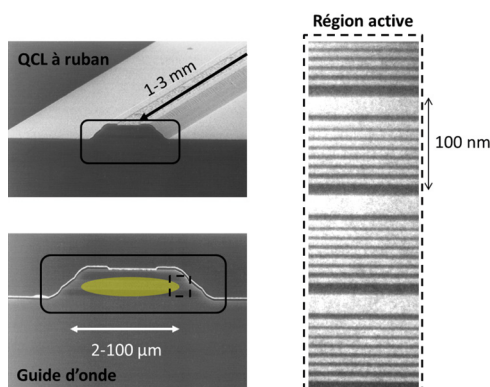


LES LASERS À CASCADE QUANTIQUE

Angela VASANELLI*, Carlo SIRTORI

Laboratoire de Physique de l'ENS, Université Paris Cité, Ecole normale supérieure, Université PSL, Sorbonne Université, CNRS, 75005 Paris (France)

*angela.vasanelli@phys.ens.psl.eu



Les lasers à cascade quantique sont des sources de lumière cohérente qui émettent dans une bande spectrale très large : de l'infrarouge moyen jusqu'aux THz. Ils exploitent des transitions entre niveaux électroniques issus du confinement spatial dans des puits quantiques de semiconducteur. Cet article présentera les principes de fonctionnement des lasers à cascade quantique, notamment l'ingénierie des structures de bande de la région active, permettant de réaliser l'inversion de population.

<https://doi.org/10.1051/photon/202613856>

Article publié en accès libre sous les conditions définies par la licence Creative Commons Attribution License CC-BY (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0>), qui autorise sans restrictions l'utilisation, la diffusion, et la reproduction sur quelque support que ce soit, sous réserve de citation correcte de la publication originale.

Les lasers à cascade quantiques (QCLs) ont été démontrés pour la première fois en 1994 aux Laboratoires Bell de la compagnie américaine de téléphone AT&T [1,2]. Ils exploitent des transitions optiques entre états confinés de la bande de conduction d'un système de puits quantiques de semiconducteur couplés par l'effet tunnel. Le QCL est en conséquence un dispositif unipolaire, qui emploie uniquement les électrons pour son fonctionnement. À la différence des autres lasers à semiconducteurs, la longueur d'onde d'émission des QCLs n'est pas fixée par la bande interdite du semiconducteur, mais elle est

essentiellement déterminée par le profil de potentiel électronique issu de la séquence de puits quantiques couplés. La conception de ces potentiels, connue comme « ingénierie des structures de bande », donne lieu à des matériaux artificiels et elle est au cœur de la physique des QCLs. Grâce à l'ingénierie des structures de bandes, il est possible de réaliser des QCLs avec longueur d'onde d'émission sur deux décades du spectre électromagnétique ($3 \mu\text{m} < \lambda < 300 \mu\text{m}$), en utilisant toujours les mêmes matériaux semiconducteurs de base. Les principaux systèmes de matériaux utilisés aujourd'hui pour réaliser des QCLs sont InGaAs/AlInAs sur substrat InP pour l'infrarouge moyen et GaAs/AlGaAs sur substrat

GaAs pour le THz. Ces systèmes de matériaux semiconducteurs ont l'avantage de bénéficier de techniques de croissance et de procédés de fabrication très matures, qui ont été développés pour les technologies des télécommunications. L'objectif de cet article est de présenter le principe de fonctionnement des QCLs [3]. Pour réaliser un QCL, comme tout autre laser, il faut deux éléments de base : un milieu à gain et un résonateur optique. Les résonateurs optiques utilisés pour les QCLs sont généralement similaires à ceux employés pour réaliser les diodes lasers, notamment les Fabry-Perot en ruban (comme dans l'image en début d'article) pour un fonctionnement multi-mode, ou les lasers à

contre-réaction distribuée, pour un fonctionnement mono-mode. En revanche, la conception et les propriétés de la région active sont singulières et propres à ce dispositif unipolaire, et seront présentées par la suite. Nous discuterons en premier lieu de comment l'ingénierie quantique des structures de bande permet d'obtenir du gain. Dans un deuxième temps, nous dériverons les équations de bilan, qui permettent de retrouver les caractéristiques du laser. Nous présenterons ensuite le rôle du schéma en cascade.

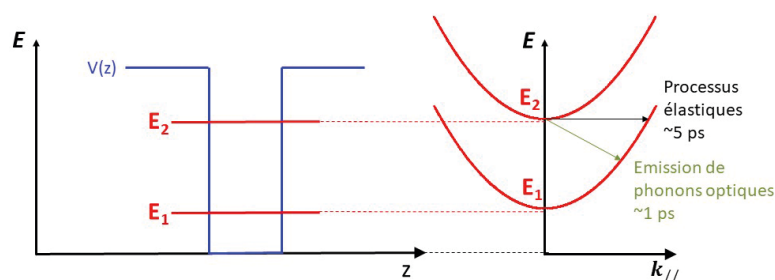
INVERSION DE POPULATION ET INGÉNIERIE DES STRUCTURES DE BANDE

Un système à trois niveaux, comme celui montré en figure 1(a), présente du gain optique si la population du niveau 3 est supérieure à la population du niveau 2 : c'est la condition d'inversion de population. Il se pose donc la question de comment obtenir l'inversion de population dans un système de puits quantiques couplés [4].

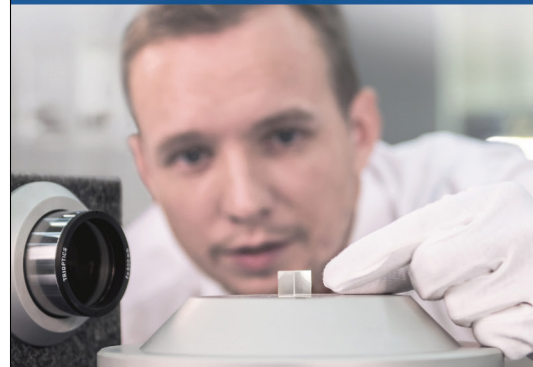
Considérons un électron dans un état excité d'un puits quantique de semiconducteur (encart 1). Son temps de vie est très court, de l'ordre de la picoseconde, ce qui rend très difficile l'obtention de l'inversion de population. Cette durée de vie est principalement limitée par l'interaction des électrons avec les phonons optiques, *i.e.* les quanta de vibration du réseau cristallin [5]. La solution trouvée par l'équipe de Federico Capasso, à l'origine de l'invention du QCL, a été de réaliser l'inversion de population en rendant le temps de vie de l'état 2, τ_2 , encore plus court que le temps de relaxation de 3 à 2, τ_{32} . Pour cela on introduit un niveau 1, tel que la différence d'énergie entre 2 et 1 est proche de l'énergie d'un phonon optique. Ceci permet de satisfaire la condition $\tau_2 < \tau_{32}$ et donc d'assurer une dépopulation rapide du niveau 2 pour réaliser la condition d'inversion de population. On voit donc que l'inversion de population est construite à travers l'ingénierie des temps de vie, grâce à une ingénierie du profil de potentiel électronique.

PUITS QUANTIQUES DE SEMICONDUCTEUR ET TEMPS DE VIE DE L'ÉTAT EXCITÉ

Dans un puits quantique de semiconducteur, les électrons sont confinés dans la direction de croissance du puits (z), ce qui donne lieu à des états discrets, E_n . Comme les électrons sont libres dans le plan des couches, à chaque état confiné est associée une « sousbande », d'énergie $E_n(k_{||}) = E_n + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m^*}$, avec m^* la masse effective des électrons en bande de conduction et $k_{||}$ le vecteur d'onde dans le plan des couches semiconductrices. Le temps de vie des électrons excités est limité par les processus non-radiatifs, principalement par l'émission de phonons optiques. Le temps de vie associé est de l'ordre de la picoseconde, et peut atteindre la centaine de femtosecondes pour une relaxation résonante, *i.e.* quand les deux sousbandes sont séparées par l'énergie d'un phonon longitudinal optique (environ 30 meV).



Métrologie des systèmes photoniques



Mesure de la plupart des paramètres d'un système optique

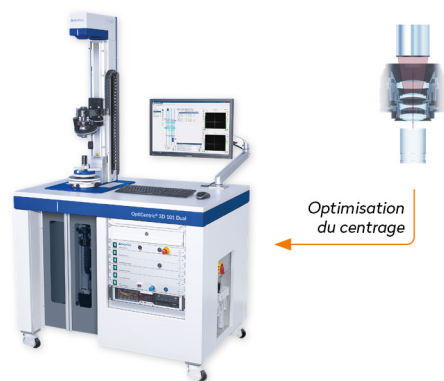
Systèmes imageurs, Lidars, Lasers, Objectifs, AR-VR

Tests en R&D et contrôle en production



Optimisation des alignements CamTest

Station de mesure de la FTM ImageMaster HR2



Optimisation du centrage

Station de Centrage OptiCentric 101

TRIOPTICS France

76 rue d'Alsace | 69100 Villeurbanne
Tel. +33 (0)4 72 44 02 03
www.trioptics.fr

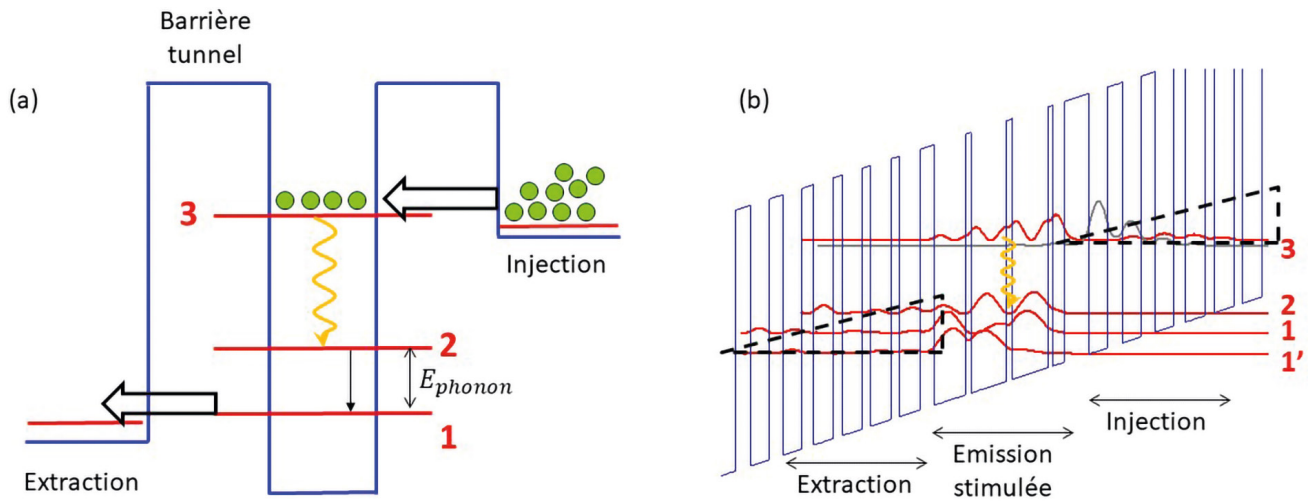


Figure 1. (a) Schéma simplifié d'une période d'un laser à cascade quantique. (b) Profil de potentiel de la bande de conduction, en présence d'un potentiel extérieur appliqué, avec les modules carrés des fonctions d'onde des états les plus importants pour le fonctionnement du QCLs. Chaque fonction d'onde est tracée à l'énergie correspondante.

La figure 1(a) présente la brique de base de la région active d'un laser à cascade quantique. Les électrons sont injectés par effet tunnel dans l'état 3 à partir d'un réservoir d'électrons (région d'injection). L'émission stimulée a lieu entre les états 3 et 2, grâce à la résonance phonon qui permet une relaxation rapide de 2 à 1, et une extraction efficace des électrons vers la région d'extraction. La figure 1(b) montre le dessin du potentiel électronique d'une région active, qui reproduit la brique de base de la figure 1(a). On peut identifier les trois régions importantes : la région à gain, où la transition radiative a lieu, avec les niveaux électroniques (en rouge) et les minibandes d'injection et d'extraction, schématisées par des triangles en tirets. Ces régions fonctionnent comme des « entonnoirs à électrons », qui permettent une injection par effet tunnel résonnant de l'état de plus basse énergie de la minibande (état injecteur, en gris dans la figure 1(b)) vers l'état excité de la transition radiative (état 3). À noter que la région active, illustrée en figure 1(b), est constituée de quatre niveaux, en raison d'une double résonance phonon entre les niveaux 2→1 et 1→1'.

L'ingénierie quantique des structures de bande permet donc de contrôler tous les paramètres clés pour le fonctionnement du QCL : la longueur d'onde d'émission, à travers la séparation en énergie entre 3 et 2 ; le gain, à travers la résonance phonon ; le transport électronique, via les minibandes, séparées par des zones interdites (minigap), où le transport ne peut pas avoir lieu.

L'introduction d'une résonance phonon n'est pas la seule possibilité pour réaliser l'inversion de population, et d'autres dessins de potentiel ont été introduits au fil des ans. Par exemple, la figure 1(b) illustre le cas d'une double résonance phonon, pour améliorer les performances des QCLs à température ambiante. Des structures à super-réseaux peuvent être introduites pour réaliser des QCLs dans les THz, lorsque l'énergie des photons émis est inférieure à celle des phonons optiques.

Le potentiel dessiné est ensuite réalisé dans une structure réelle grâce aux techniques de croissance épitaxiale, qui permettent de contrôler la croissance de puits quantiques et barrières avec une précision de l'ordre de la monocouche atomique.

CARACTÉRISTIQUES DU LASER

Considérons une structure à trois niveaux, comme celle présentée au paragraphe précédent. Nous allons calculer la dépendance entre la puissance émise par le QCL et le courant injecté en utilisant un système d'équations bilan. On appelle N_i la population du niveau i (i.e. la densité d'électrons du niveau i par unité de surface) et S la densité de photons d'énergie $E_{32} = E_3 - E_2$, par unité de surface. Pour une densité de courant injecté J on a :

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{N_3}{\tau_3} - \sigma S(N_3 - N_2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma S(N_3 - N_2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \sigma S(N_3 - N_2) - \frac{\alpha_{\text{tot}} c}{n_{\text{eff}}} S$$

Ici e est la charge élémentaire ; σ représente la section efficace par unité de temps associée aux processus d'absorption et d'émission stimulée ; α_{tot} représente les pertes totales de la cavité ; n_{eff} l'indice effectif du mode de cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide.

En cavité froide ($S = 0$), on trouve que l'inversion de population est :

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{e} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right)$$

Le gain optique étant proportionnel à l'inversion de population, cette expression indique que, si la condition d'inversion de population est satisfaite ($\tau_2 < \tau_{32}$), le gain est présent

quel que soit le courant injecté dans le dispositif. En d'autres termes, la région active d'un QCL, dont les performances sont déterminées par l'ingénierie des structures de bande, peut être considérée comme un amplificateur de lumière idéal, permettant d'augmenter le flux de photons pour tout courant injecté. En présence de photons dans la cavité ($S > 0$), on trouve que l'inversion de population est fixée par les caractéristiques de la cavité :

$$N_3 - N_2 = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma} \frac{c}{n_{eff}}. \text{ Cela veut dire qu'au-dessus du seuil laser, chaque électron injecté sur l'état excité de la transition laser donne lieu à un photon stimulé. En résolvant les équations de bilan à l'état stationnaire, on obtient la densité de photons en cavité en fonction de la densité de courant injecté comme :}$$

$$S = \frac{1}{\sigma \tau_3} \left(\frac{J}{J_{th}} - 1 \right)$$

avec $J_{th} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma} \frac{ce}{n_{eff}} \frac{1}{\tau_3}$ (dans l'approximation $\tau_2 \ll \tau_3$). La puissance émise par le laser est donc linéaire avec le courant injecté.

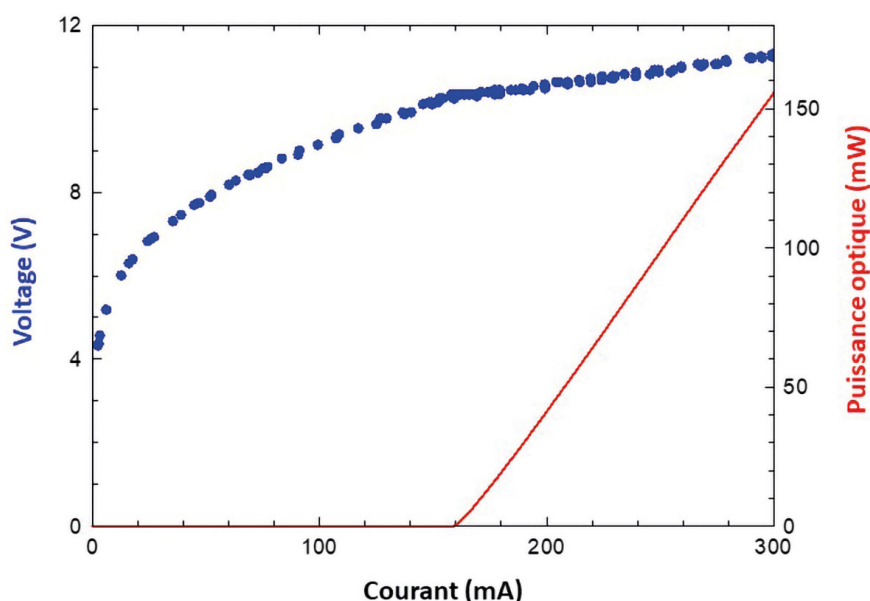
La figure 2 présente les caractéristiques électriques et optiques mesurées d'un

QCL commercial (Alpes Lasers) avec une longueur d'onde d'émission de 4.9 μm . Sur l'axe de gauche on lit le voltage aux bornes du dispositif mesuré en fonction du courant injecté. On peut reconnaître la caractéristique typique d'un dispositif tunnel résonant : pour une certaine valeur de la tension, l'injecteur est résonant avec l'état excité de la transition laser et le courant commence à circuler dans la structure. Sur l'axe de droite est tracée la caractéristique optique du laser, où l'on retrouve le comportement escompté : à partir du courant de seuil la puissance émise, proportionnelle à la densité de photons en cavité, augmente linéairement avec le courant. A noter aussi une brusque variation de la dérivée de la tension au seuil, liée au blocage de l'inversion de population.

L'EFFET CASCADE

L'effet cascade est une caractéristique importante des QCLs, qui les différencie des autres lasers à semiconducteur. En effet, un QCL est composé de la répétition de plusieurs périodes identiques qui permettent aux électrons extraits d'une période d'être injectés dans la période suivante. Le transport ●●●

Figure 2. Caractéristique tension – courant (courbe bleue) et puissance – courant (courbe rouge) d'un QCL commercial émettant à 4.9 μm .



LASERS QCL REPOUSSEZ LES LIMITES DE LA SPECTROSCOPIE MIR

PERFORMANCE | PRÉCISION | FIABILITÉ



Nanosystems and
Technologies
GmbH
nanoplus

- QCL DFB haute précision, longueurs d'onde personnalisées, intégration verticale complète.



**DRS DAYLIGHT
SOLUTIONS**

- Référence mondiale des systèmes QCL accordables et solutions MIR haute performance.

- ✓ Large couverture spectrale
- ✓ Stabilité et faible largeur de raie
- ✓ Solutions CW et accordables
- ✓ Intégration OEM simplifiée

Découvrez également **SPERO®**

Un microscope IR QCL révolutionnaire pour l'imagerie chimique rapide et sans contact.

DRS DAYLIGHT
SOLUTIONS



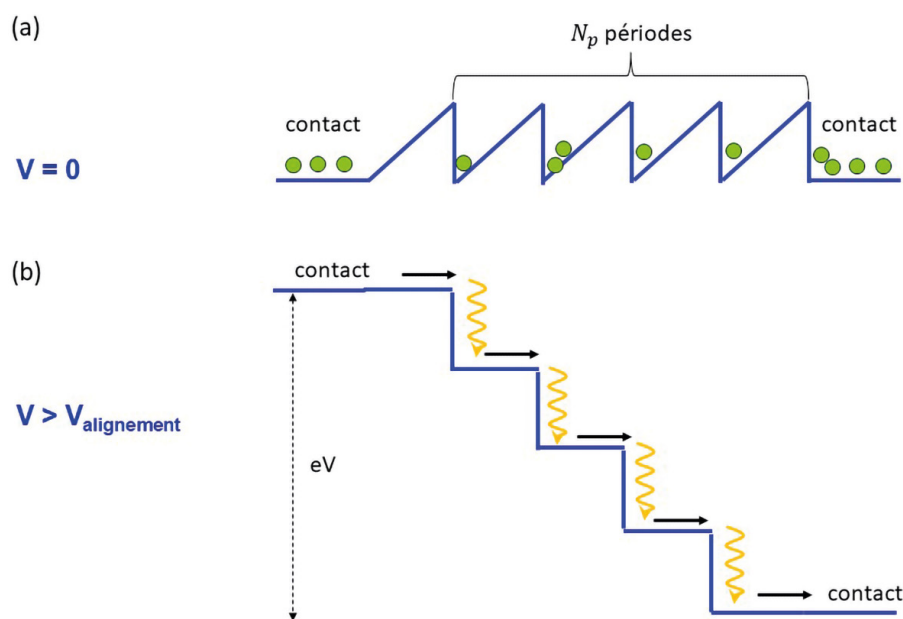


Figure 3. (a) Représentation schématic du potentiel « en dents de scie » dans la région active d'un QCL en l'absence de tension appliquée. (b) A la tension d'alignement, le potentiel en dents de scie est transformé en « marche d'escalier », chaque marche étant une période de la cascade. Un photon est émis chaque fois qu'un électron « cascade » d'une période à la suivante.

électronique est ainsi déterminé par l'ensemble des N_p périodes qui composent la région active.

La figure 3 présente un schéma pour comprendre l'effet cascade, en oubliant la structure fine liée aux fonctions d'onde et en suivant la distribution des électrons en l'absence (partie (a)) et en présence (partie (b)) d'une tension appliquée. Sans tension appliquée, chaque période correspond à un puits de potentiel triangulaire, de sorte que la structure du QCL est décrite par un potentiel en dents de scie. Dans cette configuration, les électrons sont dans le fond des puits triangulaires et y restent aussi pour des faibles tensions appliquées. Le courant ne circule pas dans la région active jusqu'à ce que le champ interne de la structure soit égal en amplitude, mais de signe opposé, au pseudo-champ du potentiel triangulaire. Cette « tension d'alignement » a transformé le potentiel en dents de scie en potentiel en marche d'escalier. Pour $V > V_{\text{alignement}}$, le courant circule dans le dispositif et les électrons cascaden de période en

période, d'un contact à l'autre. À chaque marche d'escalier, les électrons perdent de l'énergie par émission d'un photon. En conséquence, chaque électron qui traverse la région active peut émettre plusieurs photons avant d'arriver au contact d'extraction : l'efficacité quantique des QCLs, définie comme le rapport entre photons émis et électrons qui circulent dans la structure, peut valoir 10 ou plus en fonction du nombre de périodes dans la région active.

Augmenter le nombre de période permet donc d'augmenter la puissance

optique émise par le laser. Toutefois, cela a un prix : en augmentant le nombre de périodes, on augmente aussi la tension d'alignement, et donc la puissance électrique injectée.

CONCLUSION

Dans cet article, nous avons discuté les principes de fonctionnement des lasers à cascade quantique. Trente ans après leur invention portée par l'ingénierie des structures de bandes, les QCLs sont aujourd'hui des dispositifs commerciaux, fabriqués par une dizaine d'entreprises dans le monde. Les dimensions réduites et l'alimentation en courant les rendent des dispositifs parfaits pour être intégrés dans des instruments ou des systèmes pour la spectroscopie, la défense ou les applications médicales. De plus, leur démonstration a inspiré d'autres dispositifs pour les technologies infrarouges, comme les lasers à cascade interbande ou les détecteurs à cascade quantique. Enfin, leurs performances permettent désormais le développement de nouvelles applications dans le moyen et lointain infrarouge, comme les communications en espace libre, le pompage de lasers à gaz pour le THz, la métrologie, la spectroscopie de haute résolution, les capteurs quantiques. En parallèle, les QCLs restent un sujet de recherche très actif, notamment pour les études sur la génération de lumière comprimée et pour leurs propriétés dynamiques qui permettent la réalisation de peignes de fréquences. ●

RÉFÉRENCES

- [1] J. Faist *et al.*, *Science* **264**, 553 (1994)
- [2] C. Sirtori, *Photoniques* **130**, 30 (2025)
- [3] J. Faist, *Quantum Cascade Lasers* (Oxford University Press, 2018)
- [4] R.A. Suris, R.F. Kazarinov, *Soviet Physics. Semiconductors* **5**, 707 (1971)
- [5] R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989)