Il inclut notamment la contribution de l'émission spontanée amplifiée (co et contra-proagative dans la zone active) ainsi que tous les termes de recombinaison et relaxation des porteurs de charge.

Ce modèle permet l'étude rigoureuse de la compression du gain et principalement par des impulsions optiques saturantes très courtes (de l'ordre de quelques picosecondes de largeur temporelle). Il permet une approche quantitative de la modulation du gain dans les SOA.

Pour poursuivre notre étude en régime de compression du gain par des signaux RZ à 10 Gbit/s (correspond à des impulsions de largeur temporelle de 50 ps environ), nous avons comparé les résultats obtenus avec notre modèle simple avec ceux obtenus avec le modèle complet. Les résultats sont présentés sur la Figure 59.

Les simulations sont obtenues pour une puissance de pompe de -10 dBm et une puissance de sonde également de -10 dBm, un courant de polarisation de 270 mA et une énergie de saturation (U_{sat}) de 0,007 pJ.

L'impulsion saturante est du type sécante hyperbolique et possède une durée de 50 ps à mi-hauteur.

Les résultats montrent bien que pour ce type d'impulsion de pompe (du même ordre de grandeur temporelle que les signaux que nous allons utiliser par la suite), les deux modèles

donnent des résultats équivalents en ce qui concerne le taux de compression du gain et surtout sur l'évolution de la recombinaison du gain.

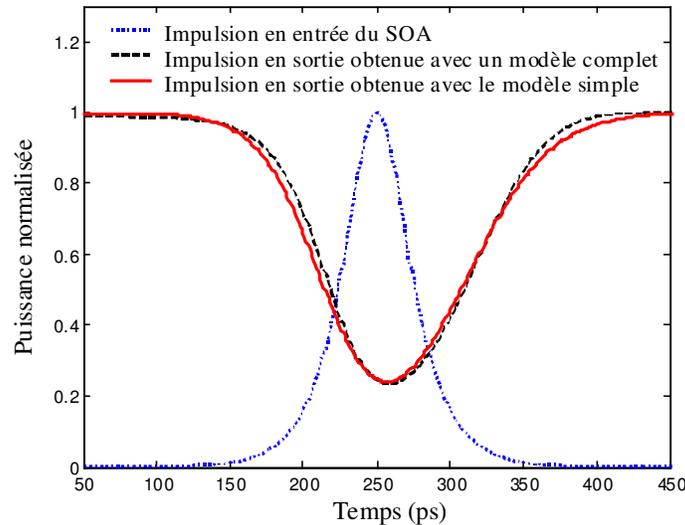


Figure 59 : Validation du modèle de dynamique du gain dans les SOA que nous avons utilisé par comparaison avec un modèle complet

1.2 Généralités sur la mesure du bruit d'émission spontanée

Nous allons nous intéresser dans cette partie à définir le bruit optique dans les amplificateurs optiques et plus particulièrement dans les SOA.

Nous allons rappeler quelques éléments de théorie des signaux pour distinguer signal utile et bruit optique.

Nous reviendrons sur l'origine physique des différents bruits mis en jeu lors de la détection des signaux.

Nous précisons les conditions expérimentales utilisées dans les systèmes de télécommunications¹⁴⁵ pour limiter l'influence du bruit sur la mesure du signal portant l'information¹⁴⁶.

Nous étudierons le bruit des amplificateurs optiques et particulièrement celui des SOA (en régimes statique et dynamique).

1.2.1 Théorie des signaux

On peut prendre une approche mathématique pour distinguer les deux types de signaux qui entrent dans le cadre de notre étude, à savoir le signal d'information et le bruit optique qui lui est associé dans un système de télécommunications optiques.

Les signaux à énergie finie, qui sont physiquement réalisables (le signal optique portant l'information).

Les signaux à puissance moyenne finie (PMF), qui permettent de modéliser correctement les signaux constants, périodiques et aléatoires. Pour cela, il faut considérer que le bruit est indépendant de la fréquence (définition du bruit blanc). En première approximation tout processus aléatoire stationnaire peut être considéré comme un processus gaussien. Ainsi, les bruits que nous allons rencontrer seront parfaitement déterminés par leur valeur moyenne et leur variance. Cette simplification permet de traiter le bruit indépendamment de son origine physique.

Ces deux types de signaux sont de la classe L^2 et ils possèdent une transformée de Fourier. Dans ces conditions, on peut appliquer le théorème de Parseval :

$$\int_{\mathbb{R}} |P_{opt}(t)|^2 dt = \int_{\mathbb{R}} |\hat{P}_{opt}(f)|^2 df = \int_{\mathbb{R}} S_{opt}(f) df \quad (3.16)$$

S_{opt} étant la Densité Spectrale d'Énergie et $P_{opt}(t)$ la puissance optique instantanée.

et le théorème de Wiener-Khintchine :

$$\text{fonction d'auto / inter-corrélation du signal en intensité} = TF \{ \text{Densité Spectrale} \} \quad (3.17)$$

Dans un premier temps, une approche physique du théorème de Parseval nous dit que l'on a accès à la puissance optique du signal aussi bien par sa représentation temporelle que par sa représentation fréquentielle. Cette remarque nous permet de mesurer la puissance des signaux par mesure directe (photodétecteur) ou bien avec un analyseur de spectre optique.

Le théorème de Wiener-Khintchine nous dit que la fonction d'intercorrélation du signal avec une fonction d'appareil (typiquement celle d'un analyseur de spectre optique) donne directement accès à la densité spectrale du signal si la fonction de transfert de l'appareil est constante sur la gamme de fréquence considérée.

a) La détection quadratique

De manière générale, les signaux peuvent être mesurés par détection directe aussi appelée détection quadratique. La puissance électrique mesurée aux bornes de la photodiode s'exprime :

$$P_{elec} = R_c \cdot I_{tot}^2 = R_c \cdot (I_p + \Delta I_{electrique})^2$$

Soit R_c la résistance de charge du photo-détecteur, I_p est le photocourant et $\Delta I_{electrique}$, la composante de bruit électrique qui s'ajoute au photocourant. Cette dernière est constituée des principaux bruits pris en compte dans les photo-détecteurs, à savoir le bruit de grenaille et le bruit thermique (on pourra se reporter au Tableau 2).

Le terme quadratique signifie que la puissance électrique est proportionnelle au carré de la puissance optique.

Le photocourant est proportionnel à la puissance optique moyennée dans le temps (\bar{P}_{opt}), sur le détecteur:

$$I_p = R \cdot \bar{P}_{opt} \quad (3.18)$$

R est la fonction de réponse du photo-détecteur avec son expression la plus simple :

$$R = \eta \cdot \frac{q}{h\nu} = \frac{\eta \cdot \lambda}{1,24}$$

Cette grandeur est directement liée au rendement quantique η du photo-détecteur, λ correspond à la longueur d'onde des photons.

Nous pouvons maintenant nous intéresser à la puissance du signal optique qui est composé, du signal portant l'information et de bruits d'origines diverses, récapitulées dans le Tableau 2 .

En ce qui concerne les bruits optiques, on peut globalement présenter le RIN comme un bruit intrinsèque au laser dont l'amplitude dépend de la fréquence du laser. Il est donc indissociable du signal.

Par contre, le bruit d'émission spontanée amplifiée peut-être vu comme un bruit additif au signal en champ possédant une statistique gaussienne. Son origine est principalement due à la présence d'amplificateurs optiques dans le système.

Tableau 2 : Récapitulatif des bruits rencontrés lors de la détection optique

Nom	Domaine	Origine physique	Expression des densités spectrales de bruit
Bruit thermique (bruit de Johnson) : σ_s^2	Electronique	Agitation moléculaire des porteurs de charge due à la température (statistique gaussienne en première approximation). Bruit présent dans tout matériau résistif traversé par un courant.	$S_T = \frac{4 \cdot k_B \cdot T}{R_L}$ <p>k_B = Constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$) R_L = Résistance de charge du photodétecteur T = la température (K)</p>
Bruit de grenaille (Shot noise) : σ_g^2	Electronique	Processus aléatoire lié à la fluctuation du nombre de porteurs de charges (statistique gaussienne en première approximation). Bruit possédant une statistique de poisson pour $\langle N \rangle < 10$, qui peut être approximée à une statistique gaussienne pour $\langle N \rangle > 100$ (formule de Stirling).	$S_G = 2 \cdot q \cdot (I_d + I_{obs})$ <p>I_p = Photocourant I_{obs} = Courant d'obscurité du photorecepteur q = Charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) N = nombre d'évènements (photons détectés)</p>
R.I.N. (pour « Relative Intensity Noise » bruit d'intensité)	Optique	Fluctuation des processus de génération des photons en fonction de la fréquence.	$RIN(\nu) = \frac{\langle \Delta P_{opt}^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2}$
Bruit d'Emission Spontanée Amplifiée	Optique	Fluctuation de l'énergie des photons non stimulés dans le processus de génération de lumière (dans tout milieu amplificateur). Statistique gaussienne du champ en première approximation.	$S_{ASE} = 2 \cdot (G - 1) \cdot n_{sp} \cdot h\nu$ <p>G = Gain (facteur d'amplification) n_{sp} = Facteur d'émission spontanée</p>

En ce qui concerne les bruits électriques, le bruit thermique est intrinsèque au détecteur et ne va dépendre que de la température. Il peut ainsi être distingué du courant d'obscurité, qui va lui dépendre de la nature du détecteur utilisé.

En ce qui concerne le bruit de grenaille, il ne va dépendre que de la puissance optique détectée (proportionnel au photo-courant).

b) Détection en présence d'amplificateurs optiques

Cette partie va figer le contexte d'étude afin de minimiser le bruit devant le signal pour réaliser des mesures de bonne qualité et bien sûr pouvoir les comparer à la théorie.

Pour ce faire, on considère un système composé d'un signal d'information à détecter dans une bande de fréquence B , d'un amplificateur de gain G , d'un filtre optique de bande passante B_0 et d'un photo-détecteur de bande passante électrique Δf .

Les bruits électriques :

Pour minimiser la contribution du bruit thermique il faut faire fonctionner le photo-détecteur avec une forte puissance incidente. Le fait de placer un pré-amplificateur dans le récepteur permet de rendre le bruit de grenaille dominant par rapport au bruit thermique, nous avons dans ces conditions $\sigma_g \gg \sigma_s$.

Les bruits optiques :

Pour des puissances laser suffisantes à l'émission, nous pouvons facilement nous affranchir de la contribution du RIN pour notre application.

Par contre, l'émission spontanée amplifiée apportée par l'amplificateur pourra être minimisée en faisant fonctionner ce dernier dans de bonnes conditions.

Tout d'abord, il faut rappeler que le bruit des amplificateurs peut être représenté par un processus gaussien centré, de densité spectrale de puissance bilatérale (autour de la fréquence de la porteuse) pouvant être considérée comme constante et notée S_{ASE} . La puissance d'ESA après filtrage est notée $P_{ASE} = S_{ASE} \cdot B_0$ pour chaque état de polarisation.

En sortie de l'amplificateur, on considère le champ $E_s = \sqrt{G} \cdot E_E$ pour E_E le champ en entrée.

Le bruit d'ESA est additif au signal utile et est noté E_{Bruit} .

La détection quadratique va générer dans le photo-détecteur un battement résultant de l'interférence entre les différentes composantes optiques détectées:

$$I_p \rightarrow R \cdot \left[\underbrace{E_s \cdot E_s^*}_{\text{Battement spontané / spontané}} + \underbrace{E_{Bruit} \cdot E_{Bruit}^*}_{\text{Battement spontané / spontané}} + \underbrace{2 \cdot \sqrt{|E_s|^2 \cdot |E_{Bruit}|^2} \cdot \cos \Omega(t)}_{\text{Battement signal / spontané}} \right]$$

avec $\Omega(t) = [\omega_s - \omega_{Bruit}] \times t$.

Nous distinguons bien deux composantes de bruit détectées à savoir le battement spontané / spontané et le battement signal / spontané.

Par définition, la phase du bruit est parfaitement aléatoire, c'est à dire qu'en puissance optique moyenne dans le temps, on a :

$$\langle I_p \rangle = P_s + P_{ASE} + \langle I_{\text{battement signal / spontané}} \rangle \text{ avec } \langle I_{\text{battement signal / spontané}} \rangle = 0$$

Remarque : Si le détecteur est suffisamment rapide, le battement signal / spontané pourra être mesuré et rendra possible la mesure de facteur Q du signal.

Toutes les composantes de bruit étant décorrélées, nous pouvons ajouter les variances de chaque distribution pour obtenir la variance du bruit total après photo-détection :

$$\sigma_{totale}^2 = \sigma_{elec}^2 + \sigma_{opt}^2 = \sigma_t^2 + \sigma_g^2 + \sigma_{sp/sp}^2 + \sigma_{s/sp}^2 \quad (3.19)$$

σ_t , l'écart type sur bruit thermique et σ_g , l'écart type sur le bruit de grenaille (shot-noise).
L'expression des variances de chaque composantes de bruit optique détecté à la sortie d'un amplificateur optique de gain G :

$$\begin{aligned} \sigma_{s/sp}^2 &= 4R_c \cdot G \cdot P_s \cdot S_{ASE} \cdot \Delta f \\ \sigma_{sp/sp}^2 &= 4R_c^2 \cdot S_{ASE}^2 \cdot \Delta f \cdot B_0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

avec R_c la résistance de charge du détecteur, q la charge de l'électron, P_s la puissance optique du signal, S_{ASE} la densité spectrale du bruit optique.

Afin de limiter l'influence du bruit de battement spontané / spontané après l'amplification optique, il est nécessaire de filtrée le signal afin de rejeter le bruit d'émission spontané en excès.

Cette opération pourra aussi être réalisée avec un analyseur de spectre optique (la bande de filtrage va dépendre de la résolution de l'appareil).

c) Mesure du rapport signal sur bruit optique

Nous donnons l'expression générale du rapport signal sur bruit (SNR) pour une détection quadratique dans le cas où la puissance du signal est très supérieure à la puissance du bruit optique :

$$SNR = \frac{\langle I_p \rangle^2}{\sigma_{opt}^2} \quad (3.21)$$

Cette mesure va prendre en compte les variances des puissances de bruits de battements optiques sans faire de distinction (moment d'ordre 4) .

La mesure du rapport signal sur bruit optique (OSNR) est réalisée avec un analyseur de spectre optique, il faut indiquer la bande spectrale de mesure du bruit puisqu'il n'a pas une énergie finie. Par contre, la mesure du signal se fait directement étant donné que l'on mesure des puissances moyennes. On utilisera la relation suivante :

$$OSNR = \frac{P_s}{P_{ASE}} = \frac{P_s}{S_{ASE} \cdot B_0} \quad (3.22)$$

Nous préférons la mesure à l'analyseur de spectre optique qui ne tient pas compte des battements dans le détecteur (si $P_s \gg P_{ESA}$).

d) La puissance d'émission spontanée dans les SOA

La caractérisation du bruit dans les amplificateurs à semi-conducteurs est largement étudiée dans la littérature^{147,148}. Dans un souci de simplification de notre modélisation, nous ne nous intéresserons qu'au cas de figure décrit plus haut, qui correspond à un filtrage sélectif entre le SOA et le détecteur afin de minimiser la contribution du battement spontané / spontané sur le détecteur.

La puissance d'émission spontanée amplifiée le long de l'amplificateur peut s'exprimer pour les deux états de polarisation du SOA si celui-ci est insensible à la polarisation^{149,150}

$$P_{ASE} = |E_{ASE}|^2 = S_{ASE} \cdot B_0 = 2 \cdot n_{sp} \cdot (G - 1) \cdot h\nu \cdot B_0 \quad (3.23)$$

Soit G , le gain, B_0 la bande optique pour laquelle on mesure le bruit et n_{sp} , le facteur d'émission spontanée traduisant le taux d'inversion de population local dans le SOA que nous allons expliciter plus longuement dans la partie suivante.

Ce cas de figure correspond aussi au cas des amplificateurs optiques à fibre dopée erbium.

Si le SOA est sensible à la polarisation, on considère alors la puissance de bruit optique par état de polarisation (la notation « \wedge » correspondant à un des deux états de polarisation dans le SOA) :

$$\hat{P}_{ASE} = |\hat{E}_{ASE}|^2 = \hat{S}_{ASE} \cdot B_0 = n_{sp} \cdot (\hat{G} - 1) \cdot h\nu \cdot B_0 \quad (3.24)$$

En règle générale, les SOA sont sensibles à la polarisation, la formule (3.24) sera donc privilégiée.

1.2.2 Le facteur d'inversion de population n_{sp}

Nous étudions dans cette partie le comportement du facteur d'inversion de population en fonction de la densité de porteurs. Nous rappelons que nous travaillons en régime de forte compression du gain et en configuration pompe / sonde. On veut connaître le comportement réel du n_{sp} en régime de compression du gain du SOA.

Nous allons comparer trois méthodes de calcul du n_{sp} basées sur trois degrés de simplification différents. Puis nous allons étudier l'influence des simplifications sur la puissance d'émission spontanée dans le SOA en régime de modulation du gain :

(1) La première méthode est basée sur le modèle de la séparation des quasi-niveaux de Fermi dans la théorie des semi-conducteurs. L'expression du paramètre d'inversion en fonction de la longueur d'onde du champ optique est donnée par¹⁵¹ :

$$n_{sp}(N, \lambda) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{E - \Delta\mathcal{E}_f(N, \lambda)}{k_B \cdot T}\right)} \quad (3.25)$$

Pour E , l'énergie du photon à la longueur d'onde de travail, $\Delta\mathcal{E}_f$ la différence d'énergie entre les quasi-niveaux de Fermi, T la température en Kelvin et k_B la constante de Boltzmann.

La dépendance du n_{sp} en fonction de la longueur d'onde traduit l'homogénéité du gain dans les SOA. Pour la configuration pompe / sonde un faible décalage en fréquence « detuning » ne va pas modifier sensiblement la dynamique de recombinaison des porteurs. Par contre, nous avons déjà vu que la puissance d'émission spontanée amplifiée y sera beaucoup plus sensible.

Pour notre étude, il n'est pas nécessaire de tenir compte de la longueur d'onde puisque nous nous sommes intéressés au cas simple de la configuration pompe / sonde dans une gamme de longueur d'onde de 5 nm autour de 1,55 μm .

La relation utilisée est basée sur le principe de la modulation des quasi-niveaux de Fermi en fonction de la modulation des porteurs de charge^{152,153}. Ce principe permet de calculer

simplement le n_{SP} , à la longueur d'onde correspondant au maximum du gain de l'amplificateur :

$$\Delta\epsilon_{f_{\max}}(N, \lambda) \equiv \Delta\epsilon_f(N) = E_G + q \cdot (-1.6 \times 10^{-8}) \cdot (p^{1/3} + n^{1/3}) \quad (3.26)$$

Avec « E_G », l'énergie du « gap » (on a pris $E_G = 0,86$ eV)

« n » la concentration d'électrons dans la bande de valence (que l'on note N_c et qui est fixée par le courant).

« p » la concentration de trous qui correspond à la densité de porteurs majoritaires ($N = p$ pour un dopage de type « p »)

(2) La seconde méthode correspond à la formule la plus générale utilisée dans les systèmes de communications sur fibre optique. Elle est basée sur le modèle simplifié des amplificateurs à deux niveaux^{154, 155} :

$$n_{SP} = \frac{N}{N - N_0} \times \frac{g(N)}{g(N) - \alpha_{pertes}} \quad (3.27)$$

N représente la densité des porteurs et N_0 , la densité de porteurs à la transparence.

Dans le cas des amplificateurs à semi-conducteurs, on peut brièvement rappeler le mécanisme d'évolution de la densité de porteurs de charge en fonction du courant de polarisation et de la puissance optique injectée dans le SOA.

La Figure 60 présente la variation de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA en configuration pompe / sonde :

N_c correspond à la densité de porteurs pour un courant de 300 mA, sans injection optique.

N_s correspond à la densité de porteurs avec injection de la sonde ($P_{sonde} = 0$ dBm).

N_0 correspond à la densité de porteurs à la transparence (gain matériau nul)

Plus la puissance de pompe est faible et plus la différence $|N_c - N_s|$ est petite. Nous retrouvons bien la non-linéarité du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs.

La valeur du n_{SP} est sensible d'une part à la puissance optique et d'autre part au courant de polarisation.

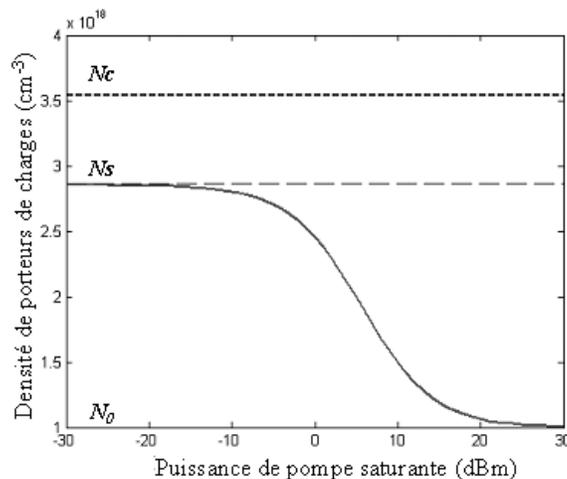


Figure 60 : Courbe d'évolution de la densité de porteurs en configuration pompe / sonde

(3) La troisième méthode est basée sur une valeur expérimentale obtenue par Saitoh¹⁵⁴ tel que $n_{SP} = 1,64$

Dans la suite de cette étude, nous avons essayé de comparer l'influence de ces trois modèles de n_{SP} sur la puissance d'émission spontanée générée par le SOA en régime de compression statique du gain.

Nous avons dans un premier temps simulé une compression du gain arbitraire grâce à la formule (3.14).

Nous avons ensuite calculé la puissance d'émission spontanée théorique à partir de la formule (3.24) pour les trois expressions du n_{SP} .

Les résultats sont présentés sur les courbes suivantes :

La Figure 61 (a) présente le gain théorique du SOA en fonction de la puissance optique de pompe et la Figure 61 (b) présente la relation linéaire entre la densité de porteurs dans la zone active du SOA et le gain d'amplification théorique :

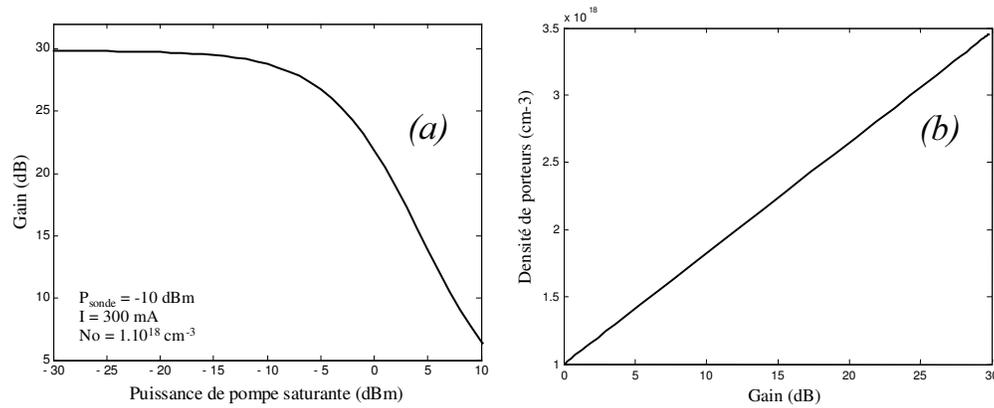


Figure 61 : Simulation du gain et de la densité de porteurs dans les SOA

Nous avons pris dans cet exemple un gain petit signal de 30 dB pour un courant de polarisation de 300 mA. La puissance de saturation du gain est de -5 dBm.

Les résultats présentés sur la Figure 62 (a) donnent l'évolution du n_{SP} pour des trois modèles étudiés et sur la Figure 62 (b), leur influence sur le calcul de la puissance d'ESA (dans 0,1 nm). Nous avons calculé la puissance d'émission spontanée dans le SOA à partir de la formule(3.23).

Les résultats montrent que la puissance d'émission spontanée va suivre la saturation du gain et que la contribution du n_{SP} ne semble pas modifier fondamentalement sa tendance. On note tout de même que le modèle #2 basé sur une approche plus précise de l'émission spontanée amplifiée dans les amplificateur optiques à semi-conducteurs semble traduire la contribution réelle de la densité de porteurs sur la valeur du n_{SP} .

L'erreur commise par rapport au modèle #1 (correspond à un n_{SP} constant) serait de 3 dB en régime petit signal et de 2 dB en régime de compression du gain. Dans ces conditions, la différence sur le facteur de bruit de l'amplificateur en prenant le modèle #2, ne serait que de

1 dB entre le régime petit signal ($G = 30$ dB) et le régime de compression du gain ($G = 10$ dB).

Cette vérification de la faible influence des variations du n_{SP} sur la puissance d'émission spontanée amplifiée étant faite, dans la suite de ce chapitre consacré à la simulation, le n_{SP} est pris constant pour une configuration pompe / sonde indépendante de la longueur d'onde.

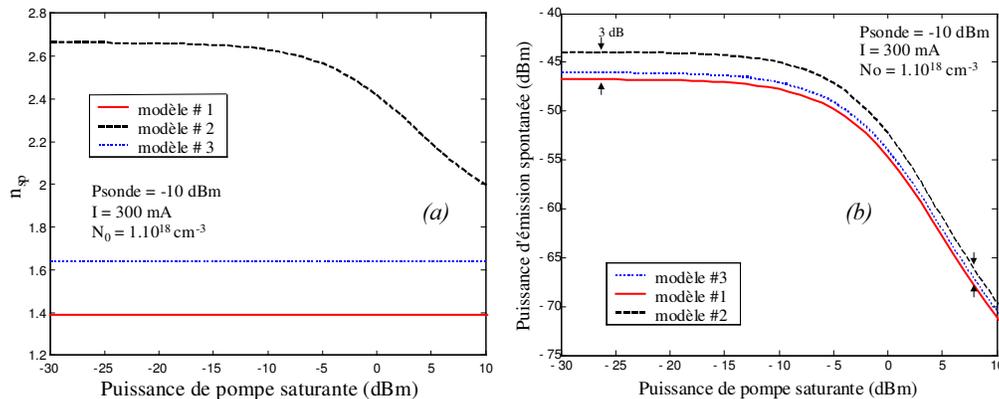


Figure 62 : Etude comparative de la valeur du n_{SP} pour les différents modèles (a) Influence de ces modèles sur la puissance d'émission spontanée (b).

1.2.3 Transfert du bruit dans les SOA

Nous étudions dans cette partie au transfert du bruit d'émission spontanée dans les amplificateurs à semi-conducteurs en régime de conversion de données par conversion de longueur d'onde. Nous avons utilisé la configuration pompe / sonde en fonctionnement 2R (ce qui signifie pour mémoire que l'on copie les données inversées de la pompe sur une sonde continue). Nous avons choisi d'utiliser la modélisation statique déjà décrite par la formule (3.14), l'objectif de notre étude étant de comprendre le mécanisme de transfert du bruit et pas l'origine du bruit. Beaucoup de travaux sur le sujet ont déjà été cités précédemment. Rappelons toutefois l'importance de la longueur de la zone active^{156,157}, et de la longueur d'onde¹⁵⁸ sur l'émission spontanée amplifiée et ses conséquences sur la dynamique de recombinaison des porteurs de charge.

a) Les paramètres de simulation

Notre démarche s'inscrit dans l'étude des fonctions optiques pour la régénération, à base d'amplificateurs à semi-conducteurs. Nous avons privilégié une approche qualitative du transfert du bruit plutôt que quantitative, pour comprendre le processus

On peut préciser les grandeurs physiques que nous allons utiliser dans cette partie.

i La puissance optique dans la zone active du SOA inclut la puissance de sonde (continue), la puissance de pompe et la puissance d'émission spontanée amplifiée (fonction du courant de polarisation).

Selon le modèle développé au début du chapitre, nous ne tenons pas compte dans les équations de la contribution de l'émission spontanée amplifiée co et contra-propagative.

Pour la simulation, le paramètre U_{sat} va prendre en compte l'énergie de l'émission spontanée et l'énergie de la pompe (modèle simplifié).

ii Le SNR de la sonde et de la pompe.

Nous avons vu que la mesure la plus rigoureuse du rapport signal sur bruit optique (OSNR) se faisait avec un analyseur de spectre.

Pour traduire une accumulation du bruit optique sur la signal dans nos simulations, nous avons choisi d'utiliser la formule (3.21).

Cette approximation permet de déterminer le SNR comme le rapport entre la valeur moyenne du signal utile et la variance de la distribution du bruit d'émission spontanée amplifiée détecté (moment d'ordre 4).

Nous utilisons cette grandeur dans la simulation pour reprendre une grandeur communément utilisée pour évaluer le niveau de bruit sur un signal.

iii Le taux d'extinction du signal en entrée et en sortie. Nous rappelons que le taux d'extinction en sortie exprimé en décibel, est défini à partir du taux de compression du gain dans le SOA, lu sur la sonde.

$$Tc = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} - \text{"zero optique"}} \quad \text{avec} \quad Tc_{dB} = 10 \cdot \log[Tc] \quad (3.28)$$

Le « zero optique » correspond expérimentalement à la contribution de l'émission spontanée amplifiée du SOA sur le photo-détecteur. Pour la simulation on ne tient pas compte de ce terme (ce qui n'est pas le cas lors des mesures expérimentales). Nous avons alors l'expression du taux d'extinction en décibel :

$$Te_{dB} = -Tc_{dB} \quad \text{pour "zero optique"} = 0$$

Cette relation permet de comparer taux d'extinction d'un signal modulé en amplitude avec un signal qui a subi une compression du gain du SOA et de mesurer son taux d'extinction de sortie.

L'analyse du transfert du bruit se fait à partir de la caractéristique statique du gain dont l'expression est donnée par la formule (3.14).

Nous avons utilisé le SOA en conversion de longueur d'onde avec une sonde continue « propre » non bruitée. Cette configuration est à rapprocher d'une régénération de type 2R en saturation croisée du gain.

b) Les résultats de la simulation

La caractéristique statique du gain du SOA possède une non-linéarité en fonction de la puissance optique dans la zone active.

Comme nous l'avons déjà vu dans le premier chapitre, le transfert non-linéaire du signal est associé à un transfert non-linéaire du bruit, modifiant ainsi les densités de probabilité.

Dans le cas des SOA, le gain ne sera pas le même si on a un « 1 » ou un « 0 » sur la pompe saturante. Il en résulte que la distribution du bruit sur les « 1 » et les « 0 » de pompe va être modifiée.

Il en est de même pour la sonde qui va subir d'une part la non-linéarité de l'émission spontanée amplifiée en fonction de la puissance de pompe saturante et d'autre part la non-linéarité du gain.

Nous avons donc voulu étudier le transfert du bruit dans un SOA en configuration de conversion de longueur d'onde, autrement dit en configuration pompe / sonde. Notre objectif étant à terme, l'étude du bruit transmis sur la sonde en présence de bruit en excès sur la pompe.

Nous avons utilisé en entrée les paramètres donnés dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Paramètres de simulation du transfert du bruit dans les SOA

Gain d'amplification petit signal	$G_0 = 20$ dB
Puissance optique de saturation (pour $G = G_0 - 3$ dB)	$P_{sat} = -10$ dBm
Paramètre d'émission spontanée	$n_{sp} = 1.64$
Puissance de pompe (cas le plus fréquent)	$P_{pompe} = 0$ dBm
Puissance de sonde	$P_{sonde} = -10$ dBm
Rapport signal sur bruit optique de la sonde avant l'amplificateur	$OSNR_{sonde_{in}} = 40$ dB/0.1 nm
Rapport signal sur bruit optique de la pompe avant l'amplificateur	$OSNR_{pompe_{in}} = 15$ dB/0.1 nm
Taux d'extinction de la pompe (données)	$T_e_{pompe_{in}} = 20$ dB
Courant de polarisation du SOA	$I = 300$ mA

La Figure 63 (a) représente le principe de la modulation pompe / sonde dans les SOA. Nous rappelons que la compression du gain est initiée par la puissance optique saturante et que le gain subi par la sonde dépend lui aussi de la puissance saturante. Le bruit optique sur la pompe est représenté par les densités de probabilité (DDP) des « 1 » et des « 0 ».

Sur la Figure 63 (b), nous observons que les données sont copiées sur la sonde et l'élargissement des DDP dû à la pente de la courbe de gain qui va transmettre plus ou moins le bruit en fonction de la puissance du signal.

Nous insistons sur le fait que les DDP en sortie du SOA ne sont plus gaussiennes étant donné le caractère non-linéaire de la fonction de transfert du SOA.

Si cette pente est faible (cas des « 0 » de pompe), le gain est important et le bruit est faiblement transmis sur la sonde.

Si la pente est importante (cas des « 1 » de pompe), le gain est faible et le bruit est transmis sur la sonde.

De plus, l'émission spontanée amplifiée tend à bruyé la sonde mais dans une moindre mesure, puisqu'on considère dans la simulation, un filtrage de bande passante optique sur la sonde de 1 nm. Néanmoins, comme nous l'avons déjà vu précédemment, on peut dire que le passage d'un « 0 » de pompe va générer plus d'émission spontanée que le passage d'un « 1 ».

Nous pouvons donc résumer le problème du transfert du bruit dans les SOA en configuration pompe / sonde de la manière suivante :

- Le bruit des « 0 » de la pompe n'est pas transmis sur les « 1 » de la sonde.
- Le bruit des « 1 » de la pompe est transmis sur les « 0 » en fonction de la forme de la fonction de transfert pour les fortes puissances de pompe (partie inférieure de la courbe).

Nous obtenons globalement une réduction du bruit sur les « 1 » en sortie du SOA.

Nous reprendrons plus loin dans le chapitre, ce principe de simulation lors de l'étude du comportement des fonctions optiques à base de SOA (considérées dans la thèse) en présence de bruit optique en excès.

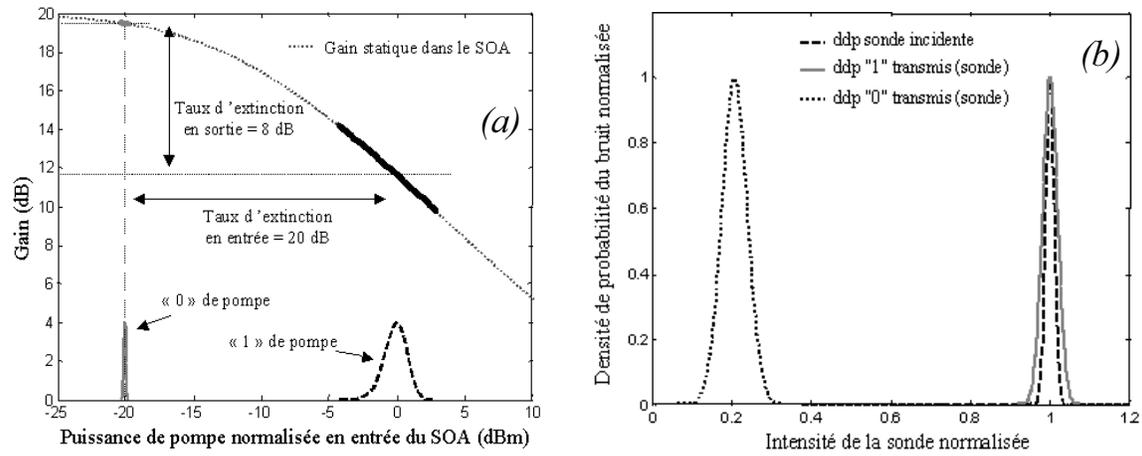


Figure 63 : Principe de transfert des données. Gain en fonction des données de la pompe (a) et conversion des données sur la sonde (b)