Les nanolasers

Vers une nouvelle physique des lasers ?

Izo Abram, Alexios Beveratos et Isabelle Robert-Philip (isabelle.robert@lpn.cnrs.fr)
CNRS, Laboratoire de photonique et de nanostructures (UPR 20), 91460 Marcoussis

Lorsque les dimensions des lasers deviennent submicro-niques, la physique qui gouverne leur fonctionnement est modifiée : les effets quantiques sont alors prépondérants et le rôle joué par l'émission spontanée devient très important, non seulement au passage du seuil, mais aussi en régime d'émission stimulée.

Les progrès technologiques récents ont permis, ces dernières années, de fabriquer de telles sources de lumière laser et de commencer à explorer cette nouvelle physique.

Dans cet article, nous présentons l'architecture de ces nouveaux lasers et illustrons, par l'exemple du passage du seuil, la physique sous-jacente, qui reste encore inconnue.

Dans son discours lors de la rencontre annuelle de l'American Physical Society en 1959, Richard Feynman annonçait "There is plenty of room at the bottom", présageant que la réduction en taille des objets ferait émerger de nouvelles propriétés et de nouveaux concepts. La miniaturisation des composants et l'émergence des nanosciences, quarante ans plus tard, ont donné raison à Feynman et à sa phrase visionnaire ; en effet, les lois du monde macroscopique, basées sur la thermodynamique et les moyennes de très grands nombres de particules, ne sont plus valables à l'échelle du nanomètre où l'on est très sensible au comportement quantique des particules individuelles. Cette inapplicabilité de la limite thermodynamique et l'émergence d'une nouvelle physique interviennent aussi pour les très petits lasers, même si leur taille est plutôt de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres.

C'est un panorama de l'état de l'art sur ces lasers d'un type nouveau, devenus depuis peu une réalité, que nous vous présentons ici. Il devient aujourd'hui possible de commencer à explorer expérimentalement leurs spécificités, bien que les recherches actuelles posent plus de questions sur leur fonctionnement qu'elles n'apportent de réponses.

Une réalité expérimentale aujourd'hui

Des systèmes modèles de la physique atomique ont déjà permis d'étudier les principes de l'émission d'un seul atome dans une cavité optique, donnant naissance à l'électrodynamique quantique en cavité. Un laser à un seul atome (dans une cavité macroscopique) a ainsi pu être réalisé. C'est dans le domaine des semi-conducteurs que la miniaturisation des lasers s'est poursuivie le plus massivement, en

exploitant les avancées technologiques de la micro et de la nano-électronique, qui permettent de réduire simultanément les dimensions des deux composants essentiels du laser : le milieu amplificateur et la cavité optique. Pour le milieu amplificateur, on a recours à des matériaux semi-conducteurs micro ou nanostructurés (jonctions p-n, multipuits quantiques, boîtes quantiques...), alors que pour la cavité optique, on peut fabriquer des cavités en forme de piliers (ou « micropiliers »), des « microdisques à modes de galerie » ou des « cavités à cristaux photoniques » (fig. 1). Ces cavités sont des structures où le confinement de la lumière se fait dans des volumes très petits, de l'ordre d'une demi-longueur d'onde au cube. Ce fort confinement est obtenu grâce à une microstructuration, qui induit des interférences optiques. Les cavités optiques ainsi réalisées sont de toute petite taille, de quelques centaines de nanomètres pour la lumière visible. On parle alors de « microcavités ». En insérant un milieu amplificateur (essentiellement des boîtes ou puits quantiques semi-conducteurs) dans ces microcavités, plusieurs équipes ont pu construire des lasers opérant aux échelles nanométriques : des lasers « micropiliers » à l'Université de Würzburg en Allemagne, des nanolasers à cristaux photoniques au Caltech, à l'Université Stanford et à l'Université de Californie à Santa Barbara, à l'Institut des nanosciences de Lyon ou bien au Laboratoire de photonique et de nanostructures à Marcoussis, par exemple. Les dimensions de ces lasers sont essentiellement limitées vers le bas à la moitié de la longueur d'onde optique, par le phénomène de diffraction.

Plus récemment, il est devenu possible de franchir la limite en taille imposée par la diffraction. La cavité optique est alors

>>>

1. Deux exemples de lasers de dimensions limitées par la diffraction.

En haut : vue par microscopie électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique. La cavité laser est située au centre, dans la zone non percée de trous (indiquée par une flèche), d'une membrane suspendue de 180 nm d'épaisseur, en arséniure de gallium ; l'arrangement périodique de trous (d'un diamètre de quelques dizaines de nanomètres) autour de la cavité forme un cristal photonique bidimensionnel, qui agit comme miroir à certaines longueurs d'onde par effets interférentiels.

En bas : à droite, vue par microscopie électronique à balayage d'un ensemble de « micropiliers » formant des cavités optiques de différents diamètres, en arséniure de gallium et arséniure de gallium-aluminium, de 7 μm de hauteur et de quelques centaines de nanomètres de diamètre, épitaxiés sur un substrat. L'encart de gauche présente un grossissement de trois piliers, vus en microscopie électronique en transmission. La lumière est confinée dans la cavité, latéralement par effet de guidage (comme dans une fibre optique), et verticalement par la présence de miroirs de Bragg. Chaque pilier constitue une source laser.

© CNRS-LPN (UPR 20).

Pour en savoir plus

Un des premiers articles sur les nanolasers à cristaux photoniques :

- S. Strauf *et al.*, "Self-Tuned Quantum Dot Gain in Photonic Crystal Lasers", *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 127404.

Un des premiers articles sur les lasers à plasmons :

- R.F. Oulton *et al.*, "Plasmon lasers at deep subwavelength scale", *Nature* **461** (2009) 629-631.

>>>

remplacée par des « plasmons de surface », qui apparaissent à l'interface entre un métal et un diélectrique. Physiquement, les plasmons de surface correspondent à une onde électromagnétique couplée au gaz d'électrons du métal, induite par l'oscillation de la densité de charge dans la direction du plan de l'interface. Cette onde décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire à l'interface et se propage le long de celle-ci. Les plasmons de surface se caractérisent de fait par un très fort confinement et donc une exaltation significative du champ à l'interface entre le métal et le diélectrique, et ce, sur des distances très petites devant la longueur d'onde optique, notamment aux basses longueurs d'onde.

À titre d'exemple, des chercheurs de l'Université de Berkeley ont utilisé comme milieu amplificateur des nanopiliers de semi-conducteur, d'un diamètre de l'ordre de la centaine de nanomètres. Pour réaliser un des premiers lasers recourant à des plasmons de surface, ils ont déposé ces nanopiliers sur une surface plane en argent tapissée d'une fine couche de fluorure de magnésium. Parallèlement, une équipe de l'Université d'État de Norfolk, en Virginie, a construit un laser à plasmons de surface, en entourant des nanobilles d'or de 14 nm de diamètre par une mince enveloppe de

silice incorporant des molécules organiques de colorant. Dans ces lasers de taille ultime, un faisceau lumineux vient éclairer les billes, entraînant la création de plasmons à la surface de la bille. Ces plasmons sont amplifiés *via* un processus de transfert énergétique utilisant le colorant organique, et se convertissent ensuite spontanément en photons.

Une nouvelle physique à inventer

Si les lasers opérant aux échelles nanométriques sont aujourd'hui une réalité expérimentale, la physique qui les gouverne reste cependant encore mal comprise. À la différence des lasers conventionnels, les microcavités sont le siège d'un faible nombre de modes optiques, et leur milieu amplificateur ne comprend qu'un petit nombre de dipôles émetteurs. Ceci affecte de manière importante le comportement de ces sources et la nature de la lumière qu'elles délivrent.

Une des spécificités de ces nouvelles sources est la mise en jeu d'effets quantiques de cavité. Dans une microcavité, la densité d'états électroniques vue par un émetteur est très différente de celle de l'espace libre, ce qui implique que son émission spontanée sera modifiée en

conséquence. Cette densité d'états peut être réduite par rapport à celle de l'espace libre : on a alors un ralentissement du processus d'émission spontanée ; ou bien elle peut être exaltée, ce qui peut induire une accélération de ce processus (effet Purcell). Dans le cas des nanolasers, on observe une accélération importante et une redistribution spatiale de l'émission spontanée : celle-ci est principalement présente dans le mode où cette accélération est la plus importante, mode dans lequel l'émission stimulée aura également lieu. On voit dès lors que l'émission spontanée peut représenter une fraction importante de l'intensité lumineuse dans le mode « utile » du laser ; cette fraction est usuellement notée β . Dans les lasers conventionnels, ce paramètre β est très faible, de l'ordre de 10^{-5} . En revanche, dans les nanolasers, il n'est plus du tout négligeable et atteint quelques 10^{-1} . Ces deux effets étroitement liés (accélération et redistribution de l'émission spontanée) affecteront fortement le fonctionnement de ces lasers.

La physique des nanolasers est très différente de celle des lasers conventionnels, au passage du seuil entre le régime d'émission spontanée et le régime d'émission stimulée.

3. Fonction de corrélation de second ordre à retard nul $g^{(2)}(0)$ pour des lasers.

(a) Laser conventionnel (courbe théorique).

(b) Nanolaser (points : mesures sur un nanolaser à cristal photonique sur membrane suspendue).

La puissance d'excitation est en échelle logarithmique.

Dans les lasers conventionnels, la fonction $g^{(2)}(0)$ est bien supérieure à 1 (plus exactement égale à 2) en dessous du seuil, puis chute à la valeur de 1 au passage du seuil. En revanche, dans les nanolasers, la fonction $g^{(2)}(0)$ décroît progressivement, et non de façon abrupte, au passage du seuil ; d'autre part, elle tend vers, mais n'atteint pas 1, à la différence des lasers conventionnels.

Dans les lasers conventionnels, à faible puissance d'excitation, seule l'émission spontanée, de faible intensité et omnidirectionnelle, est présente. En revanche, au-delà d'une certaine puissance seuil d'excitation, l'émission stimulée, de forte intensité, l'emporte. Cette puissance seuil est alors marquée par une augmentation abrupte de l'intensité émise par le laser (fig. 2a).

Par contre, l'augmentation de la puissance de sortie est beaucoup moins brusque dans les lasers caractérisés par de forts facteurs β (fig. 2b) : on observe de pair une augmentation progressive de l'intensité émise et de la fraction relative correspondant à l'émission stimulée. Il devient dès lors impossible, dans de tels lasers, de définir une puissance seuil. L'étude de la statistique des photons émis ne permet pas non plus de définir de façon non ambiguë un « seuil laser ». Sous le seuil, la lumière délivrée est dominée par l'émission spontanée, avec une statistique de photons proche d'une statistique thermique. On devra donc mesurer une fonction de corrélation de second ordre à retard nul supérieure à 1 (voir encadré et figure 3). Au passage du seuil, les fluctuations d'intensité augmentent considérablement, comme dans toute transition de phase ; par contre, au-dessus du seuil, l'intensité se stabilise et les photons sont distribués suivant une

statistique de Poisson, qui caractérise l'état cohérent : on mesurera alors une fonction de corrélation de second ordre à retard nul égale à 1. Cependant, alors que cette fonction chute de manière abrupte au passage du seuil dans les lasers conventionnels (fig. 3a), sa variation est toujours progressive dans les nanolasers (fig. 3b).

Outre la difficulté à définir de façon non ambiguë une puissance seuil, la nouvelle physique qui émerge dans ces lasers atypiques soulève un grand nombre de questions. Par exemple, un nanolaser produit-il un état cohérent ? Intuitivement, on pourrait répondre « probablement pas », comme semble l'indiquer l'expérience (la fonction de corrélation de second ordre à délai nul tend vers, mais n'atteint pas 1). Si l'état produit par les nanolasers n'est pas un état cohérent, quelles sont ses propriétés quantiques ? Cette question est encore aujourd'hui sans réponse...

La dynamique et le bruit de ces lasers sont aussi largement inexplorés. Dans la mesure où ils montrent une accélération et une redistribution du rayonnement spontané, on peut s'attendre à une réduction de leur temps d'allumage. Cette réduction pourrait permettre d'augmenter la fréquence maximale de modulation directe, qui atteint aujourd'hui expérimentalement

10 à 100 GHz dans les microcavités en régime laser, et ce à très faible puissance de pompe. Quant au bruit du signal délivré par ces sources, il se décompose, comme dans tout signal laser, en un bruit de phase et un bruit d'intensité. Le premier est relié aux fluctuations de la phase et donc de la fréquence de la lumière produite, alors que le second est relié aux fluctuations d'intensité du signal délivré dans le temps. La théorie indique que ces fluctuations d'intensité devraient diminuer significativement lorsque le facteur β augmente. Prédiction théorique qu'il reste encore à vérifier par l'expérience.

Conclusion

L'entrée des lasers dans les échelles submicroniques fournit un exemple de physique à réinventer ! Expliquer le fonctionnement de ces nouvelles sources, comprendre les propriétés du signal qu'elles délivrent, concevoir des applications possibles... Tout ceci suppose de revisiter la physique des lasers, en y associant notamment des concepts issus de l'électrodynamique quantique en cavité. Si le nanolaser est aujourd'hui une réalité, il offre plus de questions que de réponses, ouvrant un pan nouveau de la physique des lasers. ■

► Mesurer les fluctuations d'intensité de la lumière

Pour connaître les fluctuations d'intensité de la lumière, on peut mesurer la fonction d'autocorrélation de l'intensité à retard nul : $g^{(2)}(0) = \langle I(t)^2 \rangle / \langle I(t) \rangle^2$. La mesure de cette fonction se fait généralement au moyen d'un interféromètre de Hanbury-Brown et Twiss : la lumière à analyser est séparée en deux par une lame semi-réfléchissante, et on compte le nombre de photodétections simultanées de part et d'autre de la lame. À très faible flux lumineux, la quantité $g^{(2)}(0)$ est alors égale à $g^{(2)}(0) = p_2 / (p_1)^2$, où p_2 est la probabilité de détecter simultanément un photon sur chacun des ports de sortie, et p_1 la probabilité de détecter un seul photon sur un des ports de sortie. Cette fonction permet notamment de caractériser les fluctuations d'intensité d'une source laser.

En régime d'émission spontanée, le rayonnement produit s'apparente à une source thermique de fortes fluctuations d'intensité : l'intensité fluctue de manière chaotique, et les photons arrivent par paquets. Dans ce cas, la probabilité d'observer deux photons simultanément est deux fois plus importante que la probabilité au carré de n'en détecter qu'un : $p_2 > (p_1)^2$ et $g^{(2)}(0) = 2$.

En revanche, en régime d'émission cohérente, l'intensité est stable. Les photons émis sont distribués selon une statistique de Poisson. Ces fluctuations « poissonniennes » de l'intensité correspondent dans les sources conventionnelles au bruit de grenaille (ou *shot noise*). Dès lors, les photons sont détectés de manière complètement indépendante et décorrélée, et la probabilité d'en détecter simultanément deux est égale à la probabilité au carré de n'en détecter qu'un : $p_2 = (p_1)^2$, et la fonction $g^{(2)}(0)$ vaut 1.