

Les lasers aléatoires

Rémi CARMINATI et Patrick SEBBAH
 Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS, Paris
patrick.sebbah@espci.fr

Le piégeage de la lumière par diffusion multiple dans un milieu désordonné en présence de gain peut être utilisé pour réaliser un laser sans cavité. Au-delà de l'intérêt fondamental suscité par l'originalité de ce régime d'interaction lumière-matière, la fabrication relativement simple de ces lasers « aléatoires » et la possibilité de les contrôler offrent des perspectives d'applications nouvelles, dans des domaines non couverts par les lasers traditionnels.

De la diffusion aux lasers « aléatoires »

La diffusion multiple de la lumière par des milieux désordonnés est manifeste tout autour de nous. Elle est responsable par exemple de la couleur blanche des nuages, de la neige, du papier ou du lait. Un milieu très diffusant, s'il est suffisamment épais, devient très réfléchissant : la neige ne fond pas au soleil, et les nuages vus depuis un avion sont très éblouissants. Une autre caractéristique de la diffusion multiple est qu'en profondeur à l'intérieur du milieu l'intensité tend à devenir isotrope. Qui n'a pas été déboussolé dans un brouillard épais du fait de l'isotropie de l'éclairement ? Dans ce régime de diffusion multiple, le transport de l'intensité lumineuse peut être interprété comme une marche aléatoire de photons. Aux échelles grandes devant le libre parcours moyen associé à cette marche aléatoire, la densité d'énergie suit une loi de transport diffusif, similaire à la loi de Fourier pour le transport de chaleur ou à la loi de Fick pour le transport de particules. Le temps caractéristique associé au transport de l'intensité à travers le milieu est alors largement augmenté par rapport au temps de propagation libre (*encadré 1*). La diffusion multiple tend donc à piéger la lumière dans le milieu en allongeant son temps de séjour. Ce piégeage de la lumière par diffusion multiple peut être utilisé comme une cavité virtuelle pour observer un seuil laser en présence de gain, comme dans

un laser conventionnel. On obtient ainsi un laser sans miroir appelé couramment « laser aléatoire ».

Une « bombe photonique »

Letokhov étudie en 1968 la diffusion multiple de la lumière dans un milieu amplificateur diffusant, en utilisant le modèle de transport diffusif de la lumière [1]. Dans un milieu diffusant, les pertes ont lieu par diffusion aux frontières du milieu. On montre alors qu'il existe une taille critique pour laquelle le gain compense les pertes et le seuil laser est atteint (*encadré 1*). Ce modèle simple s'apparente à celui d'un réacteur nucléaire super-critique qui s'emballe lorsque la densité neutronique atteint une valeur critique, et il est parfois appelé modèle de « bombe photonique » (*figure 1*). Il donne une bonne idée générale du concept de laser aléatoire, même si la réalité est plus subtile car le gain n'est en général pas uniforme dans le milieu, et le pompage a souvent lieu en régime impulsionnel.

Diversité des lasers aléatoires

Des lasers aléatoires fonctionnant dans un régime proche de celui proposé par Letokhov ont été réalisés dès le début des années 1990. La grande diversité des systèmes dans lesquels l'effet laser aléatoire a été décrit est remarquable [2] (*figure 2*).

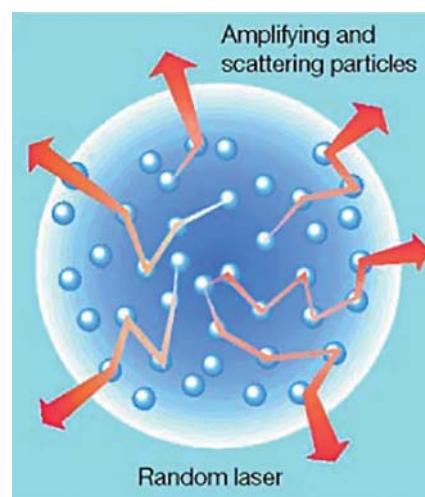


Figure 1. Principe de « la bombe photonique ». Le laser aléatoire est constitué d'un milieu amplificateur ouvert rempli de diffuseurs. En régime diffusif, le gain est proportionnel au volume du système alors que les pertes sont proportionnelles à sa surface extérieure. Il existe donc un volume critique pour lequel le gain compense les pertes et le seuil laser est atteint (Wiersma, Nature, 406, 132 (2000)).

Citons d'abord les travaux pionniers dans les suspensions de particules dans les colorants lasers, ou les verres photoniques et opales infiltrés par des colorants. Dans ces systèmes, le milieu à gain et le milieu diffusants sont deux milieux différents. Récemment un autre type de laser aléatoire a été réalisé par l'équipe niçoise de R. Kaiser en utilisant un nuage d'atomes froids [3]. Le nuage est formé de 1011 atomes de rubidium refroidis par laser à 50 μK , formant le milieu diffusant, et l'effet Raman stimulé est utilisé comme

Encadré 1

Modèle de « bombe photonique »

En régime de diffusion multiple, le transport de l'intensité lumineuse peut être interprété comme une marche aléatoire régie par un libre parcours moyen ℓ et une vitesse constante v , qui en première approche est c/n où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction effectif du milieu. Aux échelles grandes devant le libre parcours moyen, la densité d'énergie suit une loi de transport diffusif, avec un temps caractéristique de transport sur une distance L donné par $t = L^2/D$, où $D = (1/3) v \ell$ est le coefficient de diffusion. Pour parcourir 1 cm dans un milieu de libre parcours moyen $\ell = 100$ nm et d'indice proche de 1, le temps caractéristique est de l'ordre de 10 ns, alors qu'il serait de 300 ps en propagation libre. La diffusion multiple tend donc à piéger la lumière dans le milieu en allongeant son temps de séjour.

Letokhov étudia en 1968 la diffusion multiple de la lumière dans un milieu amplificateur, en utilisant le modèle de transport diffusif décrit ci-dessus. En présence d'absorption, un deuxième libre parcours moyen ℓ_a est introduit pour décrire la distance moyenne parcourue par la lumière avant d'être absorbée (en régime de diffusion multiple on a toujours $\ell_a \gg \ell$). Le temps caractéristique lié à l'absorption est alors ℓ_a/v . Dans un milieu amplificateur, le gain se décrit comme de l'absorption négative, avec une longueur de gain $\ell_g = -\ell_a$ et un temps caractéristique de gain ℓ_g/v . Un seuil laser peut être observé lorsque le gain compense les pertes de la « cavité ». Dans un milieu diffusant de taille L , les pertes ont lieu par diffusion aux frontières du milieu, et le temps caractéristique de fuite d'un photon émis à l'intérieur du milieu est L^2/D . La condition de seuil s'obtient donc lorsque ce temps de fuite égale le temps caractéristique de gain, ce qui s'écrit $L^2/D = \ell_g/v$. La taille critique du milieu permettant d'observer le seuil est donc $L_c = \sqrt{(\ell \ell_g)/3}$.

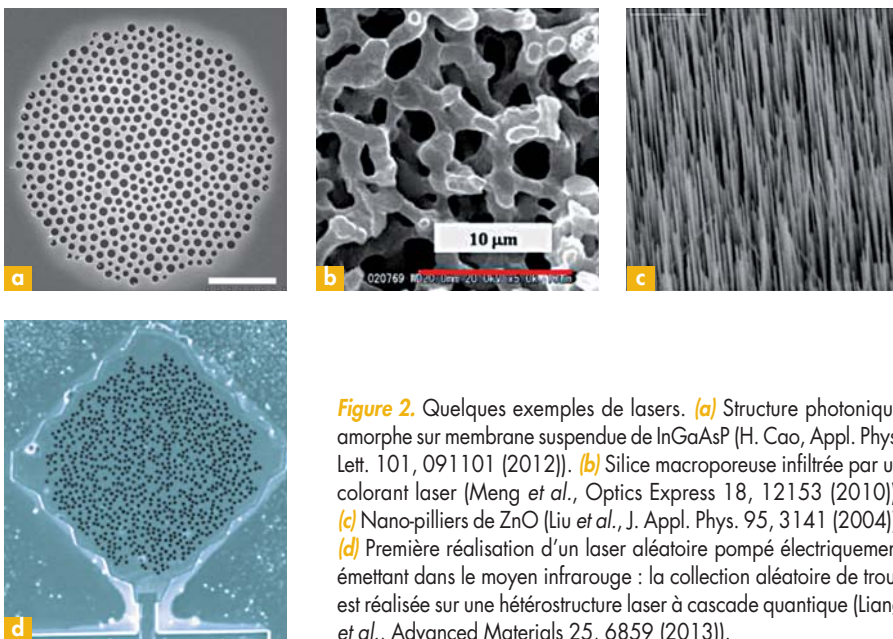


Figure 2. Quelques exemples de lasers. (a) Structure photonique amorphe sur membrane suspendue de InGaAsP (H. Cao, Appl. Phys. Lett. 101, 091101 (2012)). (b) Silice macroporeuse infiltrée par un colorant laser (Meng *et al.*, Optics Express 18, 12153 (2010)). (c) Nano-piliers de ZnO (Liu *et al.*, J. Appl. Phys. 95, 3141 (2004)). (d) Première réalisation d'un laser aléatoire pompé électriquement émettant dans le moyen infrarouge : la collection aléatoire de trous est réalisée sur une hétérostructure laser à cascade quantique (Liang *et al.*, Advanced Materials 25, 6859 (2013)).

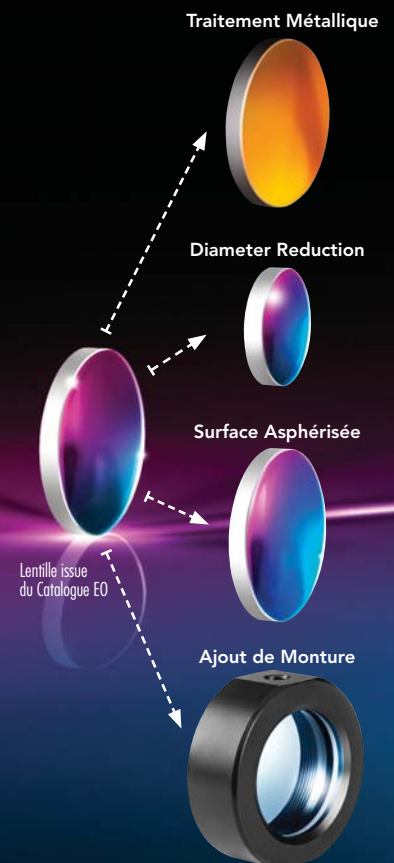
mécanisme de gain. Là les atomes jouent à la fois le rôle de diffuseurs et d'amplificateurs, le seuil laser résultant d'un compromis subtil entre gain et diffusion. Notons également qu'à une toute autre échelle, les astrophysiciens expliquent les fortes intensités de certaines raies spectrales dans les gaz d'étoiles ou dans l'atmosphère de Mars en termes d'émission laser sans cavité, le mécanisme de laser aléatoire décrit ici pouvant être à l'origine de ces observations.

Rétroaction cohérente

Ce sont les travaux de l'équipe du prof. H. Cao en 1999 qui ont véritablement déclenché l'intérêt de la communauté pour les lasers aléatoires [4]. En pompant optiquement une poudre d'oxyde de zinc (ZnO) au-dessus du seuil, des raies lasers discrètes émergent dans le spectre d'émission (figure 3). Ce phénomène résulte d'un véritable effet de rétroaction cohérent et se distingue du simple rétrécissement

PROTOTYPAGE OPTIQUE**MODIFICATIONS INFINIES**

Possibles sur plus de 19 500 Produits



OPTICAL PROTOTYPING SERVICE
Modifications sur les dimensions, les surfaces, les traitements, les bords et bien d'autres possibilités !

Livraison sous 2 semaines minimum seulement

BESOIN D'UN PROTOTYPAGE OPTIQUE?

1. Sélectionnez une optique standard en stock.
2. Définissez votre modification.
3. Contactez-nous pour la réalisation de l'optique.

EO Edmund optics | worldwide

+33 (0)8 20 20 75 55
www.edmundoptics.fr/prototyping

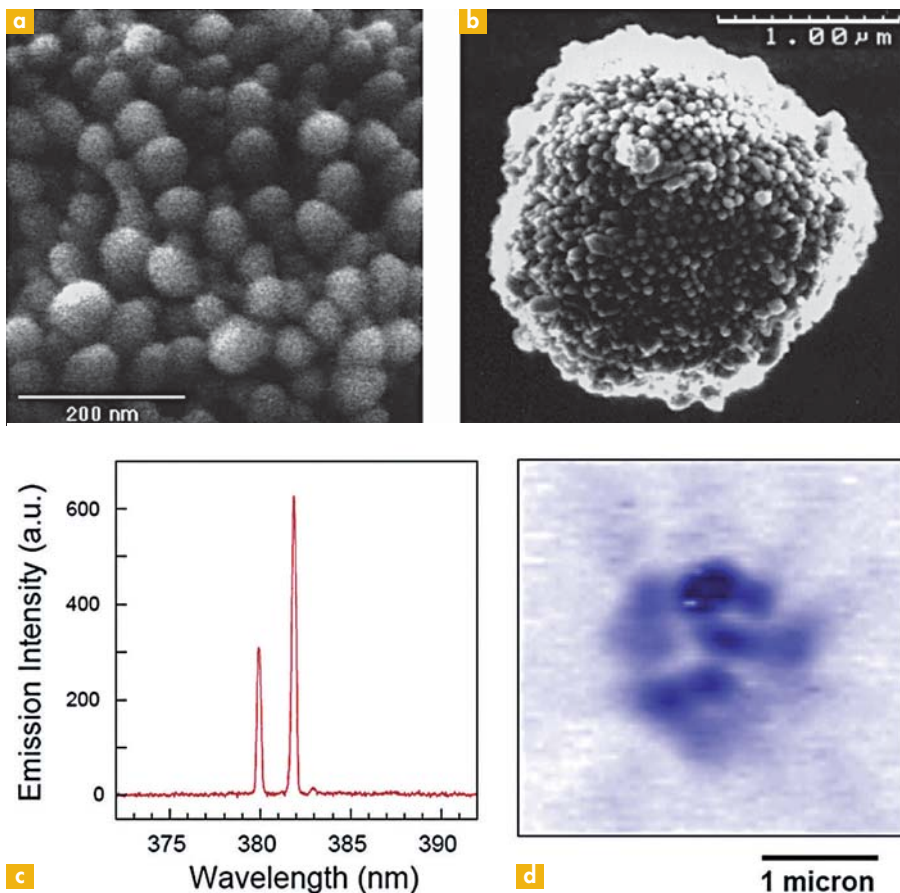


Figure 3. Effet laser aléatoire avec rétroaction cohérente. (a, b) Cet amas constitué de nano-cristaux de ZnO est pompé optiquement à 266 nm par un laser Nd:YAG pulsé. (c) Au-dessus du seuil, plusieurs pics étroits (largeur de l'ordre de 0,1 nm) apparaissent dans le spectre d'émission ; ils sont la signature d'une émission laser avec rétroaction cohérente. Le seuil est atteint pour une énergie incidente de l'ordre de 0,3 mJ. (d) L'émission laser est imagée à travers un microscope sur une caméra CCD sensible à l'ultraviolet (H. Cao *et al.*, Appl. Phys. Lett. 76, 2997 (2000)).

de la courbe de gain caractéristique de l'émission spontanée amplifiée (ASE). Dans ce cas, le retour vers le milieu à gain forcé par les diffuseurs aléatoirement distribués conduit à l'oscillation cohérente du mode de radiation, comme dans un laser conventionnel. Cette observation confirmée par la suite dans de nombreux autres systèmes aléatoires actifs, comme des poudres d'arséniure de gallium (AsGa), a suscité un long débat sur la nature des modes lasers dans ces lasers sans cavité. Si le concept de mode reste parfaitement défini dans un milieu ouvert, la correspondance entre modes du système passif et modes lasers n'est pas évidente. Nous avons montré que dans le régime de forte diffusion, les modes confinés par le désordre (régime de localisation d'Anderson – encadré 2) sont sélectionnés par le

gain comme les modes de la cavité Fabry-Perot d'un laser classique. En régime de faible diffusion par contre, les modes lasers peuvent être très différents de ceux de la cavité froide. Leur prédiction devient

un véritable défi pour les théoriciens qui doivent repenser la théorie semi-classique des lasers pour prendre en compte la complexité introduite par le désordre associé aux non-linéarités. La physique se complique encore plus en régime multimode où des effets intéressants de compétition de modes et d'instabilités sont attendus.

Un laser aléatoire : pas si aléatoire que ça ?

Le milieu diffusant, qui remplace dans un laser aléatoire la cavité optique des lasers conventionnels, est en général constitué d'un arrangement désordonné d'éléments diélectriques de petites dimensions. Différentes sous-régions de ce milieu constituent des réalisations différentes du désordre auxquelles sont associés différents ensembles de modes propres. Ainsi, en pompant différentes régions du milieu, il est possible d'obtenir différents spectres d'émission (figure 4). En quelque sorte, le même objet met à notre disposition non pas un laser unique mais une collection de lasers aléatoires possédant des propriétés spectrales différentes. Cette spécificité des lasers aléatoires est certainement ce qui en fait toute leur richesse : elle soulève des questions fondamentales par exemple sur la nature des modes lasers en présence d'un pompage local. Elle permet d'autre part d'envisager des applications originales. Une question qui se pose est, par exemple, de savoir s'il est possible de contrôler l'émission d'un laser aléatoire, une gageure semble-t-il puisque par essence, le spectre ou la

Encadré 2

Diffusion et localisation

En 1958, l'Américain Philip Anderson prédit qu'en présence de désordre spatial, la conduction électronique d'un métal peut s'annuler et le rendre isolant, ce qui lui a valu le prix Nobel en 1977. Ce phénomène qui repose entièrement sur des effets d'interférence est très général : il s'applique à tout type d'onde et en particulier à la lumière. Les systèmes très diffusants peuvent ralentir, voire stopper la diffusion de la lumière. Les photons venant de l'extérieur ne peuvent plus pénétrer le milieu ; ceux spontanément émis à l'intérieur se retrouvent piégés dans une région finie de l'espace. Une telle région est caractérisée par sa taille, appelée longueur de localisation. Cette longueur diminue lorsque le système devient de plus en plus diffusant, par exemple lorsqu'on utilise des particules d'indice de réfraction de plus en plus élevé. Dans ce régime, les modes sont spatialement localisés comme dans une cavité laser classique, mais de structures spatiales très différentes (figure 6). Ces modes sont naturellement sélectionnés par le gain dans un laser aléatoire.

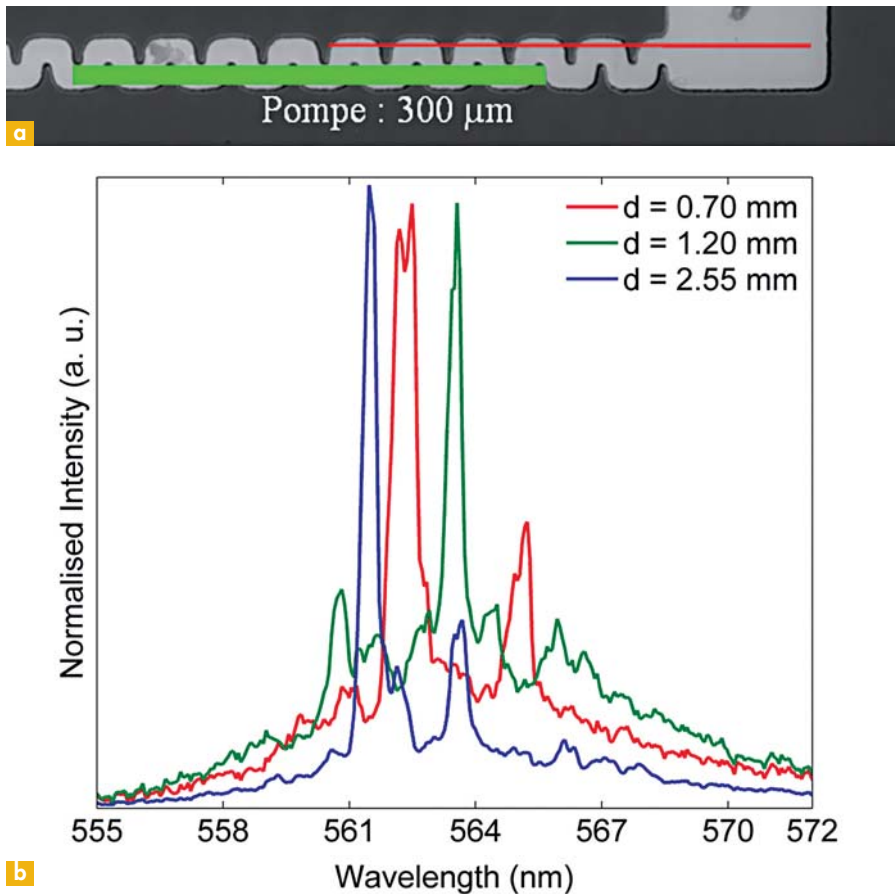


Figure 4. Laser aléatoire optofluidique. (a) Le dispositif est constitué d'un canal microfluidique en polydiméthylsiloxane (PDMS) de 3 mm, périodiquement structuré, dans lequel serpente un colorant laser. L'imprécision inhérente à la méthode de fabrication (photolithographie) crée un désordre naturel dans la structure (période $40 \mu\text{m} \pm 0,65 \mu\text{m}$), qui induit la diffusion multiple des photons stimulés à chaque interface PDMS/colorant. La ligne verte représente la pompe laser à 532 nm qui force l'émission selon l'axe du canal microfluidique. Cette ligne peut être déplacée le long du canal pour explorer différentes régions du désordre. (b) Spectre d'émission laser mesuré pour trois positions différentes de la pompe. À chaque position, un nouveau spectre est émis, associé à la structure aléatoire pompée localement.

direction d'émission sont *a priori* imprédictibles. Pourtant si le pompage de deux régions différentes donne deux spectres différents, on peut se demander s'il n'est pas possible de trouver un profil spatial de pompe non uniforme optimisé pour favoriser l'émission d'un mode particulier aux dépens des autres. L'idée de moduler la pompe optique d'un laser avait été suggérée et testée par Kogelnik et Shank dans un travail séminal sur les lasers à cavité distribuée (lasers DFB). Ce concept a été depuis très peu exploré. La modulation spatiale de la pompe à l'intérieur du milieu offre un degré de liberté supplémentaire, particulièrement intéressant pour contrôler le laser aléatoire. Avec le développement des modulateurs spatiaux

de lumière (SLM) et leur disponibilité sur le marché, une modulation arbitraire du faisceau de pompe devient possible et simple à réaliser. Nous avons proposé récemment une méthode de contrôle d'un laser aléatoire par adaptation itérative du profil spatial de la pompe, qui s'inspire des méthodes utilisées en optique adaptative ou plus récemment pour le contrôle actif du front d'onde pour l'imagerie à travers les milieux opaques [5] (figure 5). Le profil optimal du faisceau de pompe qui donne un spectre d'émission monomode à une longueur d'onde choisie et qui est *a priori* inconnu, est obtenu en utilisant un algorithme d'optimisation. À chaque étape, le spectre est mesuré et le profil modifié pour faire émerger le mode laser voulu et

Gooch & Housego

WORLD LEADING
EXPERTISE
ACROSS PHOTONIC
TECHNOLOGIES



Nous poussons les frontières de la technologie et de la fabrication pour faire bénéficier nos clients des meilleurs composants et sous-systèmes.

**Nous sommes
Gooch & Housego.**

Pour tout renseignement sur nos produits, merci de contacter Sébastien Lenoir

E: slenoir@goochandhousego.com

T: 06 08 78 52 56



« éteindre » les autres modes. Nous avons testé cette méthode avec succès sur un système réel dont nous maîtrisons maintenant totalement le spectre d'émission, malgré les différentes sources de bruit inhérent à un système expérimental (figure 3). Ces résultats seront prochainement publiés dans *Nature Physics*.

Dans les lasers conventionnels à cavité, le faisceau émis est cohérent et directionnel. L'émission d'un laser aléatoire est en général multidirectionnelle, voire quasi-isotrope. Pouvoir forcer l'émission d'un laser aléatoire dans une direction donnée est un défi récemment relevé par une équipe autrichienne qui a proposé une méthode analogue pour forcer un laser aléatoire en forme de disque à émettre dans une direction d'émission choisie dans le plan du laser. Une validation expérimentale de cette approche est en cours à l'Institut Langevin. Les perspectives sont nombreuses lorsque l'on pense à la versatilité d'un tel laser. Une fois les profils de pompe optimisés et enregistrés pour différentes longueurs d'onde ou pour différentes directions d'émission, on obtient un laser accordable et directionnel, adressé par l'ordinateur chargé de piloter le SLM. Intégré par exemple dans un système microfluidique, un tel laser permettra d'analyser différents composants en fonction de leur réponse spectrale et de leur position.

Perspectives d'applications

Aujourd'hui, les lasers aléatoires ne sont plus de simples objets de curiosité réservés aux études fondamentales sur les lasers. Le domaine des lasers aléatoires est en plein essor avec un intérêt marqué des pays asiatiques pour leurs applications potentielles. Ils ont été d'abord reconnus pour la simplicité de leur mise en œuvre avec des applications proposées par exemple dans le domaine des peintures laser. Une des premières applications prometteuses envisagée est la fabrication de lasers sans miroirs, en particulier dans le domaine des courtes longueurs d'onde et pour les lasers X, pour lesquels les éléments réfléchissants nécessaires à la cavité optique conventionnelle n'existent pas. Le faible coût de fabrication, les spectres

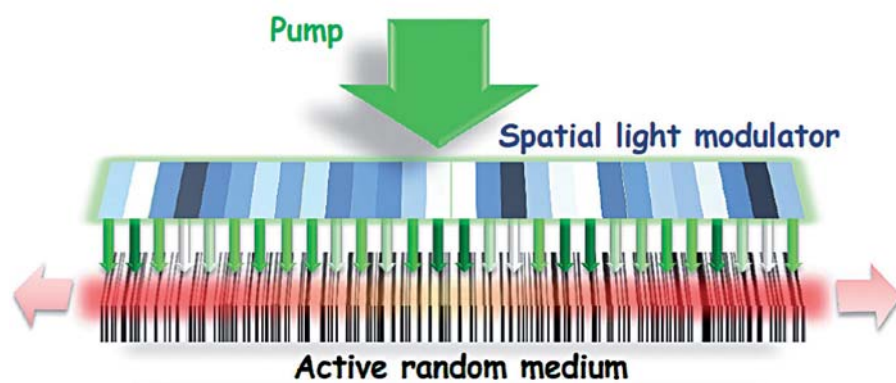


Figure 5. Principe du contrôle actif d'un laser aléatoire 1D. Dans ce schéma, le milieu est constitué de lames diélectriques (en noir) dans un milieu à gain. Le pompage optique (flèche verte) est modulé en amplitude par un modulateur spatial de lumière (bleu). La longueur d'onde de l'émission laser (flèches rouges) dépendra du profil spatial de la pompe (Bachelard *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 109, 033903 (2012)).

d'émission différents d'un système désordonné à l'autre, leur petite taille, la flexibilité de leur géométrie et leur compatibilité avec différents substrats associés à leur multi-directionnalité en font des candidats intéressants pour les afficheurs intenses. Les micro-lasers aléatoires pourraient être utilisés comme marqueurs optiques dans le domaine de l'imagerie médicale, dans l'étiquetage des matériaux ou la génération rapide de grandes séries de nombres aléatoires pour les clés de codage. Dans tous ces cas, on utilise la signature unique de la structure aléatoire que représente le spectre d'émission.

Une propriété importante des milieux désordonnés diélectriques est leur sensibilité extrême à une perturbation même locale de l'indice de réfraction. De même que les modes d'une cavité Fabry-Perot se décalent en fréquence et s'ajustent à la cavité lorsque l'on modifie l'espace entre les miroirs, les modes d'un laser aléatoire sont très sensibles à une perturbation du milieu, offrant des perspectives intéressantes dans le domaine des capteurs biologiques ou chimiques, ou dans le nano-positionnement. Un laser accordable en longueur d'onde par variation de la température a été proposé par l'équipe de Wiersma à Florence comme capteur de température. Plus récemment, nous avons conçu à l'Institut Langevin un laser aléatoire optofluidique qui permet de mesurer de petites variations d'indice lorsqu'un fluide circule dans un micro-canal voisin (figure 4). Ce laser a été conçu en structurant de façon périodique un

canal microfluidique dans lequel s'écoule un colorant laser. Le désordre inhérent à l'imprécision de la méthode de photolithographie utilisée favorise la diffusion multiple des photons dans le milieu à gain et permet d'observer l'effet laser aléatoire et d'en contrôler l'émission. Parce qu'une telle source n'a pas les exigences de fabrication et d'alignement des dispositifs lasers microfluidiques conventionnels, il est possible d'envisager son intégration à grande échelle dans des structures optofluidiques complexes.

Les lasers aléatoires forment une nouvelle classe de source de lumière, qui possède à la fois une radiance spectrale comparable aux diodes super-luminescentes et une faible cohérence spatiale comparable aux sources thermiques de lumière blanche. Cette combinaison convient particulièrement bien à l'imagerie plein champ, pour laquelle les effets cohérents comme la formation de tavelures ou « speckle », caractéristiques des lasers classiques, est en générale nuisible. Un laser aléatoire, dont la cohérence spatiale peut être ajustée voire supprimée, a été récemment conçu et breveté. Il offre une source idéale pour améliorer la qualité des images, par exemple dans les projecteurs digitaux, en microscopie classique, en holographie ou en imagerie non invasive type OCT (*optical coherent tomography*).

Mais les lasers aléatoires se retrouvent aussi là où on les attend le moins : en particulier dans les lasers à cristaux photoniques ! Les procédés de fabrication ne sont pas parfaits et les défauts structurels

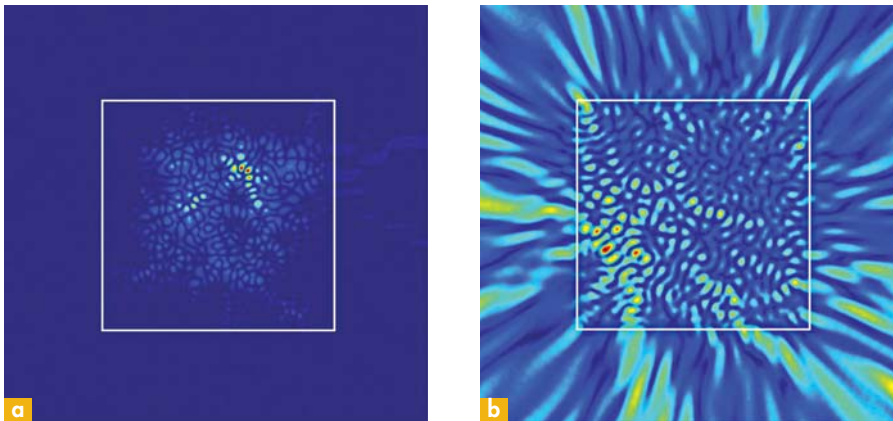


Figure 6. Modes lasers. Simulations numériques (méthode FDTD) des modes lasers dans un milieu actif bidimensionnel rempli d'une collection aléatoire de diffuseurs diélectriques d'indice optique n . (a) Mode laser localisé (fort désordre avec $n=2$). Mode laser étendu (faible désordre avec $n=1,25$). Le carré blanc donne les limites du système aléatoire (Andreasen, *Advances in Optics and Photonics* 3, 88 (2011)).

résiduels peuvent avoir des effets nuisibles en particulier dans les régimes de lumière lente où l'interaction lumière-matière est exaltée. Plus la lumière est ralentie, plus les effets du désordre inhérent à la fabrication se font sentir. L'équipe de H. Cao a montré comment ce désordre structurel permet la formation de modes spatialement localisés au sens d'Anderson, capables d'amplifier l'émission spontanée des photons. Les expériences ont été réalisées dans un guide d'onde à cristal photonique en régime de lumière lente, fabriqué sur une membrane d'AsGa dans laquelle des boîtes quantiques d'InAs ont

été introduites. En pompant optiquement la membrane, l'effet laser aléatoire est observé sur des modes fortement confinés par le désordre.

Une technologie complémentaire des lasers existant

Les lasers aléatoires sont encore à leurs débuts et ne prétendent pas remplacer les technologies lasers largement éprouvées. Cependant, le concept atteint aujourd'hui le stade de la maturité. Ainsi, une équipe de Singapour a conçu tout récemment le

premier laser aléatoire à cascade quantique pompé électriquement fonctionnant dans l'infrarouge à $10 \mu\text{m}$ (figure 2d) et le stade du développement n'est plus très loin. Un laser aléatoire est un objet à la fois simple et complexe, ce qui en fait toute la richesse. Il pose un véritable défi aux théoriciens amenés à repenser la théorie des lasers dans ces systèmes ouverts. Leur fabrication relativement simple contraste avec les exigences et les contraintes technologiques des cavités lasers traditionnelles, offrant de nouvelles perspectives d'applications, là où les lasers traditionnels sont en échec. Enfin, si le concept même de laser aléatoire se retrouve dans de nombreux domaines, des gaz d'atomes froids aux lasers à cristaux photoniques, c'est certainement parce que le désordre est partout et incontournable.

Références

- [1] V.S. Letokhov, *Sov. Phys. JETP* **26**, 835 (1968).
- [2] D.S. Wiersma, *Nature Phys.* **4**, 359 (2008).
- [3] L. S. Froufe-Pérez, W. Guerin, R. Carminati, Robin Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173903 (2009); Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin, R. Kaiser, *Nature Phys.* **9**, 357 (2013).
- [4] H. Cao, Y.G. Zhao, S.T. Ho, E.W. Seelig, Q.H. Wang, R.P.H. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2278 (1999).
- [5] N. Bachelard, J. Andreasen, S. Gigan, P. Sebbah, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 033903 (2012).



Achetez, vendez
l'instrumentation optique-photonique
d'occasion !

confidentialité
transactions sécurisées

conformité des spécifications

équipements à coût réduit

financements complémentaires

www.photonics-marketplace.com