

6.3.2 Réponse fréquentielle intrinsèque

La figure 18 montre les variations de la puissance optique émise en fonction de la fréquence pour un courant de modulation sinusoïdal d'amplitude petite par rapport au courant continu de polarisation, supérieur au seuil, auquel il est superposé. Les courbes présentées résultent d'un modèle linéarisé intégrant deux équations différentielles couplées décrivant les évolutions des populations d'électrons et de photons.

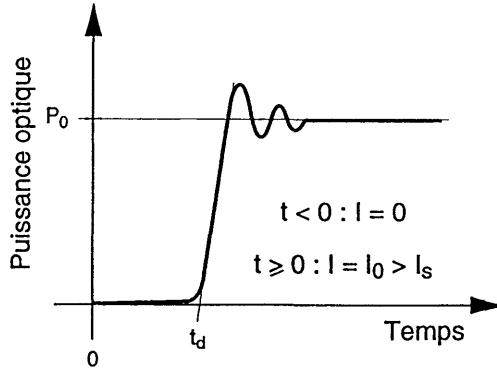


Figure 17 : Réponse temporelle d'une diode Laser à un échelon de courant supérieur au courant de seuil.

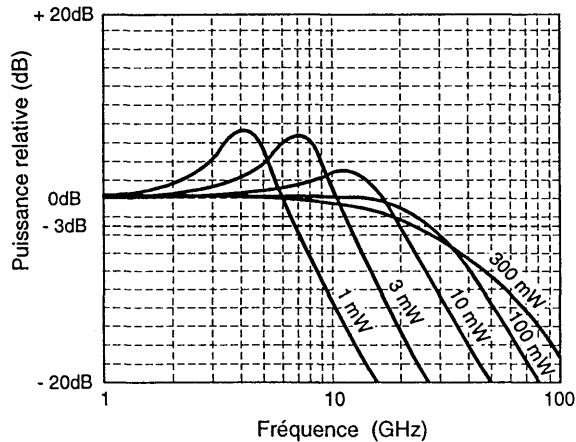


Figure 18 : Réponse fréquentielle d'une diode Laser en petits signaux.

On retrouve sur ces courbes le comportement résonnant de la figure 17, et l'on voit de plus l'effet du choix de point de fonctionnement, caractérisé par la puissance moyenne émise P_0 , sur la fréquence de résonance et sur l'amortissement. La modélisation montre et les expériences confirment que la fréquence de résonance croît en $\sqrt{P_0}$ alors que l'amortissement croît comme

P_0 . Il en résulte que la bande passante mesurée par exemple à -3 dB passe par un maximum dépendant essentiellement du matériau et dont l'ordre de grandeur est de 30 GHz.

6.3.3 Fonctionnement en modes bloqués

Certaines structures de diodes Laser comprenant une section jouant le rôle d'absorbant saturable passif ou commandé électriquement permettent d'obtenir un fonctionnement en modes bloqués, libre ou synchronisé, délivrant des impulsions courtes (sub-ps) avec des fréquences de répétition supérieures à 100 GHz [9,10].

6.3.4 Bruit d'émission [8]

Le bruit à l'émission d'une diode Laser a pour origine physique l'émission spontanée s'ajoutant aléatoirement en phase avec l'émission stimulée. Les fluctuations résultantes de la puissance émise limitent la dynamique de la transmission de signaux analogiques et sont habituellement caractérisées après détection par le *RIN* (Relative Intensity Noise), mesurant l'excès de bruit par rapport au bruit de grenaille :

$$RIN = (\langle I_b^2 \rangle / B - 2 q I) / I^2$$

où $\langle I_b^2 \rangle$ est la valeur quadratique moyenne du photocourant de bruit, B est la bande passante de la mesure et I est le courant continu détecté.

Le RIN se mesure en principe en secondes (dimension de l'inverse d'une fréquence), mais est en fait souvent et incorrectement donné en dB / Hz, la bande passante de la mesure étant supposée de 1 Hz. De façon générale, il décroît quand P_0 augmente et dépend de la fréquence avec un maximum à la fréquence de résonance. Sa valeur peut atteindre 10^{-16} s, soit un RIN de 160 dB / Hz.

6.4 Caractéristiques spectrales [6,7]

6.4.1 Caractéristique P/λ

L'une des caractéristiques de sortie de la diode Laser est la distribution de la puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde ou *spectre d'émission*.

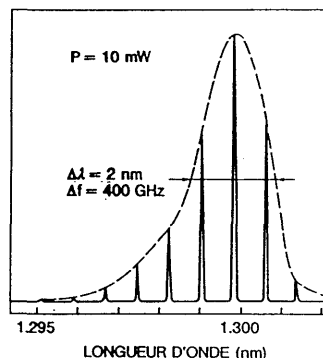


Figure 19 : Spectre d'émission d'une diode Laser Perot-Fabry pour télécommunications.

Un exemple typique relatif à une diode PEROT-FABRY est représenté sur la figure 19. La longueur d'onde moyenne (1300 nm dans l'exemple considéré) est fixée par la composition du matériau de la région active et plusieurs raies apparaissent dans une enveloppe de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de 2 à 3 nm. En effet la condition de seuil écrite plus haut est incomplète, il est également nécessaire d'exprimer que la phase de l'onde guidée se retrouve identique après un aller-retour dans la cavité soit :

$$2 L n / \lambda_k = k$$

où n est l'indice de réfraction modal, proche de l'indice de réfraction des matériaux constituant le guide optique et λ_k est la longueur d'onde dans le vide satisfaisant l'équation pour le nombre entier k .

Plusieurs λ_k se trouvent en général situées dans l'enveloppe où est satisfaite la condition sur l'intensité du mode guidé et donnent les positions des raies observées ou *modes longitudinaux* de la cavité. Les diodes Laser PEROT-FABRY sont donc appelées parfois *diodes Laser multimodes*.

L'écart $\delta\lambda$ entre deux modes consécutifs ($\delta k = 1$) peut être obtenu simplement à partir de l'équation précédente et en tenant compte des variations de n avec λ :

$$\delta\lambda = \lambda^2 / (2 L (n - \lambda dn/d\lambda))$$

Cet écart est de 0,3 à 1 nm pour les diodes Laser de référence

6.4.2 Réglage de longueur d'onde

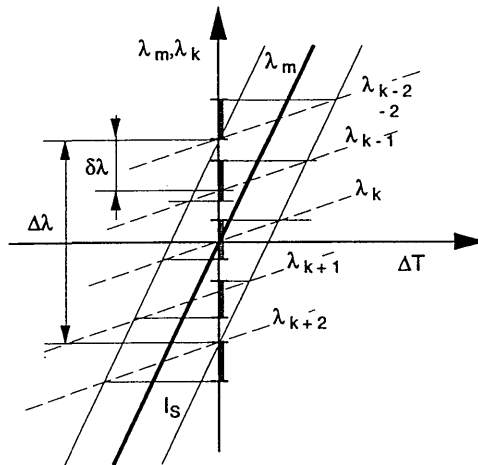


Figure 20 : Réglage de la longueur d'onde d'une diode Laser par la température.

Il est intéressant pour de nombreuses applications de disposer d'une source cohérente à longueur d'onde ajustable, ainsi la température est un paramètre permettant simplement de commander la longueur d'onde d'émission des diodes Laser. En effet un accroissement de T a pour effet de diminuer le gap des semi-conducteurs considérés et par suite d'augmenter la *longueur d'onde moyenne* du spectre d'émission. La vitesse d'augmentation $d\lambda_m/dT$ est voisine de 0,5 nm / K pour les matériaux de la famille InP à la température de 300 K.

Dans l'approximation où la relation liant l'indice à la température est de la forme

$$n(\lambda, T) = n(\lambda - \lambda_m(T))$$

on peut montrer que la *longueur d'onde des modes* varie avec T de la façon suivante :

$$d\lambda_k/dT = d\lambda_m/dT (\lambda dn/d\lambda) / (n - \lambda dn/d\lambda)$$

La vitesse d'augmentation de la longueur d'onde des modes est alors voisine de $0,1 \text{ nm/K}$ dans les mêmes conditions.

L'analyse des variations avec la température de λ_m et des λ_k portées sur le même graphique (Fig. 20) permet de tirer les conclusions suivantes pour le composant considéré :

- Le domaine de longueur d'onde couvert par un mode est seulement d'une fraction de $\Delta\lambda$, ici $0,5 \text{ nm}$ environ.
- Le domaine de longueur d'onde couvert par l'ensemble des modes n'est pas continu.

6.5 Diagramme de directivité : caractéristiques P/θ [6,7]

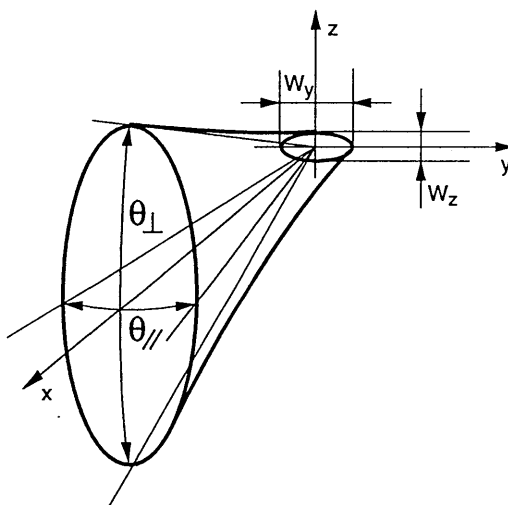


Figure 21 : Diagramme de champ lointain d'une diode Laser

La distribution en amplitude et en phase du champ électromagnétique sur la face de sortie, ou *champ proche*, détermine le diagramme de directivité, ou *champ lointain*, caractérisé par les largeurs à mi-hauteur du faisceau émis θ_{\perp} et $\theta_{//}$ (Fig. 21). La diffraction fixe ces angles par les relations approximatives suivantes :

$$\theta_{\perp} \approx \lambda / w_z \quad \theta_{//} \approx \lambda / w_y$$

où θ_{\perp} et $\theta_{//}$ sont les angles dans les plans respectivement perpendiculaire (xOz) et parallèle (xOy) au substrat, tandis que w_x et w_y sont les dimensions (taille de faisceau) du champ proche dans le plan de la facette de sortie. θ_{\perp} et $\theta_{//}$ sont en général différents et

typiquement compris entre 20° et 60° .

7. DIODES LASER À PUIITS QUANTIQUES

7.1 Structures à confinements séparés

On a vu qu'en première approximation le courant de seuil est proportionnel au volume de la région active d'une diode Laser. La disponibilité dans les années 80 de techniques d'épitaixie permettant de contrôler l'épaisseur de couches épitaxiales à une couche atomique près, soit $0,25 \text{ nm}$, a donc soulevé de façon concrète la question de la valeur minimale atteignable pour la densité de courant de seuil J_S .

L'analyse de la propagation guidée dans la double hétérostructure de référence décrite sur la figure 10 montre alors que pour une épaisseur de couche active $d < 100 \text{ nm}$ le facteur de confinement Γ varie comme d^2 et devient donc très petit. Or, bien que le gain modal au seuil g_{ms} dépende peu de la structure des couches épitaxiales, le gain du matériau au seuil $g_s = g_{ms} / \Gamma$ augmente très vite si d décroît et par suite J_S passe par un minimum d'environ 1000 A/cm^2 pour d voisin de 100 nm .

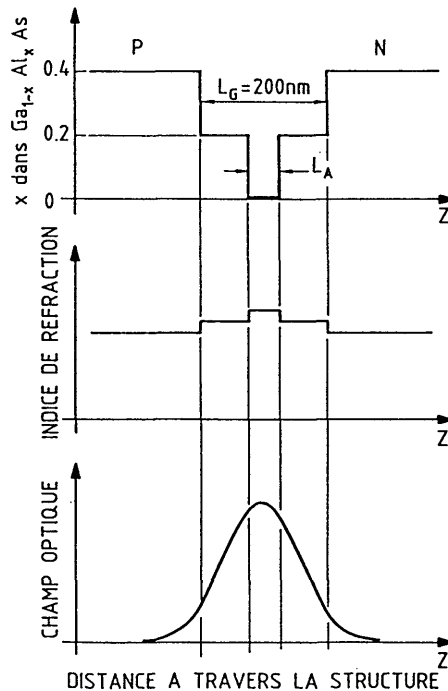


Figure 22 : Structure SCH-SQW (Separate Confinement Heterostructure-Single Quantum Well).

Afin de dépasser cette limite, THOMSON [11] a proposé l'utilisation de structures dites à *confinements séparés*, ou SCH (Separate Confinement Heterostructure), où les confinements

électrique (couche active) et optique (guide) sont assurées par des couches différentes comme représenté sur la figure 22. La couche active d'épaisseur L_A et supposée en GaAs est insérée dans un guide optique en $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$ d'épaisseur L_G compris entre deux couches de types P et N en $\text{Ga}_{0,6}\text{Al}_{0,4}\text{As}$. Γ varie alors comme L_A de sorte que le minimum de J_s peut atteindre 100 A/cm^2 pour des cavités longues ($>1 \text{ mm}$).

7.2 Effets de taille quantique [12]

La couche active des structures DH ou SCH constitue un puits de potentiel pour les électrons et pour les trous, compte tenu du raccordement des BC et BV des matériaux des familles GaAlAs ou GaInAsP. Lorsque son épaisseur devient inférieure à leur Libre Parcours Moyen, soit environ 100 nm à 300 K , de nouveaux effets dits de *taille quantique* ou *bidimensionnels* surviennent, et les diodes Laser sont dites à *puits quantiques* ou QW (Quantum Well). On parle de diodes Laser à puits quantique unique (SQW) ou multiples (MQW) suivant qu'un ou plusieurs puits sont insérés dans le guide optique.

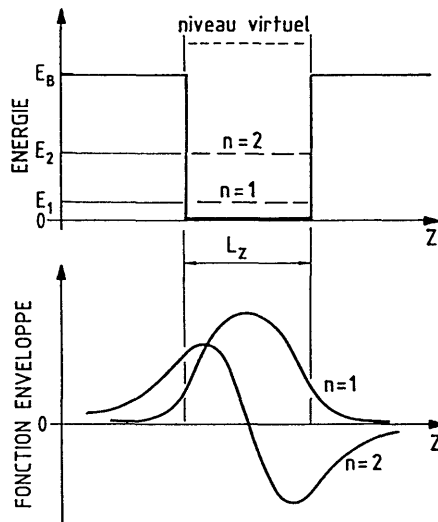


Figure 23 : Fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique

Il faut en effet, dans ces conditions, tenir compte de la nature ondulatoire des particules, électrons et trous, les ondes associées étant susceptibles d'interférer avec elles-mêmes après réflexion sur les barrières de confinement. Un puits quantique se comporte donc de façon analogue à un guide optique : seules certaines longueurs d'onde de DE BROGLIE sont permises et caractérisent les états quantiques permis auxquels on peut associer des niveaux d'énergie. La figure 23 montre ainsi l'allure de la fonction d'onde pour les deux premiers états quantiques, numérotés $n=1$ et $n=2$, ainsi que les niveaux d'énergie associés E_1 et E_2 dans un puits d'épaisseur L_z confiné par des barrières de hauteur E_B . Dans les structures SCH, le

mouvement des particules est quantifié seulement dans la direction z , elles sont libres dans les directions x et y , d'où le nom de gaz d'électrons bidimensionnel. La composante $k_z = 2\pi/\lambda_z$ du vecteur d'onde est quantifiée et, pour un puits infini, bonne approximation pour le premier niveau d'un puits pas trop étroit, on a :

$$2 L_z / \lambda_{zn} = n$$

où n est un nombre entier et λ_{zn} est la longueur d'onde correspondante.

Rappelons que la relation de DE BROGLIE associe la longueur d'onde à la quantité de mouvement par :

$$p_z = h / \lambda_z$$

où p_z est la composante suivant Oz du vecteur quantité de mouvement de l'électron. L'énergie de l'électron est alors :

$$E = p^2 / 2m_e = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) / 2m_e$$

où m_e est la masse effective de l'électron, de sorte que l'énergie minimale des électrons au dessus du bas de la bande de conduction ($p_x = p_y = 0, n = 1$) est :

$$E_{C1} = h^2 / (8m_e L_z^2)$$

Il existe une relation analogue pour les trous et finalement la structure de bande dans le puits peut être représentée sur la figure 24 où l'on voit que le gap effectif du matériau dans le puits E'_G a augmenté par rapport à celui du matériau massif E_G . Il est donc possible par un choix convenable de L_z , d'ajuster la longueur d'onde d'émission d'une diode Laser, à composition de matériau actif fixée.

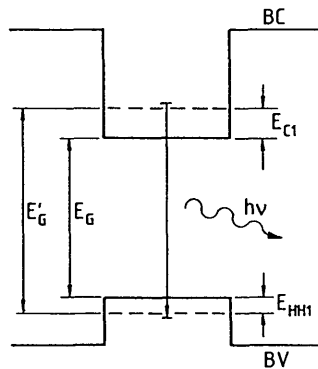


Figure 24 : Gap effectif d'une structure à puits quantique.

L'épaisseur des puits quantiques étant souvent inférieure à l'épaisseur critique en épitaxie (cf. paragraphe 3.2), il est possible d'étendre la gamme des matériaux disponibles aux matériaux désadaptés par rapport au substrat. Outre l'avantage d'accroître le domaine des longueurs d'onde accessibles, l'utilisation de couches pseudomorphiques modifie la structure de

bande et peut contribuer à diminuer J_s et à améliorer certaines propriétés dynamiques des composants.

De façon générale, l'utilisation de structures à confinements séparés et à puits quantiques simples ou multiples (structures SCH-SQW ou SCH-MQW), en offrant plus de paramètres de conception pour les diodes Laser, permet d'accroître le domaine des performances accessibles et pratiquement tous les progrès démontrés récemment ont été obtenus avec de telles structures.

7.3 Etapes suivantes : fils et boîtes quantiques

Les techniques modernes d'épitaxie permettent la réalisation industrielle des structures à puits quantique où le mouvement des électrons est quantifié suivant une direction (Oz sur les figures précédentes). On peut concevoir également des structures où ce mouvement est quantifié suivant deux directions (par exemple Oy et Oz) dans des *fils quantiques*, ou dans les trois directions de l'espace dans des *boîtes quantiques*. Le comportement des électrons dans ces structures est alors respectivement *unidimensionnel* et *zéro-dimensionnel* [12].

Une réduction supplémentaire du courant de seuil et de sa dépendance en température est attendue des structures de diodes Laser à fils et à boîtes quantiques. Cependant leur réalisation nécessite la définition de leurs caractéristiques géométriques dans le plan xOy avec la même précision que suivant Oz, problème technologique difficile qui en fait encore des objets de laboratoire.

8. DIVERSIFICATION DES DIODES LASER

8.1 Diodes Laser à cavité verticale et microcavités

Les diodes Laser de référence ont une cavité optique dont l'axe (Ox sur la figure 9) est dans le plan "horizontal" des couches épitaxiales. Au contraire, une diode Laser à cavité verticale (*VCSEL*, ou *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) a une cavité optique perpendiculaire à ce plan comme indiqué sur la figure 25 et émet à travers la surface du dispositif, éventuellement à travers son substrat lorsqu'il est transparent à la longueur d'onde considérée. Plusieurs avantages ou possibilités nouvelles sont attendues d'une telle géométrie :

- Réduction du courant de seuil attendue jusqu'à environ 10 μA due à la diminution du volume actif.
- Faible coût grâce à la densité élevée de composants par cm^2 de substrat, à l'utilisation aisée du rayonnement émis et à la simplification des tests.
- Organisation possible en matrices à deux dimensions et éventuellement adressables.

La principale difficulté de réalisation provient de la faible dimension du matériau actif dans le sens de propagation du rayonnement (épaisseur d'une ou de quelques couches épitaxiales/puits quantiques) qui limite le gain atteignable et rend nécessaire l'emploi de miroirs à coefficient de réflexion très élevé, de préférence conducteurs, et dont l'un au moins doit être partiellement transparent. Ce résultat est atteint le plus souvent au moyen de réflecteurs de BRAGG, comme schématisé sur la figure 25, constitués d'un empilement de couches épitaxiales de compositions et d'indices de réfraction alternés, par exemple GaAs et AlAs, et d'épaisseur optique $\lambda/2$. Il est ainsi possible d'atteindre des coefficients de réflexion voisins de 99% avec 10 à 30 paires de couches.

Les résultats les plus solides sur ce type de composant ont été obtenus avec des structures à puits quantiques contraints en GaInAs, émettant vers 980 nm où le substrat GaAs est

transparent [13]. Les recherches visent à démontrer les courants de seuil les plus faibles possibles en diminuant les dimensions transverses, des courants de seuil inférieurs à 1 mA associés à des puissances en continu voisines de 1 mW ont été rapportés [14]. A l'inverse, il est possible d'obtenir des puissances cohérentes relativement élevées (300 mW) par mise en phase de réseaux bidimensionnels de VCSEL [15]. Enfin les autres familles de matériaux susceptibles d'émettre aux longueurs d'onde supérieure (1300 nm, [16]) et inférieure (670 nm, [17]) ont également été utilisées avec succès.

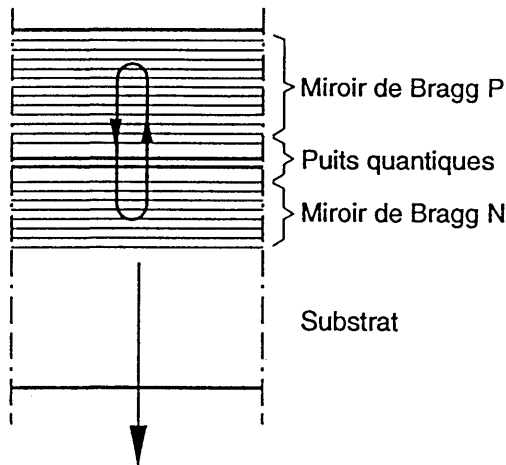


Figure 25 : Diode Laser à émission par la surface et à cavité verticale.

La cavité optique des diodes Laser à cavité verticale peut avoir une "longueur" de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière émise et en conséquence ne présenter que quelques modes longitudinaux. La réduction des dimensions transverses permettrait une réduction corrélative du nombre de modes transverses et résulter dans un Laser à très peu de modes, voire un seul. L'électrodynamique quantique montre alors que l'émission spontanée dans une telle *microcavité* est déterminée par les caractéristiques spécifiques de ce mode et peut être renforcée ou diminuée [18]. Il devient alors théoriquement possible de concevoir une diode Laser à seuil nul. L'exploitation de cette possibilité nécessite cependant la réunion difficile de plusieurs conditions :

- Confinement optique dans les trois dimensions.
- Largeur spectrale voisine de celle de la cavité.
- Recombinaison non radiative en volume et en surface négligeable.
- Injection électrique efficace.
- Bonne dissipation thermique.

Les démonstrations actuelles de principe utilisent le plus souvent le pompage optique à basse température [19] ou des structures de diodes électroluminescentes "à cavité résonnante" (RCLED) dont les performances en vitesse de réponse et en largeur spectrale sont améliorées [20].

8.2 Diodes Laser de puissance

8.2.1 Conception des dispositifs de puissance [21,22]

Que la puissance maximale émise par une diode Laser soit fixée par la saturation thermique ou par la dégradation catastrophique, le principal moyen de l'accroître est d'augmenter la largeur totale de la région active de façon à augmenter la surface émissive et à diminuer la résistance thermique.

Ce résultat peut être obtenu le plus simplement par la réalisation de rubans "larges", par exemple 100 μm , mais on est limité dans cette voie par l'apparition de modes parasites de la cavité et par des phénomènes de filamentation. Il peut également être obtenu par l'intégration monolithique en parallèle de plusieurs diodes Laser élémentaires à ruban étroit constituant une *diode Laser en réseau*, puis de plusieurs réseaux constituant une *barrette* semblable à celles de la figure 13 dont la largeur peut aller jusqu'à 1 cm et comprenant jusqu'à 1000 rubans élémentaires.

Ces barrettes constituent des émetteurs linéaires qu'il est possible d'assembler pour constituer des émetteurs surfaciques, de façon hybride par empilement (*stacks*, Fig. 26a) ou de façon monolithique (*plaques*, Fig. 26b). Dans ce dernier cas, il est nécessaire d'intégrer aussi des dispositifs renvoyant le rayonnement émis perpendiculairement au plan de la plaque, miroir à 45° ou réseau de diffraction.

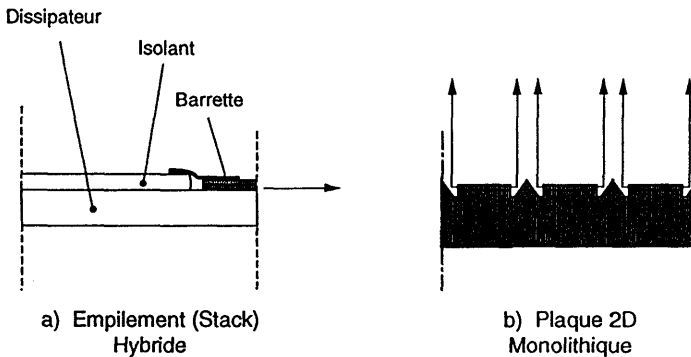


Figure 26 : Module pour empilement (26a) et plaque monolithique (26b).

8.2.2 Régime de fonctionnement

L'architecture optimale d'un composant de puissance, en particulier son support assurant l'évacuation de la chaleur dissipée, dépend de plus du régime de fonctionnement nécessaire dans l'application considérée :

- *continu* (CW) où les effets thermiques sont importants;
- *pulsé* où la durée des impulsions (typiquement inférieure à 1 μs) et leur fréquence de répétition sont tels que les échauffements transitoire et moyen sont négligeables et la dégradation des faces limite la puissance;
- *quasi continu* (QCW) en impulsions longues (durée typiquement supérieure à 100 μs , régime concernant essentiellement l'application au pompage de Lasers à solides), où le

mécanisme limitant dépend de la fréquence de répétition des impulsions.

8.2.3 Recherche de la puissance cohérente

Les structures précédentes résultent de la mise en parallèle incohérente d'un grand nombre de diodes Laser mais ne procurent pas la mise en phase du rayonnement émis par chacun de ces émetteurs élémentaires qui fournirait la *cohérence spatiale* d'un Laser unique et permettrait l'obtention d'un faisceau limité par la diffraction. On peut citer plusieurs approches à l'étude actuellement pour obtenir à la fois puissance et cohérence :

- Insertion des réseaux dans une cavité externe comportant un filtre spatial adéquat assurant le recouplage du rayonnement de chaque ruban élémentaire dans les autres et permettant leur synchronisation.
- Conception de réseaux serrés monolithiques où le couplage réparti entre les rubans élémentaires assure leur mise en phase [21].
- Synchronisation par verrouillage en fréquence des éléments d'un réseau de diodes Laser sur une diode Laser pilote.
- Intégration monolithique d'une diode Laser oscillateur maître et d'une diode Laser large fonctionnant en amplificateur de puissance, structure "MOPA".

8.2.4 Etat de l'art en 1994

Les chiffres les plus élevés en matière de puissance concernent des assemblages monolithiques ou hybrides de diodes Laser réalisées sur des substrats en GaAs, émettant par suite autour de 800 nm en régime incohérent et destinés au pompage de Lasers à Néodyme. On peut donner pour ces composants les chiffres repères suivants :

- 20 à 100 W en régime CW pour des barrettes linéaires monolithiques de longueur 1 cm,
- 1 à 2 kW en régime QCW pour des assemblages surfaciques monolithiques ou hybrides de surface émissive voisine de 1 cm² [23].

Les émetteurs monolithiques spatialement cohérents sont aujourd'hui limités vers 1 W, mais les très nombreuses voies actuellement suivies pour repousser cette limite devraient permettre à moyen terme de tirer tout le bénéfice de Lasers à rendement de conversion d'énergie très élevé.

8.3 Diodes Laser à rétroaction répartie [7]

Une diode Laser PEROT-FABRY peut être considérée comme à rétroaction localisée, les faces clivées étant des miroirs situés aux extrémités de la cavité optique. Dans une diode Laser à rétroaction répartie de type *DFB* (*Distributed FeedBack*) ou de type *DBR* (*Distributed BRAGG Reflector*) la fonction de rétroaction est assurée par un réseau périodique gravé directement sur la région active dans le cas DFB illustré par la figure 27 ou sur un guide situé en bout de la région active dans le cas DBR.

Le rôle de ce réseau est de sélectionner un seul mode longitudinal de sorte que le spectre d'émission d'une telle diode Laser est dit *monofréquence*. Ce résultat est obtenu lorsque le pas du réseau Λ satisfait la condition suivante :

$$2 \Lambda n / \lambda_k = k$$

avec les mêmes notations qu'au § 6.4, le nombre entier k valant alors en pratique 1 (réseau du premier ordre) ou 2 (réseau du deuxième ordre).

Le résultat fonctionnel est une amélioration très importante de la cohérence temporelle, ou en d'autres termes, de la largeur spectrale du mode longitudinal unique. Elle est déterminée physiquement par l'émission spontanée ajoutée en quadrature à l'émission stimulée et faisant

varier la phase de façon aléatoire. Son ordre de grandeur, exprimé en fréquence, est donné pour une diode Laser DFB typique par la relation :

$$\Delta f \times P \# 100 \text{ MHz} \times \text{mW}$$

où Δf est la largeur spectrale en MHz et P la puissance émise en mW.

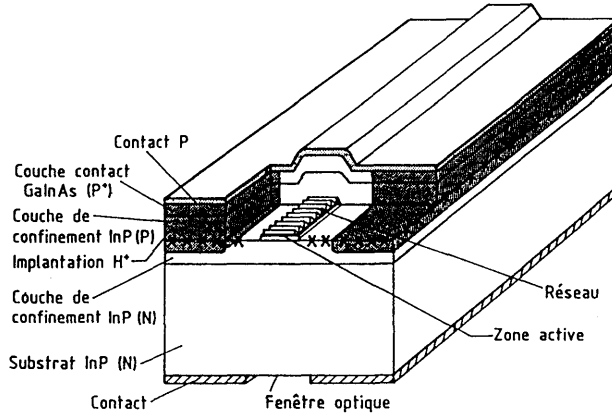


Figure 27 : Diode Laser à rétro-action répartie ou DFB (Distributed FeedBack).

Il est possible de réduire encore Δf par l'utilisation de cavités externes.

Le réglage en longueur d'onde du mode unique par une commande électrique et sur une plage plus large (quelques nm) que ce qui est accessible avec une commande en température (cf. § 6.4) peut être obtenu avec des dispositifs à 2 ou 3 sections réparties sur le même guide et commandées par des électrodes indépendantes, permettant d'ajuster séparément

- le gain d'une section amplificatrice,
- la longueur d'onde d'un réflecteur de BRAGG,
- et le déphasage entre les deux sections précédentes.

8.4 Diodes superluminescentes

Alors que les structures DFB et DBR visent à l'obtention d'une cohérence temporelle élevée, certaines applications demandent au contraire une cohérence temporelle faible tout en conservant une bonne cohérence spatiale afin de pouvoir coupler efficacement le rayonnement émis dans une fibre optique monomode. Les *diodes superluminescentes* (ou superradiantes), dont un mode de réalisation est schématisé sur la figure 28, permettent d'obtenir ce résultat.

La figure montre que la rétroaction des facettes est quasi annulée par l'utilisation d'un traitement diélectrique antireflet sur la facette "avant" et d'une région non excitée, et par suite absorbante, entre la région active et la facette "arrière". Le dispositif fonctionne alors comme un amplificateur d'émission spontanée avec un spectre d'émission semblable à celui d'une diode électroluminescente et un diagramme de directivité semblable à celui d'une diode Laser.

Il est ainsi possible d'atteindre à 850 nm une largeur spectrale de 30 nm et de coupler plus de 1 mW dans une fibre optique monomode.

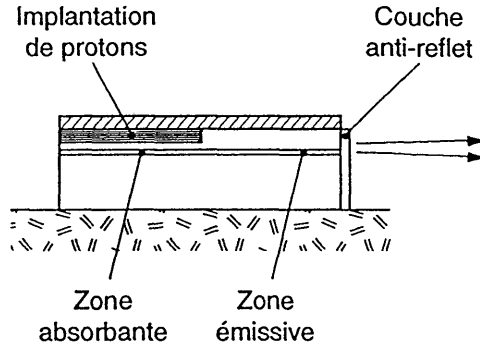


Figure 28 : Diode superluminescente.

8.5 Extension du domaine de longueurs d'onde

On a vu que la longueur d'onde d'émission d'un Laser à semi-conducteur dépend essentiellement du matériau constituant sa région active. La réalisation d'une diode Laser, dont le courant de seuil autorise un fonctionnement à température ambiante, suppose que soit élaborée de plus une structure à hétérojonctions avec des matériaux dont les gaps et indices de réfraction permettent d'assurer les confinements électronique et optique, et convenablement dopés pour injecter les électrons et les trous.

Les premières familles matériau/substrat ayant satisfait à ces conditions ont été GaAlAs/GaAs pour la fenêtre 750-900 nm, puis GaInAsP/InP pour la "deuxième" fenêtre des télécommunications optiques 1100-1600 nm. La bande 900-1100 nm située entre ces deux fenêtres a été ensuite comblée par l'extension de la famille GaAlAs/GaAs au moyen de puits quantiques contraints en GaInAs.

L'obtention des longueurs d'onde visibles a d'abord été recherchée par l'utilisation de matériaux épitaxiés avec accord de maille sur GaAs. Le matériau actif est GaInP et les couches de confinement sont les quaternaires AlGaInP, il est ainsi possible d'accéder aux longueurs d'ondes du rouge jusqu'à 630 nm [24]. La technologie de cette famille de matériaux atteint une maturité industrielle attestée par des niveaux de puissance (60W, [25]) et de fiabilité (10^6 H à 50 °C, [26]) approchant ceux obtenus dans le proche infrarouge.

Les diodes Laser à longueur d'onde encore plus courtes sont encore des composants en étude. Les composés II-VI de la famille CdMgZnSSe épitaxiés sur GaAs semblent être les plus prometteurs pour l'émission dans le bleu-vert, et le fonctionnement continu à température ambiante et à 490 nm a été obtenu pour la première fois en 1993 [27]. Cependant les durées de vie des composants de cette famille sont encore très faibles : quelques dizaines de s à 1 mW [28]. Les II-V de la famille AlGaIn élaborés par épitaxie sur Al_2O_3 sont considérés pour l'émission jusqu'au proche UV mais n'ont démontré du gain d'émission stimulée qu'en pompage optique sous des densités de puissance très élevées : 200 kW/cm² pour 370 nm [29].

Les matériaux de la famille GaInAsP/InP permettent, par l'utilisation de puits quantiques contraints en GaInAs, d'étendre leur domaine spectral jusqu'à 2000 nm sans dégradation significative de leurs performances [30]. Au delà, il est nécessaire de faire appel aux

hétérostructures de type GaInAsSb/AlGaAsSb/GaSb qui permettent l'obtention du fonctionnement continu à 2100 nm à 300 K [31] et à 3000 et 4000 nm respectivement à 170 et 80 K [32,33].

Les longueurs d'ondes de l'infrarouge moyen sont atteintes essentiellement avec les matériaux IV-VI du type PbSnSeTe. Elles sont disponibles pour la spectroscopie depuis plusieurs années [34] et continuent à faire l'objet de développements technologiques [35].

9. CONCLUSION

Les diodes Laser présentent par rapport aux autres LASERS plusieurs différences fondamentales que l'on résume en conclusion ci-après.

- La densité d'atomes actifs est celle de la matière condensée, voisine de 10^{22} cm^{-3} , ce qui permet d'obtenir des gains d'émission stimulée très élevés et par suite des dispositifs très compacts.
- Le pompage par injection dans une structure de diode est un procédé dont le rendement énergétique est très élevé puisque le courant d'alimentation est fourni sous une tension voisine de $h\nu/q$ et que le rendement quantique interne peut approcher 100% : l'énergie à fournir pour injecter un électron est voisine de celle du photon émis. De plus la modulation par injection directe permet d'obtenir simplement des signaux optiques modulés en amplitude à grande vitesse.
- Leur technologie de fabrication collective est celle de composants à semi-conducteurs et par suite leur coût unitaire décroît très vite avec les quantités produites. Compte tenu des nombreuses applications potentielles il apparaît clairement que ces coûts vont encore décroître de façon significative, la vitesse de décroissance étant limitée par l'importance des moyens industriels à mettre en place. Cette évolution devrait être particulièrement manifeste à moyen terme pour les diodes de pompage de Laser solides.

Par ailleurs la diode Laser reste un sujet de recherches très actif. Les travaux en cours continuent d'étendre le domaine des performances accessibles, puissance, longueur d'onde, cohérence etc. Les difficultés majeures surviennent lorsque l'on cherche à réunir plusieurs caractéristiques extrêmes comme puissance *et* cohérence spatiale, longueur d'onde "courte" *et* fiabilité, ou encore longueur d'onde "grande" *et* température ambiante de fonctionnement. Les progrès actuels sont néanmoins très rapides et la réunion de caractéristiques qui apparaissent aujourd'hui contradictoires sera sans doute possible demain.

Références

- [1] Dupuis R.D., IEEE J. *Quantum Electron.*, **QE-23** (June 1987), 651-657.
- [2] Redike R.H., IEEE J. *Quantum Electron.*, **QE-23** (June 1987), 692-695.
- [3] Anderson S.G., *Laser Focus World*, **30** (January 1994), 62-76.
- [4] Sze S.M., *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition (John Wiley & Sons, 1981)
- [5] Mathieu H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* (Masson, 1987).
- [6] Casey H.C., jr. and Panish M.B., *Heterostructure Lasers*, Part A - Fundamental principles, Part B - Materials and operating characteristics (Academic Press, 1978).
- [7] Agrawall G.P. and Dutta N.K., *Long-wavelength semiconductor Lasers* (Van Nostrand, 1986).
- [8] Peterman K., *Laser diode modulation and noise* (Kluwer Academic Publishers, 1988).
- [9] Lau K.Y., IEEE J. *Quantum Electron.*, **QE-26** (1990), 250-261

- [10] Deryagin A.G. et al., *Electron. Lett.*, **30** (1994), 309-311
- [11] Thomson G.H.B. and Kirkby P.A., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9** (1990), 311
- [12] Weisbuch C. and Vinter B., *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications* (Academic Press, Boston, 1991)
- [13] Geels R.S., Thibeault B.J., Corzine S.W., Scott J.W. and Coldren L.A., *IEEE J. Quantum Electron.*, **29** (1993), 2977-2987
- [14] Young D.B., Kapila A., Scott J.W., Malhotra V. and Coldren L.A., *Electron. Lett.*, **30** (1994), 233-235
- [15] Orenstein M., Kapon E., Harbison J.P., Florez L.T. and Stoffel N.G., *Appl. Phys. Lett.*, **60** (1992), 1535-1537
- [16] Dudley J.J. and Bowers J.E., *Appl. Phys. Lett.*, **64** (1994), 1463-1465
- [17] Lott J.A., Schneider R.P., Choquette K.D., Kilcoyne S.P. and Figiel J.J., *Electron. Lett.*, **29** (1993), 1693-1694
- [18] Yamamoto Y. and Slusher R.E., *Physics Today* (June 1993), 66-73