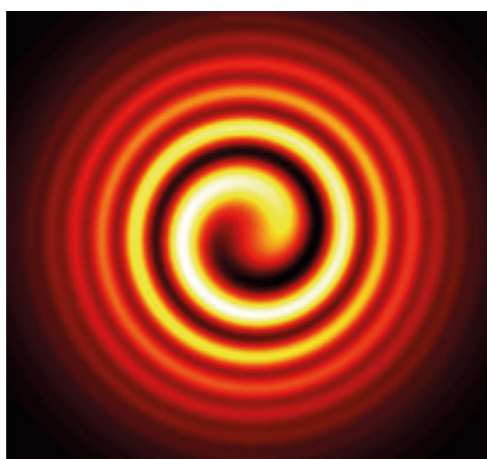


OPTIQUE SINGULIÈRE : DÉFAUTS DE LUMIÈRE ET ÉMERGENCE DE STRUCTURES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Étienne BRASSELET*

Université de Bordeaux, CNRS, Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, F-33400 Talence, France.

*etienne.brasselet@u-bordeaux.fr



La lumière naturelle nous enveloppe au quotidien, qu'elle nous soit visible ou invisible. Domptée, elle a trouvé sa place dans nombre de technologies qui accompagnent le quotidien des sociétés. Collectée et analysée, elle nous permet même d'appréhender l'Univers et nous connecte à notre passé commun. Cependant, la lumière, naturelle ou artificielle, a ses défauts, au sens propre. Une ou plusieurs de ses caractéristiques peuvent en effet être non définies à certains endroits, on parle de singularités. L'optique dite « singulière » est un domaine de recherche qui traite de cela et cet article vise à en donner un aperçu.

<https://doi.org/10.1051/photon/202513232>

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.

Appréhender le caractère « singulier » de la lumière peut se faire à l'aide d'un exemple simple dans le cadre d'une description de la lumière à l'aide de rayons : l'optique géométrique. L'effet d'une lentille mince sur un faisceau lumineux, décrit comme un ensemble continu de rayons parallèles qui convergent en un point du plan focal de la lentille,

est illustré à la Figure 1(a). Ce point est à la croisée d'une infinité de rayons, l'intensité y diverge, ce qui correspond à une singularité résultant du cadre purement géométrique retenu. Si l'on aborde le même phénomène dans un cadre ondulatoire, on peut décrire une tache lumineuse d'intensité finie au foyer, qui ne porte plus trace de cette divergence géométrique. Une telle régularisation peut être observée dans la vie courante, par exemple

en regardant l'effet d'un verre sur la lumière, comme on peut le voir sur la Figure 1(b), duquel émergent des structures lumineuses intenses associées aux endroits où une infinité de rayons se superposent, ce que l'on appelle des caustiques.

Toutefois, la description ondulatoire de la lumière, qui est un champ électromagnétique vectoriel régi par les équations de Maxwell, présente elle aussi des singularités. Et ce,

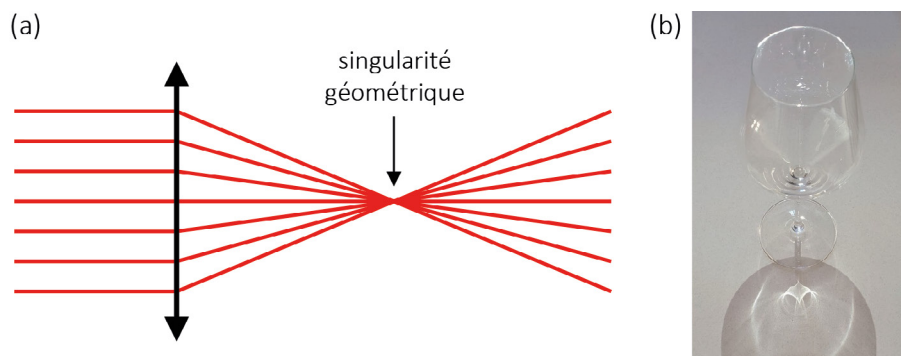


Figure 1. (a) Illustration géométrique de la focalisation de la lumière par une lentille mince, qui met en évidence une singularité géométrique au point focal, où se croisent une infinité de rayons. (b) Un exemple de régularisation ondulatoire au quotidien, par observation de caustiques obtenues en éclairant un verre.

même dans sa représentation la plus simple, à savoir celle d'un champ scalaire décrit à l'aide d'une amplitude et d'une phase. Cette dernière peut en effet présenter des singularités, c'est-à-dire des endroits où elle n'est pas définie—on parle de *singularités de phase*. Si on inclut le concept d'état de polarisation de la lumière, qui fait référence au comportement géométrique des oscillations du vecteur décrivant le champ électrique en un point donné, on peut se trouver là aussi dans des situations où une ou plusieurs de ses caractéristiques n'est pas définie—on parle de *singularités de polarisation*. Ces deux classes de singularités ondulatoires seront présentées dans la section 2 et illustrées à l'aide d'observations expérimentales qui mettent en valeur leur caractère naturel et les concepts associés. Les principales technologies photoniques permettant de les obtenir à la demande seront présentées en section 3, ainsi que certains usages marquants et les perspectives de développement envisageables. Pour conclure, nous verrons en quoi la nature intrinsèquement spatio-temporelle de la lumière amène à considérer des structures topologiques de plus en plus sophistiquées, tant du point de vue fondamental qu'appliqué.

Avant de commencer, nous tenons à préciser que d'un point de

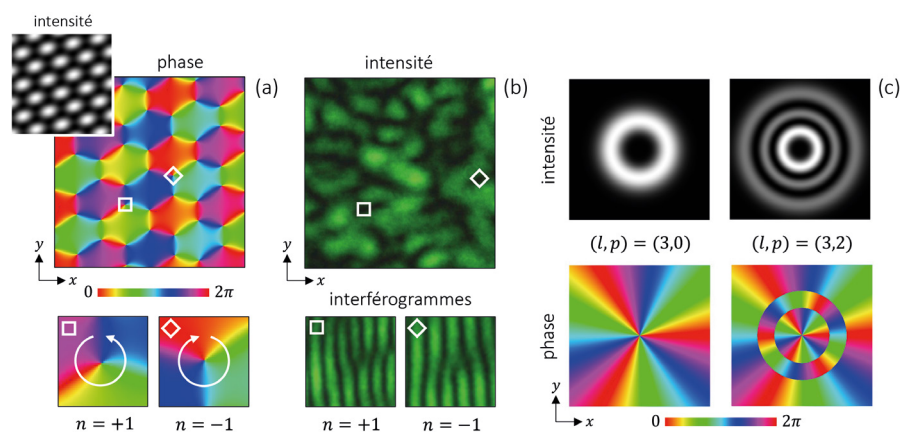
vue historique, il a été identifié que les trois classes de singularités mentionnées ci-dessus (géométrie, phase et polarisation) semblent remarquablement trouver leurs origines dans les années 1830 [1]. De plus, il est intellectuellement enthousiasmant de réaliser que nous sommes entourés, au quotidien, de toutes ces sortes de singularités, comme cela a été illustré dans le cas géométrique ci-dessus, et nous verrons qu'il en va de même pour les singularités de phase et de polarisation. Enfin,

nous redirigeons le lecteur intéressé vers le livre intitulé *Singular Optics*, de G. J. Gbur, pour une immersion approfondie d'un sujet qui n'est que brièvement survolé ici [2].

SINGULARITÉS DE PHASE ET DE POLARISATION

Quelle heure est-il au pôle Nord ? Cette question fait écho aux singularités de phase ondulatoires. Dans un plan, cela correspond à des points isolés d'amplitude nulle où la phase de l'onde n'est pas définie et varie de $2\pi n$, $n \in \mathbb{Z}^*$, le long d'un chemin fermé autour du zéro d'amplitude (l'existence d'un zéro n'est donc pas une caractéristique suffisante). Cet entier est appelé charge topologique de la singularité. Conceptuellement, les singularités fondamentales associées à $n = \pm 1$ apparaissent lorsqu'au moins trois ondes planes ayant des directions de propagation non colinéaires se superposent, voir Figure 2(a). En pratique, une manière simple de générer des singularités de phase pour la lumière consiste à illuminer un papier calque avec un pointeur laser, voir Figure 2(b). En effet, la lumière laser étant cohérente, le champ diffusé peut se concevoir comme ●●●

Figure 2. (a) Simulation de la distribution spatiale de l'intensité et de la phase (à un instant donné) d'une superposition de trois ondes planes ayant des directions de propagation non colinéaires et se propageant vers $z > 0$ avec en bas un grandissement au voisinage des singularités de phase de charge topologique $n = \pm 1$. (b) Pendant expérimental de (a) par observation de la lumière d'un pointeur laser diffusée par un papier calque avec en bas les figures d'interférences au voisinage de singularités de charge $n = \pm 1$ par superposition d'un faisceau de référence. (c) Simulation de la distribution d'intensité et de phase dans le plan transverse pour deux types de faisceaux de Laguerre-Gauss.



la superposition d'un grand nombre d'ondes planes qui interfèrent et donnent naissance à une multitude de singularités. Leur identification peut se faire en faisant interférer le champ diffusé avec un champ de référence provenant de la même source. On obtient alors localement des franges d'interférences présentant des fourches d'où émerge une frange lumineuse pointant dans une direction ou une autre, voir Figure 2(b). Cela signe la présence de singularités de phase ayant une charge topologique $n = \pm 1$. Les singularités de charge plus élevée ($|n| > 1$) existent en théorie, mais elles sont instables : toute perturbation du champ les fait éclater en singularités de charge unitaire. Cela n'empêche pas une exploitation expérimentale tant que les perturbations sont maîtrisées, ce qui est une affaire de compromis.

Bien qu'inhérentes aux champs aléatoires comme nous venons de le voir, les singularités de phase de charge topologique arbitraire sont aussi associées à des structures électromagnétiques bien définies et accessibles expérimentalement. Ceci vient du fait qu'elles émergent mathématiquement de solutions exactes particulières de l'équation d'Helmholtz en régime paraxial caractérisées par une symétrie cylindrique. On peut donc produire spontanément, à l'aide d'une cavité laser, des faisceaux portant sur l'axe une singularité de phase, on parle de vortex optiques. Mieux, tout faisceau lumineux paraxial peut être décrit comme une superposition de vortex optiques, c'est ce qu'on fait en utilisant la base orthogonale des modes optiques dits de Laguerre-Gauss, de dimension infinie. Ces modes sont définis par une longueur caractéristique associée à l'enveloppe Gaussienne et de deux indices, $l \in \mathbb{Z}$ et $p \in \mathbb{N}$, qui définissent le profil radial donné par un polynôme de Laguerre généralisé et où l est aussi la charge topologique de la singularité de phase sur l'axe de propagation et p est le nombre de saut de phase

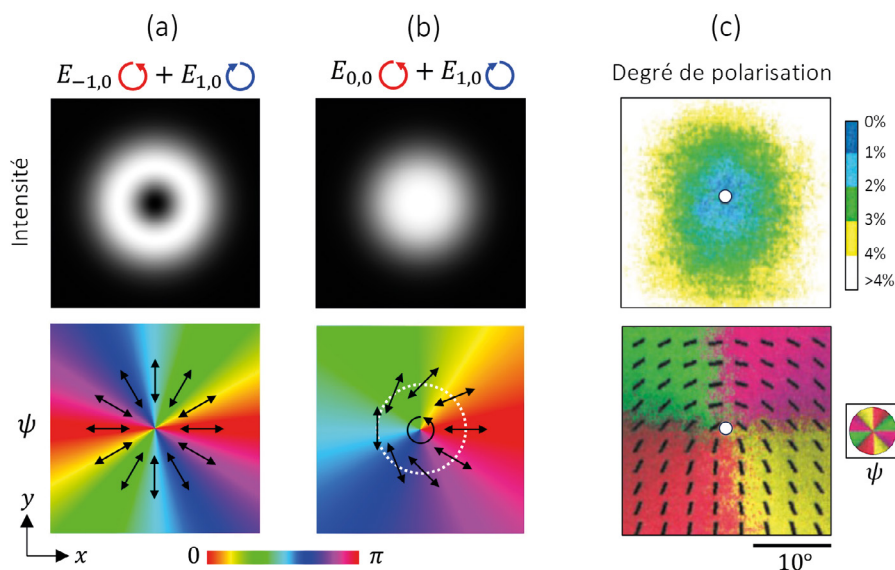


Figure 3. (a,b) Simulation de la distribution d'intensité et d'azimut de l'ellipse de polarisation (ψ) pour deux types de superpositions de faisceaux de Laguerre-Gauss de polarisations circulaires orthogonales. Les flèches indiquent l'état de polarisation, partout linéaire pour (a), linéaire le long du cercle pointillé et circulaire au centre pour (b). (c) Mesure du degré de polarisation et de la structure spatiale de ψ associée qui est caractérisée un indice 1/2, au voisinage d'un des quatre points neutres de la lumière venant du ciel, adapté de [Naturwissenschaften 85, 333 (1998)].

de π le long d'une demi-droite partant de l'axe, voir la Figure 2(c) pour deux exemples.

Les singularités de polarisation peuvent quant à elles être introduites... en retournant au pôle Nord : dans quelle direction pointe le pôle Sud ? En effet, la réponse à cette question présente une analogie avec un champ polarisé linéairement ayant une distribution radiale du champ électrique au voisinage du point singulier et qui n'est pas défini à la singularité, cette dernière étant associée à une amplitude nulle. Cette situation est illustrée à la Figure 3(a) et correspond par exemple au cas de la superposition de deux faisceaux de Laguerre-Gauss ne se distinguant que par le signe de l'indice l et dont les états de polarisation circulaires sont orthogonaux. D'autres types de singularités peuvent être construits pour des champs lumineux purement transverses, comme l'illustre l'exemple présenté à la Figure 3(b), où l'un des indices l de la superposition précédente est pris égal à zéro.

Cette fois-ci, bien que l'état de polarisation soit défini partout dans le plan, l'orientation du grand axe de l'ellipse n'est pas définie au centre. On parle alors de point C, l'état de polarisation y étant circulaire. Il en existe de plusieurs types selon les caractéristiques du champ de polarisation dans son voisinage. En particulier, ils sont associés à un indice $n/2$, $n \in \mathbb{Z}^*$, qui représente le nombre signé de tours complets effectués par l'orientation de la polarisation le long d'un circuit fermé dans le sens inverse des aiguilles d'une montre entourant la singularité. Les points C avec $n > 1$ ne sont pas stables, faisant écho au caractère générique des seules singularités de phase de charge topologique ± 1 . On note aussi la présence d'un cercle centré sur le point C, où c'est la nature droite ou gauche de l'état de polarisation qui n'est pas définie, on parle de ligne L, l'état de polarisation y étant linéaire. Pour une analyse détaillée des points C et des lignes L, on renvoie le lecteur à l'article [3]. Enfin, la riche topologie des structures de

polarisation dans un plan peut être étudiée expérimentalement de manière simple et variée, par exemple en faisant se propager un faisceau Gaussien à travers un milieu biréfringent, homogène ou non, et en mesurant l'état de polarisation en sortie.

Pour finir, un dernier exemple du caractère naturel des singularités de polarisation et des structures électromagnétiques qui en résultent mérite d'être mentionné : il s'agit de la lumière venant du ciel. Il existe quatre directions d'observation, ou points neutres, où l'ellipse de polarisation elle-même est indéterminée. La lumière y est complètement dépolarisée. Deux de ces points singuliers sont situés à proximité du Soleil, et les deux autres correspondent à des directions opposées. Remarquablement, si trois de ces points ont été observés dans la première moitié du XIX^e siècle, la signature topologique générique du champ de polarisation dans leurs voisinages ainsi que le 4^{ème} point neutre n'ont été identifiés expérimentalement qu'aux alentours des années 2000, voir à la Figure 3(c).

Nous avons vu que les singularités optiques, de phase ou de polarisation, ne constituaient pas des propriétés topologiques exotiques de la lumière. Au contraire, elles en constituent en quelque sorte le squelette. Ancrées dans les phénomènes lumineux qui nous entourent depuis toujours, elles continuent d'être apprivoisées au bénéfice d'applications toujours plus nombreuses. Dans ce qui suit, nous allons présenter quelques technologies de mise en forme des singularités optiques ainsi que certaines avancées qui ont particulièrement stimulé des développements qui restent toujours d'actualité.

TECHNOLOGIES PHOTONIQUES SINGULIÈRES

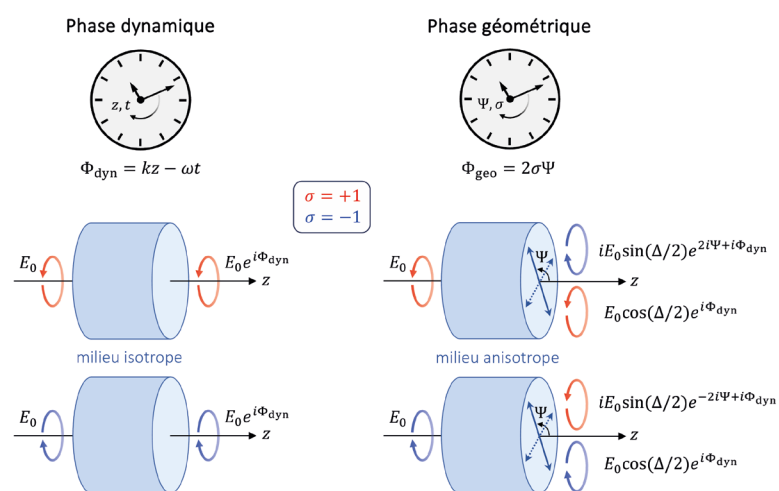
La production d'éléments optiques permettant de transformer une onde « régulière » en une onde « singulière » de façon contrôlée remonte à plus de 50 ans. En effet, Bryngdhal

mentionne en 1973 la fabrication de masques de phase hélicoïdaux en exploitant les changements d'épaisseur optique d'émulsions photographiques. Ces lames de phase spiralées présentent une transmittance complexe de la forme $e^{i\alpha\phi}$ où ϕ est l'angle polaire dans le plan de la lame et α un réel qui dépend de la longueur d'onde. Ainsi, en prenant soin de choisir $\alpha = l \in \mathbb{Z}^*$, on peut générer des singularités de phase de charge topologique l à la demande.

Cependant, l'intérêt pour ce type de dispositifs n'a suscité un intérêt concret que 20 ans plus tard, grâce

à un travail d'Allen *et al.* en 1992. Les auteurs y interprètent de manière mécanique (classique et quantique) le terme de phase $e^{il\phi}$ caractéristique des faisceaux de Laguerre-Gauss, comme le rappelle la Figure 2(c). Ce terme est associé à l'existence d'un moment angulaire de nature orbitale, distinct du moment angulaire de spin associé à l'état de polarisation. Ainsi, un faisceau de Laguerre-Gauss porte un moment angulaire orbital de lh par photon le long de la direction de propagation, où h est la constante de Planck réduite, qui s'ajoute au moment angulaire de spin de $\sigma\hbar$ ●●●

PHASE DYNAMIQUE ET PHASE GÉOMÉTRIQUE



De manière imagée, la phase dynamique, Φ_{dyn} , correspond à l'horloge interne d'une onde lumineuse, dont l'évolution dans un milieu isotrope dépend de la fréquence angulaire ω , du temps t , de l'indice de réfraction N du milieu de propagation via le vecteur d'onde $k = N\omega/c$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide, et de la distance de propagation z dans le milieu. De plus, dans un milieu isotrope, cette phase est indépendante de l'état de polarisation de la lumière. En revanche, la phase géométrique, Φ_{geo} , dépend de la structure du chemin parcouru dans un espace de paramètres. Dans le cas d'une onde lumineuse se propageant dans un milieu anisotrope associé à des indices de réfraction distincts pour un champ électrique oscillant selon l'une ou l'autre des deux directions principales du milieu (voir les double-flèches en trait plein et pointillé), ces paramètres sont l'orientation de l'axe d'anisotropie, Ψ , et l'état de polarisation de la lumière. Dans ce cas, la moyenne et la différence des vecteurs d'ondes qui correspondent aux directions principales du milieu sont respectivement associées à la phase dynamique et au retard de phase associé à la biréfringence, Δ . Les flèches rouges et bleues illustrent des états de polarisation circulaire d'hélicité opposée et leur sens de rotation indique celui du champ électrique en fonction du temps à un endroit donné.

par photon pour une onde polarisée circulairement, où $\sigma = \pm 1$ est l'hélicité du photon. Ce travail a impulsé le développement de nombreux dispositifs pour produire et manipuler le moment orbital de la lumière, et a participé à faire de l'optique singulière un sujet d'étude important.

La production de lames de phase spiralées dont les diamètres peuvent aller de quelques microns à plusieurs centimètres est désormais maîtrisée, comme l'illustre un exemple montré à la Figure 4(a). Ces dispositifs présentent l'avantage d'être compacts, robustes et intégrables à des dispositifs d'optique guidée. Cependant, ils sont statiques. Il est toutefois possible de mettre en forme en temps réel des profils de phase uniques, grâce notamment à des modulateurs de phase spatiaux à cristaux liquides. Ce sont des dispositifs programmables qui permettent essentiellement de moduler la phase d'une onde lumineuse pixel par pixel (typiquement jusqu'à 10 mégapixels) et dont les applications dépassent largement le cadre de l'optique singulière, notamment en optique adaptative et en holographie. Le principe de base reste néanmoins le même que celui des lames de phase spiralées : la modulation spatiale de la phase dynamique qui est associée à la propagation de la lumière dans le milieu traversé.

Une autre approche consiste à utiliser la phase géométrique. À la différence de la phase dynamique, elle ne dépend ni de la longueur d'onde ni de l'épaisseur optique du milieu traversé, mais uniquement de la structure de ce dernier. Le concept de phase géométrique est introduit dans l'Encart 1 dans le cas d'un milieu biréfringent. La modulation spatiale de phase géométrique repose donc dans ce cas sur l'utilisation d'éléments optiques anisotropes et inhomogènes, dont l'idée remonte à un travail de Bhandari en 1997. Le cas le plus classique en optique singulière correspond à une lame à retard demi-onde ($\Delta = \pi$, voir Encart 1) dont l'orientation de l'axe lent (Ψ) varie linéairement

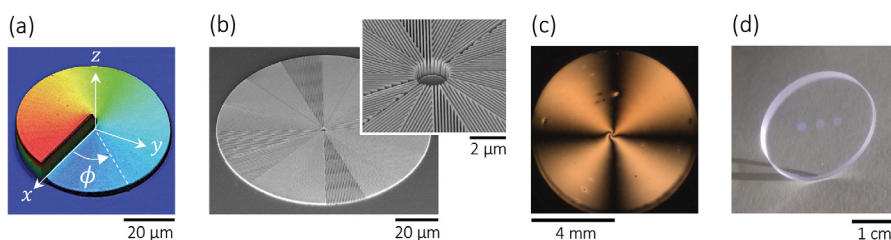


Figure 4. (a) Image au profilomètre optique d'une lame de phase spiralée ($|l| = 5$, $\lambda = 633$ nm) obtenue par photopolymérisation laser 3D d'une résine, adapté de [Appl. Phys. Lett. **97**, 211108 (2010)]. (b) Image au microscope électronique à balayage d'une métasurface en diamant à retard de phase géométrique spiralé ($|l| = 2$, domaine visible), adapté de [Appl. Phys. Lett. **118**, 201104 (2021)]. (c) Image en lumière blanche entre polariseurs linéaires croisés d'une lame de cristal liquide à retard de phase géométrique spiralé ($|l| = 2$, avec retard électriquement accordable), adapté de [Phys. Rev. Lett. **121**, 033901 (2018)]. (d) Photo d'un jeu de trois générateurs de modes de Laguerre-Gauss à phase géométrique, pour $|l| = (1, 2, 3)$ et $p = 0$, obtenus par nanostructuration laser 3D d'un verre de silice, adapté de [APL Photon. **10**, 040806 (2025)].

selon l'angle polaire, selon la relation $\Psi = q\phi$ avec $2q \in \mathbb{Z}^*$, ce qui permet à une onde circulaire incidente d'hélicité σ d'acquiescer un terme de phase $e^{il\phi}$ avec $l = 2\sigma q$ tout en inversant l'hélicité. La première réalisation expérimentale a été proposée par Biener *et al.* en 2002 dans le domaine infrarouge moyen et des solutions existent aujourd'hui pour une large gamme spectrale englobant également le domaine visible et proche infrarouge. La Figure 4(b) montre l'exemple d'une couche diélectrique ultra-mince (< 1 μm) nanostructurée, et la Figure 4(c) un film de cristal liquide auto-structuré sous l'action conjointe d'un champ magnétique statique et d'un champ électrique alternatif, dont l'épaisseur est de l'ordre de 10 μm et dont l'effet sur la lumière peut être ajusté électriquement.

Comme l'illustre l'Encart 1, l'utilisation d'un état de polarisation elliptique pour le faisceau incident, ou d'un retard de phase $\Delta \neq \pi$ associé à la biréfringence, permet de générer des superpositions de faisceaux vortex contra-circulaires, donnant ainsi naissance à des singularités de polarisation, comme illustré en Figure 3(a,b). Toutefois, de manière générale, on note qu'un faisceau gaussien passant à travers un masque de phase de transmittance $e^{il\phi}$ ne génère pas un mode de Laguerre-Gauss pur. Le faisceau

résultant peut se décrire comme une superposition d'une infinité de modes (l, p) à l fixé. Pour obtenir un mode pur, il est nécessaire de contrôler simultanément l'amplitude et la phase du champ électrique. Cela peut être réalisé, par exemple, en modulant radialement le retard de phase tout en maintenant une phase dynamique constante—une approche récemment mise en œuvre expérimentalement, comme le montre la Figure 4(c). Les éléments optiques à phase géométrique, notamment dans leurs versions à retard ajustable, apparaissent comme des dispositifs particulièrement polyvalents pour l'optique singulière. Le développement de modulateurs spatiaux exploitant cette phase serait d'autant plus prometteur si le retard Δ et l'orientation Ψ pouvaient être contrôlés de manière indépendante.

CONCLUSION

Les singularités optiques, qu'elles soient géométriques, de phase ou de polarisation, ne sont pas des curiosités théoriques marginales : elles constituent des éléments structurants et omniprésents de la lumière, révélateurs de sa nature ondulatoire, vectorielle et topologique. D'abord observées dans des contextes simples et quotidiens, elles sont aujourd'hui au cœur de nombreuses avancées en photonique, notamment grâce à des

dispositifs permettant de les manipuler et de les exploiter avec une grande précision. De la maîtrise de la phase dynamique à celle de la phase géométrique, ces technologies ouvrent un vaste champ d'applications couvrant notamment la manipulation optique, l'usinage laser, l'imagerie, ainsi que les technologies de l'information et des communications optiques. Les singularités apparaissent alors davantage comme des ressources précieuses que comme des anomalies, à la croisée de la physique fondamentale et des technologies émergentes.

Une application concrète, en astronomie, qui trouve ses origines dans les travaux de l'astronome français Bernard Lyot dans les années 1930, mérite d'être soulignée. Il s'agit d'une technique d'imagerie reposant sur l'utilisation d'un masque de phase créant un vortex optique de charge topologique paire, placé au foyer d'un télescope. Cela permet d'éteindre sélectivement la lumière d'une source très brillante, comme une étoile, afin de mieux observer son environnement immédiat—par exemple pour détecter de manière directe des exoplanètes. Grâce aux vortex optiques, une nouvelle manière d'explorer l'Univers s'ouvre à nous ! Le précurseur de cette méthode est le masque de phase binaire à quatre quadrants, intégré à l'un des instruments du *James Webb Space Telescope* auquel la France a grandement contribué [4]. L'astronomie singulière est désormais en marche.

Enfin, lorsque l'approximation du régime paraxial n'est plus valable, les composantes longitudinales du champ électrique deviennent significatives, et de nouvelles configurations de singularités apparaissent. Le régime non-paraxial permet l'émergence de textures topologiques complexes, où la phase, la polarisation et même la direction de propagation s'enchevêtrent de manière non triviale dans l'espace. Des structures telles que les textures de polarisation 3D, les nœuds de vortex, ou encore les skyrmions optiques, en sont des exemples fascinants, à la fois d'un point de vue fondamental et pour leurs applications potentielles. On réfère aux articles tutoriels [5,6] pour une immersion dans le monde de la polarisation en régime non-paraxial et des structures optiques topologiques. ●

RÉFÉRENCES

- [1] M. Berry, *Nature* **403**, 21 (2000)
- [2] G. J. Gbur, *Singular Optics*, 1st edn. (CRC press, 2016)
- [3] M. R. Dennis, *Opt. Commun.* **213**, 201 (2002).
- [4] D. Rouan, J. Baudrand, A. Boccaletti, P. Baudoz, D. Mawet, and P. Riaud, *C. R. Physique* **8**, 298 (2007).
- [5] M. A. Alonso, *Adv. Opt. Photonics* **15**, 176 (2023)
- [6] Y. Shen, H. Wang, and S. Fan, *Adv. Opt. Photonics* **17**, 295 (2025)

PHOTONICS & SENSING

**Plongez dans notre nouveau catalogue,
explorez les innovations Photonics & Sensing
et remontez avec une perle de technologie !**

Caractérisation

-  Spectrale
-  Temporelle
-  Composant
-  Impulsionnelle
-  Polarisation

Émission

-  Lasers à fibre
-  Lasers accordables (TLS)
-  Lasers continus (CW)
-  Lasers pulsés
-  Sources larges bandes
-  Sources portables

Mesure

-  Spectrale
-  Puissance
-  Perte

Modulation

-  Amplificateur
-  Atténuateur
-  Égaliseur
-  Polarisation
-  Convertisseur
-  Commutateur

Plateformes modulaires

-  Communications cohérentes
-  Plateforme à modules rackables
-  Plateforme de tests électriques (SMU)

Optique-Électrique

-  Convertisseur
-  Testeur de taux d'erreur
-  Générateur d'impulsions
-  Générateur de forme d'onde

Composants personnalisés

-  Composants fibrés
-  Amplificateurs
-  Lasers

F.O.S.

-  OFDR
-  DAS
-  DTS
-  OTDR
-  FBGI

Outils & Accessoires

-  Soudure
-  Nettoyage
-  Inspection

Nanophotonique

-  Alignement
-  Test
-  Caractérisation

Téléchargez le catalogue



Nos Partenaires

YOKOGAWA

ZEPREN Solutions

LIGHTEL

ARAGON PHOTONICS

QUANTIFI PHOTONICS

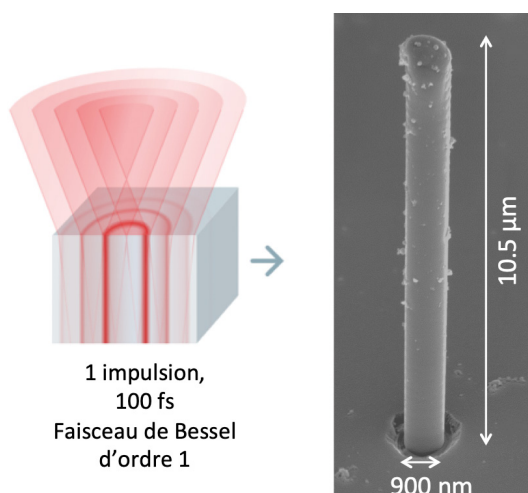
etSC

LUMIÈRE FEMTOSECONDE STRUCTURÉE POUR STRUCTURER LA MATIÈRE

François COURVOISIER*

Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, institut FEMTO-ST, F-25000 Besançon, France

*francois.courvoisier@femto-st.fr



Les lasers ultrabrefs, dans le régime femtoseconde, ont révolutionné l'interaction laser-matière car ces impulsions peuvent déposer une grande densité d'énergie pour modifier les matériaux, en particulier les matériaux transparents. Une seconde révolution est à l'œuvre, basée sur la structuration spatiale de ces impulsions pour développer de nouveaux procédés de modification des matériaux, inaccessibles par d'autres moyens technologiques.

<https://doi.org/10.1051/photon/202513238>

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 femtoseconde ont été une révolution dans le monde de la structuration des matériaux, avec des applications au micro-usinage d'une précision inégalée ou à la chirurgie de l'œil. Cette précision accrue a une origine : le dépôt d'énergie par l'impulsion laser est réalisé de façon extrêmement localisée dans l'espace, au sein du gaz électronique du solide, avant les couplages vers le réseau et la diffusion thermique. Ceci permet d'atteindre localement des températures très élevées, bien au-dessus du seuil de sublimation, avec un minimum d'énergie. Dans le cas de l'ablation laser, très peu d'énergie reste au sein de la matière

après interaction, ce qui minimise les dommages collatéraux et permet une précision inférieure au micron. Dans le domaine de l'optique, la capacité la plus spectaculaire des lasers femtosecondes est de permettre la structuration des matériaux transparents, comme la cornée ou la silice fondue, grâce à l'ionisation non-linéaire. Modifications d'indice, inscription de nano-réseaux périodiques, ou ouverture de nano-vides au sein de la matière sont rendues possibles par la génération d'un plasma, c'est-à-dire une assemblée d'électrons-libres dans le diélectrique, par transition non-linéaire effectuée sous champ laser intense, entre la bande de valence et la bande de conduction. La densité d'énergie déposée dans le

plasma détermine le type de modification physique.

Jusque dans les années 2010, d'importants efforts de recherche en structuration de la lumière par holographie et le développement de valves optiques ont permis l'ablation femtoseconde en surface avec tout type de formes. Cependant, la structuration tri-dimensionnelle au sein même des diélectriques transparents était une gageure. En effet, lors de la propagation d'une impulsion laser femtoseconde intense au sein d'un diélectrique, plusieurs effets non-linéaires se combinent et déstabilisent fortement l'impulsion : l'effet Kerr d'autofocalisation et la génération de plasma qui, bien que nécessaire pour effectuer le dépôt d'énergie

dans la matière, abaisse l'indice de réfraction et défocalise l'impulsion. Ces deux effets génèrent des régimes de propagation extrêmement non-linéaires, difficilement prédictibles.

Ces effets non-linéaires limitent fortement le développement d'applications où il s'agit d'obtenir des structures très allongées et uniformes, comme des guides d'onde, des piliers pour les réseaux de Bragg ou encore de longs nano-vides pour réaliser des cristaux photoniques ou des méta-surfaces. La solution est de supprimer l'effet Kerr en utilisant de fortes focalisations, avec des ouvertures numériques typiquement au-dessus de 0.8. Mais, avec des faisceaux Gaussiens, la longueur de Rayleigh est très limitée, rendant impossible la structuration sur de longues distances de plusieurs dizaines de microns. D'autres solutions sont nécessaires.

C'est dans ce cadre qu'intervient la lumière structurée, et en particulier les faisceaux non-diffractants. Nous pouvons remarquer que la forte non-linéarité de l'ionisation non-linéaire de la silice fondue joue le rôle d'un effet de seuil : au-dessous d'une certaine intensité lumineuse, l'ionisation a une probabilité quasi-nulle. Ainsi, même si le faisceau est spatialement complexe, par exemple avec

des franges d'interférences, seules les zones d'intensité au-dessus du seuil seront sujettes à création de plasma. Dans ce contexte, les faisceaux de Bessel [cf article de N. Sanner] sont d'excellents candidats puisqu'ils peuvent être générés à haute ouverture numérique, créer un spot central dépassant l'intensité seuil sur une distance arbitraire, uniquement limitée par l'énergie totale de l'impulsion lumineuse. Un exemple est en figure 1. Ce type de faisceau est dû à une interférence, comme l'indiquent les rayons optiques tracés en orange soulignent le phénomène d'interférence menant à la génération d'un lobe central intense. Pour des applications à la structuration laser décrites ci-dessous, l'interférence constructive centrale a un diamètre de typiquement de 1 μm , mais peut s'étendre sur des distances de propagation de plusieurs dizaines de micromètres, voire 1 cm, sans subir de modification de diamètre [1].

UN EFFET SPECTACULAIRE : UNE OUVERTURE DE VIDE À TRÈS HAUT RAPPORT DE FORME

Dans le cas d'un faisceau de Bessel très focalisé, un nano plasma est généré, et sa forte densité mène à l'ouverture d'un nano vide à très haut rapport de forme à l'intérieur même des diélectriques.

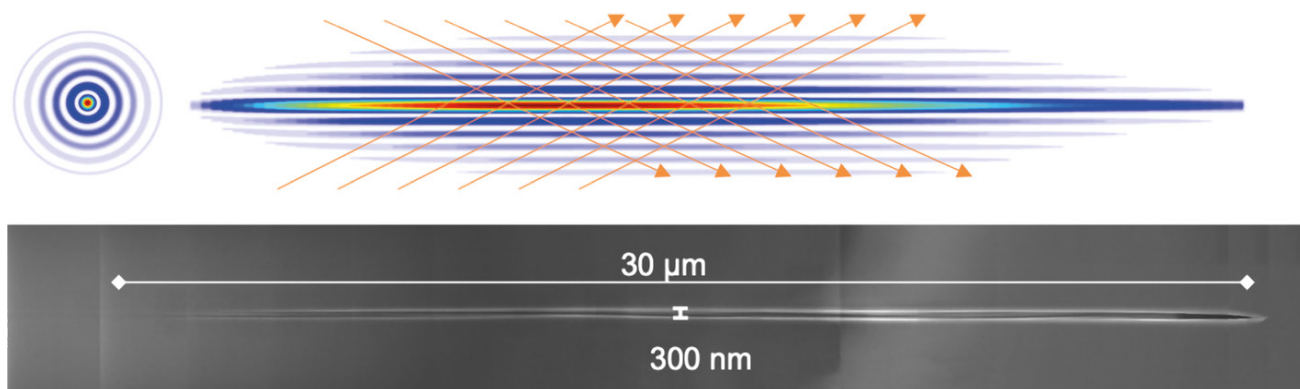
La figure 1(bas) présente un exemple de nano vide ouvert à l'intérieur du saphir, sans que ce nano canal ne soit débouchant ni d'un côté ni de l'autre. La pression a été suffisante pour comprimer la matière sur les côtés [2].

L'ouverture d'un canal à l'intérieur des solides tend à générer des microfractures à une distance d'environ 1 μm du centre du canal, après une zone de matériau comprimé. Celles-ci peuvent initier des fractures du matériau dans son ensemble. Cette approche est mise à profit pour cliver le verre par exemple après inscription laser d'une série de nano vides séparés entre eux par une distance typique de 5 μm . Cette technique est appelée le « stealth dicing » (ou « découpe furtive »), et a été fortement développée pour la découpe des écrans, comme ceux des smartphones. À présent, grâce à la montée en puissance des lasers ultrabrefs, des verres plus épais peuvent être coupés, avec de nombreuses applications dans tous les domaines technologiques et de la vie courante.

ET LA PHYSIQUE SOUS-JACENTE ?

En réalité, le succès des faisceaux non-diffractants n'est pas qu'une histoire de géométrie. En effet, l'abaissement de l'indice de réfraction par la création de plasma affecte très fortement l'impulsion laser, même lorsque celle-ci est focalisée. Le mécanisme exact permettant la création d'un plasma très dense et très localisé est resté longtemps énigmatique. Les modèles numériques ne ●●●

Figure 1. (haut) Coupes transverses et longitudinales d'un faisceau de Bessel d'ordre zéro. Les rayons optiques tracés en orange soulignent le phénomène d'interférence menant à la génération d'un lobe central intense. (bas) Nano-vidé induit dans du saphir par une unique impulsion laser femtoseconde. Ce nano-vidé de 300 nm de diamètre n'est pas débouchant, la matière a été compressée sur les bords.



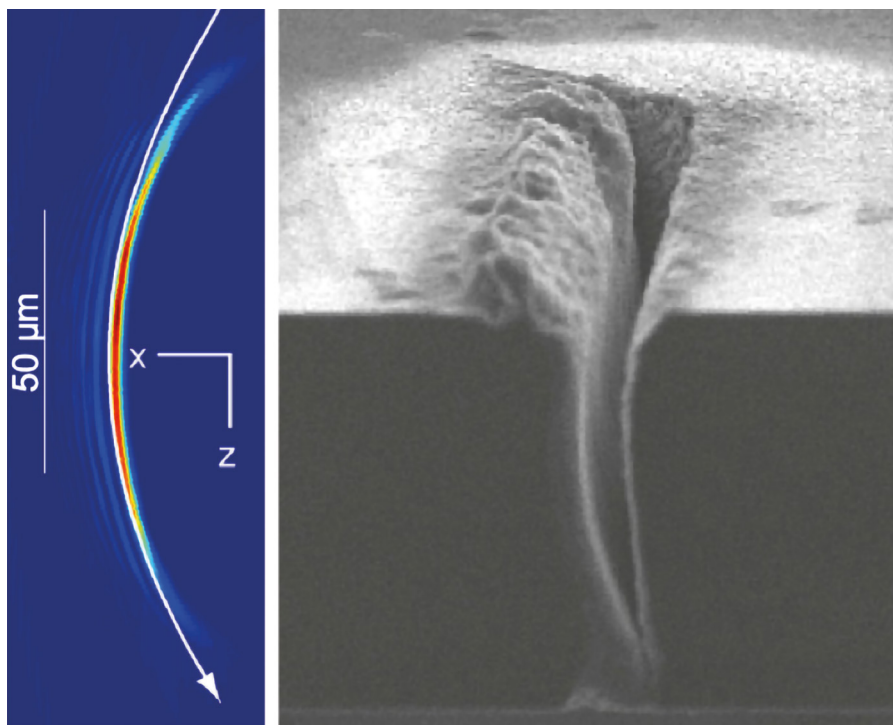


Figure 1. (gauche) Distribution d'intensité expérimentale d'un faisceau accélérant se propageant du haut vers le bas. La flèche indique la position attendue de la caustique. (droite) Découpe de silicium à l'aide du faisceau accélérant, présentant un profil courbe [4].

permettaient pas de reproduire nos observations expérimentales. Le projet ERC PULSAR nous a permis d'identifier la physique sous-jacente, et de comprendre les mécanismes-clés à l'œuvre. L'effet le plus important est le mécanisme d'absorption résonnante. Lorsqu'une onde électromagnétique est en incidence oblique sur un gradient de plasma, elle peut être convertie en onde longitudinale (une oscillation électrostatique), au niveau de la zone de densité de critique, où la permittivité s'annule. Cette conversion, associée à l'amortissement Landau, permet de « stocker » de façon extrêmement efficace l'énergie de l'onde incidente au niveau de la zone de densité critique. Il se trouve que les faisceaux non-diffractants à fort angle de focalisation sont justement en incidence oblique sur les plasmas, proche de l'optimum d'efficacité de conversion, c'est-à-dire dans des conditions idéales pour exciter ce mécanisme d'absorption résonnante et de localisation extrême du dépôt d'énergie.

Une physique très riche existe à l'intérieur de ces nano-plasmas, qui peut être étudiée grâce à des simulations de type « Particle-in-Cell », qui résolvent simultanément les équations de Maxwell et les équations des trajectoires de groupes d'électrons. Ce type de simulation permet de capturer les effets physiques liés à des distributions électroniques comportant un nombre significatif d'électrons chauds. La densité d'énergie déposée par l'impulsion laser et de l'ordre de 10 MJ/kg, sur un cylindre d'environ 400 nm de diamètre, et sur une longueur arbitraire. En quelques dizaines de picosecondes, ce nano cylindre à très haut rapport de forme voit sa température augmenter fortement jusqu'à plusieurs électronvolts. Cette gamme de température, à une densité solide, correspond aux conditions de la matière dense et chaude, qui est l'état de la matière au cœur d'un grand nombre d'objets astrophysiques, comme les planètes ou les naines brunes, état de la matière qui reste encore très difficile à modéliser et

analyser. Ainsi, les diélectriques excités par des faisceaux non-diffractants femtosecondes pourraient se révéler être également des plateformes intéressantes pour l'étude de la physique à haute densité d'énergie, en particulier pour l'explorer avec des rayonnements synchrotron qui nécessitent de grandes distances d'interaction.

Du côté de l'optique, ces nano-plasmas à haut rapport de forme peuvent également trouver des applications en optique non linéaire. Nous avons par exemple observé expérimentalement de la génération de seconde harmonique et prédit numériquement la génération d'ondes dans la gamme THz [3]. La surface à permittivité nulle générée par la présence d'une forte densité de plasma est le lieu de multiples effets non-linéaires.

UN GRAND NOMBRE D'APPLICATIONS EN PHOTONIQUE

Dans la dernière décennie, d'autres formes de faisceaux non-diffractants ont été développées pour structurer les matériaux. L'amélioration de la fiabilité de la technique de découpe à haute vitesse des verres a été améliorée grâce à des faisceaux de Bessel de type « elliptique », générant des nano vides non circulaires, qui permettent d'améliorer la fiabilité de la fracture par augmentation du stress local.

Une autre classe de faisceaux non-diffractants a été utilisée pour la découpe en courbe : il s'agit des faisceaux « accélérants ». Cette classe de faisceaux génère un lobe d'intensité de forme courbée lors de la propagation, comme si la lumière décrivait une parabole. En réalité, la structure de ces faisceaux correspond à une caustique, dont il est possible de prédire le masque de phase grâce à la théorie des catastrophes. Ces faisceaux accélérants ont permis de réaliser des découpes avec un chanfrein comme présenté sur la figure 2, alors même que la pièce à découper est placée perpendiculairement à l'axe du faisceau [4]. Ceci est particulièrement utile pour la découpe des verres, pour lesquels il

convient d'éviter que des arêtes carrées localisent le stress et tendent à s'écailler. Réaliser cette étape en une seule passe grâce au laser serait particulièrement intéressant afin d'éviter les procédés de polissage particulièrement coûteux en énergie.

UN NOUVEAU PROCÉDÉ D'EXTRUSION PAR LASER FEMTOSECONDE

Avec une autre structuration d'impulsion femtoseconde, notre équipe a tout récemment découvert un nouveau phénomène qui ne s'apparente à de la fabrication ni soustractive ni additive. Nous avons réalisé une forme de faisceau tubulaire, plus précisément un faisceau de Bessel à polarisation radiale, qui présente un lobe central de forme d'un cylindre creux, comme présenté en figure d'entête. Cette interaction crée un nano plasma cylindrique, qui isole un nano-pilier de matériau, ici le saphir, qui est poussé à la sortie de l'échantillon grâce aux forces résiduelles de pression [5]. Il est intéressant de noter ici que la couche cylindrique de plasma est extrêmement fine, nous l'estimons à quelques dizaines de nanomètres seulement. Une analyse détaillée par microscopie électronique à transmission nous a permis de confirmer que,

sous l'action du laser femtoseconde, en une seule impulsion, un nano-pilier de matière peut être transféré de l'intérieur du matériau vers l'extérieur, sans changer de phase ! Cet effet a été observé pour d'autres matériaux, mais il reste encore un vaste champ d'exploration pour contrôler finement le procédé. Cette découverte ouvre un grand nombre de perspectives pour de multiples applications en photonique, en acoustique, ou encore pour des applications de type micromécanique et d'une manière générale toutes les métasurfaces.

En conclusion, les faisceaux de Bessel, et d'une manière générale les faisceaux non-diffractants ont un vrai impact sur la structuration par laser femtoseconde des diélectriques. Bien que les aspects fondamentaux de l'interaction laser-matière à l'œuvre

soient relativement difficiles d'accès aux simulations, (car il s'agit de physique à l'échelle nanométrique, sur des durées s'étendant des femtosecondes jusqu'aux microsecondes, des gammes de température s'étendant de la température ambiante jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de kelvins) de nombreuses applications ont vu le jour depuis plus d'une décennie : découpe de verre à très haute vitesse, mais aussi soudure de matériaux transparents, inscription de réseaux de Bragg. Les possibilités offertes par la structuration spatiale voire spatio-temporelle des impulsions femtoseconde, combinée à la structuration en polarisation, ouvrent un champ extrêmement vaste d'exploration pour la structuration des matériaux, en particulier à l'échelle nanométrique pour des effets macroscopiques. ●

RÉFÉRENCES

- [1] R. Meyer *et al.*, Appl. Phys. Lett. **114**, 201105 (2019)
- [2] L. Rapp *et al.*, Sci. Rep. **6**, 34286 (2016)
- [3] K. Ardaneh *et al.*, Phys. Plasmas **29**, 072716 (2022)
- [4] A. Mathis *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 071110 (2012)
- [5] V. V. Belloni *et al.*, Laser Photonics Rev. **18**, 2300687 (2023)

ALS-VIS Fiber Lasers & Amplifiers

Industrial grade performances
for highly demanding applications






LUMIÈRE STRUCTURÉE ET COMMUNICATION OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE : DIVERSITÉ SPATIALE ET MULTIPLEXAGE AVEC LA TECHNOLOGIE MPLC

Pu JIAN*

Cailabs, 35000 Rennes, France

*pu@cailabs.com



La lumière structurée permet d'exploiter les degrés de liberté spatiaux des faisceaux optiques au-delà du mode gaussien fondamental. En couplant cette approche à la technologie de conversion multiplan de la lumière, il devient possible de renforcer la robustesse des liaisons en espace libre face à la turbulence atmosphérique, ou de multiplier les canaux de transmission via le multiplexage spatial. Ces solutions s'appliquent tant aux liaisons sol-satellite qu'aux communications à haut débit au sol.

<https://doi.org/10.1051/photon/202513242>

ENJEUX DES COMMUNICATIONS OPTIQUES À TRAVERS L'ATMOSPHÈRE

Le développement rapide des infrastructures spatiales, qu'il s'agisse de constellations de satellites en orbite basse (LEO), de drones de communication, ou encore de plateformes aéroportées, entraîne une demande croissante en liaisons de données à très haut débit, sécurisées et résistantes aux interférences. Les communications optiques en espace libre (Free-Space Optics, FSO) offrent une réponse prometteuse à ces besoins : elles s'appuient sur la propagation d'un faisceau lumineux à travers l'atmosphère, permettant des débits potentiellement supérieurs au térahertz, sans contrainte spectrale ni émission radioélectrique.

En raison de leur faisceau étroit et collimaté, les liaisons FSO présentent naturellement une faible probabilité d'interception et de détection (Low Probability of Intercept - LPI, Low Probability of Detection - LPD), un atout dans des contextes civils ou de défense. Elles permettent également de réduire la consommation énergétique par bit transmis et de miniaturiser les équipements au sol. Ces avantages en font des candidats sérieux pour les futures liaisons montantes et descendantes entre stations terrestres et satellites, ou entre terminaux volants et fixes.

Cependant, la propagation optique dans l'atmosphère reste fortement contrainte par les effets de la turbulence : fluctuations d'indice,

cisaillements thermiques, cellules convectives et autres inhomogénéités altèrent le front d'onde du faisceau. Ces perturbations peuvent entraîner :

- des variations rapides de la puissance reçue (scintillation),
- des déformations spatiales du faisceau,
- une perte de cohérence ou de qualité du signal détecté.

Pour pallier ces limitations, plusieurs stratégies sont étudiées : compensation adaptative, diversité d'émission ou de réception, ou codage avancé. Parmi elles, l'exploitation de la lumière structurée, c'est-à-dire de faisceaux présentant des distributions spatiales spécifiques de phase et d'amplitude, ouvre de nouvelles perspectives. Ces

faisceaux — qu'ils soient porteurs d'un moment angulaire orbital (OAM), de symétrie Hermite-Gauss ou d'une autre base orthogonale — permettent d'accéder à des degrés de liberté transverses supplémentaires, utilisables à la fois pour renforcer la robustesse aux turbulences et pour multiplier les canaux de transmission *via* le multiplexage modal.

La technologie de conversion multiplan de la lumière (Multi-Plane Light Conversion - MPLC) constitue un levier clé pour mettre en œuvre ces concepts. Elle permet de générer, transformer ou détecter efficacement ces modes structurés dans des systèmes compacts, passifs et sans recalage actif. Cet article propose un panorama des applications de la lumière structurée aux communications FSO à travers l'atmosphère.

LUMIÈRE STRUCTURÉE : UN ESPACE AU-DELÀ DE L'OAM

Dans le cadre des communications optiques en espace libre, la notion de lumière structurée désigne l'ensemble des faisceaux dont la distribution spatiale — en amplitude, phase ou polarisation — diffère du profil gaussien fondamental. Ces modes structurés peuvent être décrits selon différentes bases orthogonales, et constituent un ensemble infini de solutions aux équations de propagation dans le régime paraxial.

Historiquement, les travaux pionniers sur les faisceaux à moment angulaire orbital (OAM) ont suscité un vif intérêt, car ces modes Laguerre-Gauss (LG) à phase hélicoïdale permettent un multiplexage spatial intuitif : chaque mode OAM est porteur d'un nombre quantique ℓ associé à une hélicité, orthogonal aux autres modes de même base. Cela a conduit à de nombreuses démonstrations de transmission optique à haut débit avec multiplexage OAM.

Cependant, les OAM ne constituent qu'un sous-ensemble particulier des faisceaux structurés. Ils présentent certaines limitations pratiques :

- divergence modale importante : les

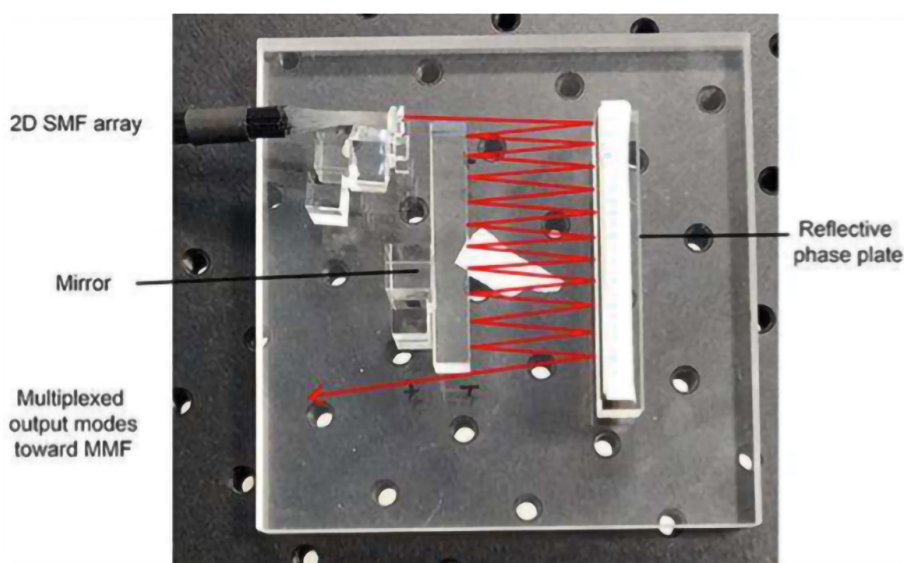


Figure 1. Principe de fonctionnement du convertisseur MPLC : une succession de plans de phase dans une cavité compacte permet de transformer plusieurs faisceaux d'entrée (par ex. issus de fibres SMF) en un ensemble de modes structurés à la sortie. L'opération est passive, compacte, et entièrement linéaire.

faisceaux de haut ordre ont un diamètre accru, difficile à compenser sans système adaptatif,

- base mathématiquement incomplète dans certaines configurations, limitant leur emploi comme base de décomposition.

D'autres familles de modes structurés, comme les modes Hermite-Gauss (HG), offrent des propriétés complémentaires. Les modes HG, par exemple, forment une base complète et orthogonale en cartésien. Ils sont également des modes propres de propagation dans les fibres optiques.

Ce spectre de solutions ouvre la voie à une exploitation plus large des degrés de liberté spatiaux : en transmission (multiplexage modal), en robustesse (diversité spatiale incohérente), ou encore en traitement du front d'onde (filtrage spatial, correction adaptative).

Pour tirer parti de cette richesse modale, encore faut-il disposer de dispositifs capables de manipuler efficacement ces modes structurés, quels qu'ils soient. C'est dans ce contexte que s'inscrit la technologie MPLC, qui permet de transformer de façon réversible des spots d'entrée

(typiquement issus de fibres monomodes ou de matrices laser) en n'importe quel mode spatial (HG, LG, etc.), avec une grande fidélité.

Plutôt que de se restreindre à une famille unique (comme les OAM), l'approche développée ici repose sur une vision modale agnostique, centrée sur la capacité à choisir dynamiquement ou statiquement les modes les mieux adaptés à l'environnement ou au canal de propagation.

TECHNOLOGIE MPLC : MANIPULATION EFFICACE DES MODES SPATIAUX

Le MPLC repose sur un concept simple mais puissant : une succession de transformations optiques planes (souvent des motifs de phase imprimés sur des surfaces réfléchissantes) permet de transformer une base d'entrée de faisceaux (typiquement des faisceaux gaussiens focalisés) en une base de modes structurés de sortie (Hermite-Gauss, Laguerre-Gauss, OAM, etc.).

Chaque transformation optique correspond à une opération mathématique agissant sur le champ lumineux. En combinant plusieurs ●●●

de ces opérations avec des propagations libres entre chaque plan, il est possible de synthétiser toute transformation linéaire unitaire entre bases modales, de façon passive, compacte et sans éléments actifs.

Dans sa mise en œuvre typique, le MPLC est intégré sous forme de cavité multi-passe entre deux miroirs (ou plaques de verre), dont l'un porte le motif de phase. Le faisceau rebondit successivement entre les deux surfaces, chaque réflexion ajoutant une opération de phase et un léger décalage spatial. L'ensemble forme une structure compacte (quelques centimètres d'encombrement) facile à intégrer dans une chaîne optique.

Le MPLC peut ainsi être implémenté de manière robuste et compacte, avec des performances optiques très intéressantes : efficacité de conversion modale > 90%, pertes d'insertion faibles (< 3 dB sur l'ensemble de la base), diaphonie faible entre modes spatiaux, et scalabilité jusqu'à un nombre élevé de modes spatiaux (45).

RÉSILIENCE DES COMMUNICATIONS FSO GRÂCE À LA DIVERSITÉ SPATIALE

L'un des principaux défis des communications optiques à travers l'atmosphère est la scintillation, c'est-à-dire la fluctuation aléatoire de l'intensité lumineuse reçue. Cette instabilité, provoquée par des variations d'indice dans les couches turbulentes de l'air, peut entraîner des chutes brutales de puissance, voire des interruptions temporaires du lien optique.

Ces effets sont particulièrement marqués dans les configurations sol-satellite (uplink) ou sol-sol proche du sol (urbain ou tactique), où la majeure partie du chemin optique traverse des zones de forte turbulence thermique. La turbulence agit comme un canal aléatoire et dynamique, modulant le faisceau en phase et en amplitude de manière imprévisible.

Pour améliorer la résilience du lien sans nécessairement recourir à des systèmes adaptatifs complexes, une solution consiste à explorer plusieurs chemins

spatiaux simultanément, traversant des canaux atmosphériques décorrélés. Cette approche peut être implémentée à l'aide de modes spatiaux orthogonaux. La diversité spatiale modale est fondée sur le principe suivant : chaque mode traverse la turbulence différemment, de sorte que leurs fluctuations de puissance ne sont que partiellement corrélées.

En combinant plusieurs de ces modes (de manière incohérente ou faiblement cohérente), on obtient un lissage statistique des variations de puissance en sortie. Ce principe est analogue à la diversité temporelle ou fréquentielle utilisée en radio, mais transposé à la structure spatiale du faisceau optique.

Des travaux expérimentaux récents menés sur une liaison de test atmosphérique ont démontré l'intérêt de cette approche : en combinant jusqu'à 10 modes Hermite-Gauss, générés *via* MPLC, une réduction du spread de scintillation de plus de 7 dB a été observée dans des conditions de turbulence modérée à forte.

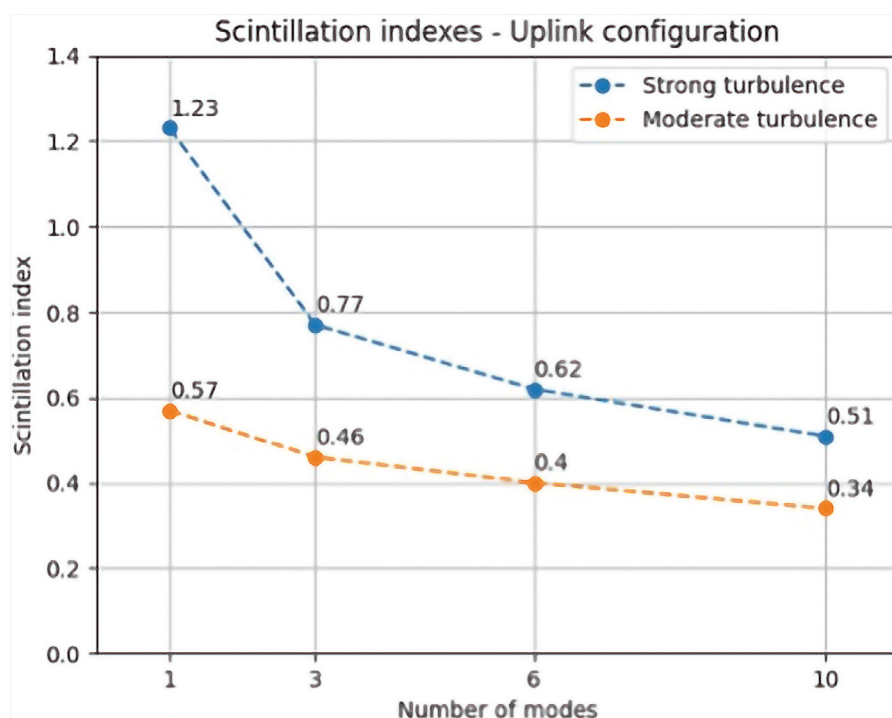
LIASON DESCENDANTE ET RECOMBINAISON MODALE COHÉRENTE

Si la diversité spatiale offre un moyen efficace d'atténuer les effets de scintillation en liaison montante, les liaisons descendantes (du satellite ou d'un terminal volant vers le sol) présentent un autre défi : celui de recomposer efficacement le signal reçu, souvent altéré par la turbulence, pour en permettre le traitement ou la détection en fibre monomode.

La réception d'un signal spatialement dispersé, traversant une atmosphère turbulente, conduit en effet à un front d'onde fortement déformé, difficilement injectable dans une fibre SMF. Pour pallier ce problème, il est possible également d'exploiter les modes spatiaux en utilisant deux briques optiques complémentaires : un MPLC de décomposition modale et un circuit photonique intégré (PIC) de recombinaison cohérente.

Ce système est conçu pour reprojeter dynamiquement un faisceau incident sur une base complète de modes

Figure 2. Réduction de la scintillation atmosphérique obtenue par la combinaison incohérente de plusieurs modes Hermite-Gauss en liaison montante. La figure montre les distributions statistiques de l'indice de scintillation (ratio de la variance des fluctuations de puissance sur puissance moyenne).



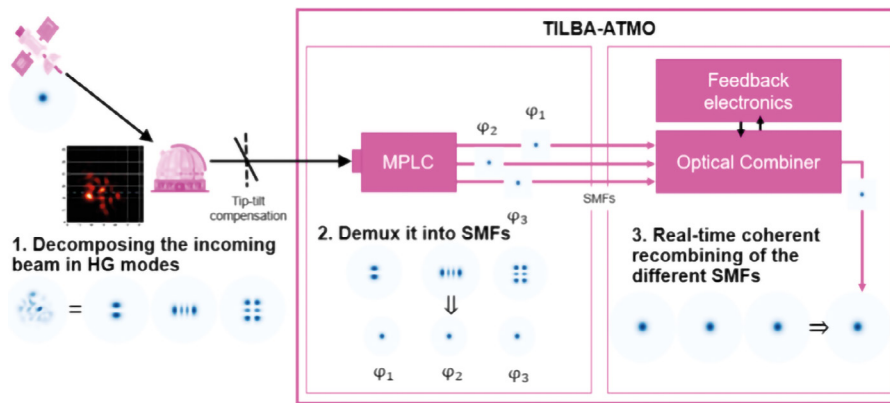


Figure 3. Fonctionnement du système pour la recombinaison cohérente d'un faisceau structuré.

spatiaux orthogonaux, ici 45 modes Hermite-Gauss. Le MPLC, positionné en entrée, décompose le champ incident selon cette base modale, et répartit l'énergie sur 45 sorties couplées à autant de fibres.

Ces signaux sont ensuite injectés dans une puce photonique intégrée qui agit comme un réseau de recombinaison cohérente programmable. En ajustant dynamiquement les amplitudes relatives et les phases internes, il est possible de reconstruire un front d'onde cohérent injecté efficacement dans une fibre SMF de sortie, quelles que soient les fluctuations initiales du faisceau.

Testé dans différentes conditions atmosphériques émuloées, ce système a démontré une grande stabilité de la puissance optique couplée dans une fibre SMF dans des conditions de turbulence fortes, comme par exemple un lien satellite-sol proche à basse élévation et dans des conditions complexes.

Contrairement aux approches par filtrage spatial passif ou à compensation AO classique, cette architecture offre une recombinaison pleinement programmable, capable de s'adapter à la dynamique du canal optique en descente.

PERSPECTIVES ET CONCLUSION

L'utilisation de la lumière structurée dans les communications optiques en espace libre ouvre des perspectives technologiques riches et variées. En tirant parti de la structuration transverse du faisceau — au-delà du seul mode fondamental gaussien — il

devient possible d'agir sur deux leviers fondamentaux de performance : la robustesse aux perturbations atmosphériques et la capacité de transmission par multiplexage spatial.

Les travaux présentés ont montré comment la diversité modale spatiale, rendue accessible par la technologie MPLC, permet de réduire la scintillation atmosphérique en liaison montante de manière passive, en s'appuyant sur la décorrélation partielle des chemins de propagation modaux. Du côté de la liaison descendante, la recombinaison cohérente d'un faisceau déformé en combinant MPLC et circuit photonique offre une méthode compacte et stable pour réinjecter efficacement un signal reçu dans une fibre monomode, même en présence de turbulences importantes.

Au-delà de ces approches basées sur la diversité, la lumière structurée permet également d'exploiter les modes

comme canaux de transmission indépendants. Le multiplexage spatial de modes OAM, longtemps considéré comme un cas d'école, a ainsi pu être démontré dans des configurations concrètes de communication en espace libre. Des expériences récentes ont validé l'utilisation de multiplexeurs MPLC pour transmettre simultanément jusqu'à 7 faisceaux OAM (de -3 à $+3$) à travers un trajet aller-retour *via* drone rétro-réfecteur, avec des débits agrégés de 2×40 Gbit/s sur une distance de 100 m.

Ces démonstrateurs préfigurent l'émergence de systèmes optiques hybrides, combinant diversité modale, multiplexage OAM, multiplexage en longueur d'onde (WDM) et techniques de traitement numérique multi-canaux (MIMO). Grâce à des composants compacts comme le MPLC et des architectures adaptatives, la mise en œuvre de tels systèmes devient désormais envisageable dans des environnements réels : liaisons sol-satellite, communications UAV, relais aéroportés, ou même interconnexions optiques sol-sol en milieu urbain.

En conclusion, l'essor de la lumière structurée, soutenu par des technologies de transformation modale matures et intégrables, pourrait bien redéfinir les architectures futures des communications optiques atmosphériques. À travers une meilleure exploitation de l'espace transverse, c'est une nouvelle dimension fonctionnelle qui s'ouvre pour les liens optiques du futur — plus rapides, plus robustes, et plus sûrs. ●

RÉFÉRENCES

- [1] J.-F. Morizur, L. Nicholls, P. Jian, S. Armstrong, N. Treps, B. Hage, M. T. L. Hsu, W. P. Bowen, J. Janousek, H. A. Bachor, *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 2524 (2010).
- [2] G. Labroille, B. Denolle, P. Jian, Ph. Genevaux, N. Treps, J.-F. Morizur, *Opt. Express* **22**, 15599 (2014).
- [3] C. Jacquard, G. Mincuzzi, M. Faucon *et al.*, *Proc. SPIE* **12873** (2024).
- [4] A. Billaud, C. Dautancourt, T. Luttman, C. Autebert, T. Michel, P. Jian, O. Pinel, G. Labroille, *Proc. SPIE* **12877**, 128771D (2024).
- [5] R. Xi, H. Liu, L. Li, *Sci. Rep.* **7**, 17363 (2017).

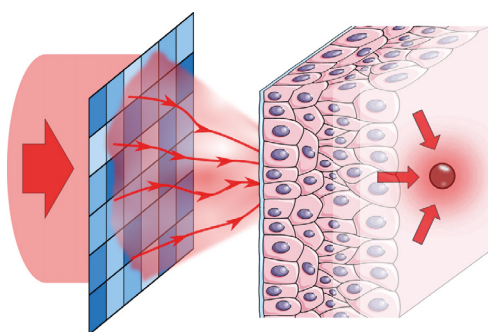
FAÇONNAGE DU FRONT D'ONDE POUR L'ÉTUDE DES MILIEUX COMPLEXES

Rodrigo GUTIÉRREZ-CUEVAS^{1,*}, Sébastien M. POPOFF²

¹Université Paris-Saclay, CNRS, ENS Paris-Saclay, CentraleSupélec, LuMIn, 91405, Orsay, France

²Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 75005 Paris, France

*rodrigo.gutierrez@ens-paris-saclay.fr



Le façonnage du front d'onde permet de contrôler la propagation de la lumière dans les milieux complexes. Cette approche repose sur l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière, permettant de contrôler le champ optique sur un grand nombre de pixels, et sur des méthodes d'optimisation du champ ou de caractérisation du milieu par des matrices de transmission. Elle ouvre l'accès à de nouvelles applications en imagerie, en télécommunications ou encore en traitement optique de l'information.

<https://doi.org/10.1051/photon/202513246>

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 applications de façonnage du front d'onde trouvent leur origine dans le développement des techniques d'optique adaptative, où un miroir déformable ajuste sa forme afin de compenser les distorsions du front d'onde dues aux aberrations optiques et ainsi améliorer la qualité d'image de divers systèmes. Cette approche a été initialement développée pour l'astronomie et a ensuite été adaptée à la microscopie, notamment pour l'imagerie rétinienne. Dans ces systèmes, les distorsions proviennent principalement d'aberrations de bas ordre, pouvant

être corrigées avec un nombre réduit de degrés de liberté, c'est-à-dire à l'aide d'un petit nombre d'actionneurs intégrés au miroir déformable (typiquement une à quelques dizaines).

Cependant, lorsque la lumière se propage dans un milieu dit complexe, celui-ci mélange l'information spatiale portée par l'onde incidente dans un grand nombre de modes [1]. On distingue généralement trois grandes classes de milieux complexes : (i) les milieux diffusants, tels que la peinture blanche, les nuages ou les tissus biologiques ; (ii) les guides d'ondes, désordonnés ou non, notamment les fibres optiques multimodes ; et (iii)

les cavités multimodes. En optique, la majorité des travaux et des applications se concentre sur les deux premières catégories en raison de leur importance pour l'imagerie et les télécommunications. Comme illustré en figure 1, lorsqu'un tel milieu est illuminé par un faisceau cohérent, le mélange spatial conduit à l'apparition d'une figure de speckle (ou tavelure) en sortie. Cette figure d'intensité présente une structure apparemment aléatoire, constituée de maxima et de minima résultant d'interférences constructives ou destructives positionnées de manière aléatoires [1]. Pour passer de cette figure de speckle

à un point focal bien défini en sortie, il est donc nécessaire de contrôler l'onde incidente avec un grand nombre de degrés de liberté [2]. Bien qu'il existe des miroirs déformables dotés de plusieurs milliers d'actionneurs, ces dispositifs sont généralement fabriqués sur mesure pour des applications spécifiques, ce qui les rend extrêmement coûteux.

Avec l'introduction des modulateurs spatiaux de lumière, ou SLMs selon l'acronyme anglais, tels que les SLMs à cristaux liquides [3] et les matrices de micromiroirs [4], ou DMDs, une correction comparable à celle effectuée par les miroirs déformables est devenue possible, mais avec un nombre bien plus élevé de degrés de liberté grâce à la haute résolution spatiale de ces dispositifs, et à un coût bien plus raisonnable. La possibilité de façonner le front d'onde de manière reconfigurable a ouvert la voie à de nombreuses applications, notamment en imagerie et en télécommunication [1,2].

L'OUTIL : LES MODULATEURS SPATIAUX DE LUMIÈRE

Compte tenu de l'importance centrale des SLMs, nous commençons par présenter les principaux types de SLMs utilisés en laboratoire, en exposant clairement leurs avantages et inconvénients respectifs comme résumé dans la table 1.

Modulateurs à cristaux liquides

Les premiers modulateurs qui ont permis de contrôler la phase avec un grand nombre de degrés de liberté, c'est-à-dire de l'ordre ou supérieur à un million de

pixels, sont les modulateurs à cristaux liquides (abréviés de l'anglais LCOS-SLM ou, par abus de langage, simplement SLM) [3]. Originellement dérivés de la technologie d'affichage pour ordinateurs ou télévisions, ils utilisent des cristaux liquides dont l'orientation peut être contrôlée en modulant le champ électrique par l'application d'un voltage entre deux électrodes (voir figure 2). Étant biréfringents, les cristaux liquides font en sorte que, pour une onde polarisée suivant l'axe actif du modulateur, l'indice optique perçu passe de l'indice ordinaire à l'indice extraordinaire, modifiant ainsi le chemin optique et donc la phase de la lumière. Ils présentent des efficacités de diffraction élevées, supérieur à 90%, et des profondeurs de modulation supérieures à 8 bits. Bien qu'ils introduisent des aberrations modérées, celles-ci peuvent être corrigées par l'application d'un masque de phase. Leur principale limitation est un lent temps de réponse, quantifié comme le temps nécessaire pour passer de 10% à 90% d'une modulation de 2π , et de l'ordre de 100 ms. Il existe certaines versions spécialisées permettant d'atteindre de temps de l'ordre de la milliseconde.

Matrices de micromiroirs

Les dispositifs à micromiroirs numériques, ou DMD, initialement développés pour les vidéoprojecteurs, sont des systèmes micro-électromécaniques (MEMS) constitués de micromiroirs, chacun monté sur un axe et contrôlable individuellement [4]. Ces micromiroirs peuvent basculer rapidement entre deux ●●●

Table 1. Comparaison des différents types de SLM.

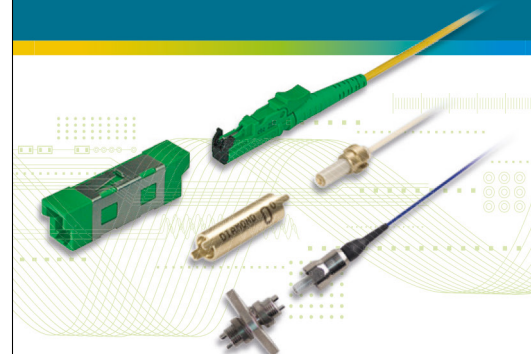
	CRISTAUX LIQUIDES	DMD	PLM
Modulation d'amplitude	Non	Binaire	Non
Modulation de phase	8-12 bits	Non	4 bits
Fréquence de modulation*	10 – 1000 Hz	1 – 10 kHz	1 kHz
Taux de remplissage	~ 95 %	~ 92 %	~ 95 %
Efficacité de diffraction**	~ 95 %	~ 8 %	~ 75 %
Coût	~ 20 000 €	1 000 – 15 000 €	~ 3 000 €
Aberrations	Modérées	Importantes	Modérées

*Pour les SLMs à cristaux liquides, on prend l'inverse du temps de réponse de 10% à 90% d'une modulation de 0 à 2π .

**Cette valeur prend en compte les pertes due à l'utilisation d'hologrammes en modulation de phase.

2BLighting Technologies

High performance and reliable
fiber optic assemblies



PM+

Ultra high Polarization Extinction Ratio (PER)

- Up to +4dB higher PER
- State-of-the-art Insertion Loss (IL) and Return Loss (RL) values
- Best connector type and tolerance E-2000®, DMI, Mini AVIM® and Micro AVIM®
- Available on homologated fibres and cables



16W

NEW

E-2000® PS+

Contact expanded beam

- Low loss
- Interlock solution optional
- 1310-1550nm or 980-1060nm



100W

E-2000® PSm

Contact pump laser connector

- Low loss
- Interlock solution optional
- MM 105 0.22NA (MM 200 0.22NA optional)



www.2blighting.fr

info@2blighting.com

+33 1 64 59 21 30

positions d'inclinaison, généralement $\pm 12^\circ$ autour de sa diagonale, permettant à chaque miroir d'orienter la lumière incidente soit vers un chemin de projection, soit en dehors de celui-ci. Les DMD présentent plusieurs avantages par rapport aux SLM à cristaux liquides : ils permettent des fréquences de modulations plus élevées (de l'ordre de 10 kHz), sont insensibles à la polarisation, et sont moins onéreux, notamment pour les modèles fonctionnant autour de 1 kHz. Cependant, ils introduisent un niveau significatif d'aberrations, si elles ne sont pas correctement corrigées. Par ailleurs, bien qu'ils soient efficaces pour une modulation binaire en amplitude, en modulation de phase (en utilisant des hologrammes, voir section 3) leur efficacité de diffraction devient inférieure à 10 %.

Modulateurs MEMS de phase

Récemment, un nouveau type de SLM a été introduit sur le marché, combinant la haute efficacité de diffraction des SLM à cristaux liquides avec la rapidité de commutation des DMD. Ce dispositif, appelé modulateur de phase uniquement [5], ou PLM, est composé d'une matrice bidimensionnelle d'environ 10^6 micromiroirs, à l'image des DMD. Cependant, les PLM utilisent des MEMS pour contrôler la hauteur de chaque miroir individuellement, permettant ainsi de moduler la phase d'un faisceau lumineux incident. Les PLM ont déjà démontré des fréquences de modulation supérieures à 1 kHz et devraient atteindre des vitesses comparables à celles des DMD dans un avenir proche. Ils sont également insensibles à la polarisation et, bien qu'ils puissent introduire des aberrations,

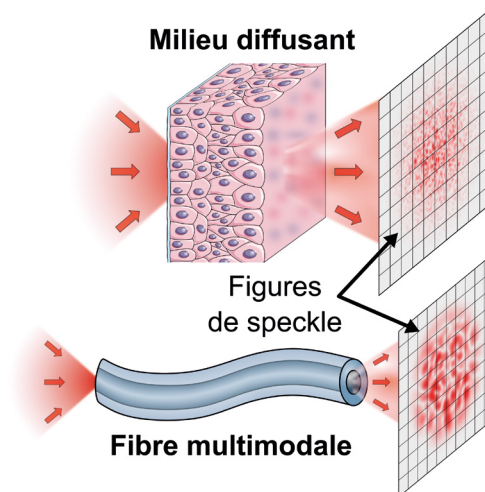


Figure 1. Propagation de la lumière dans un milieu complexe. Lorsque la lumière se propage dans un milieu complexe, le champ complexe est modifié de façon en apparence aléatoire, menant à la formation d'une figure de speckle à la sortie du milieu.

celles-ci peuvent être caractérisées et corrigées. Une limitation réside dans une profondeur de modulation plus faible, 4 bits, ce qui revient à 16 valeurs différents de phase, qui est cependant généralement suffisante pour le contrôle du front d'onde.

LES MÉTHODES : LES HOLOGRAMMES

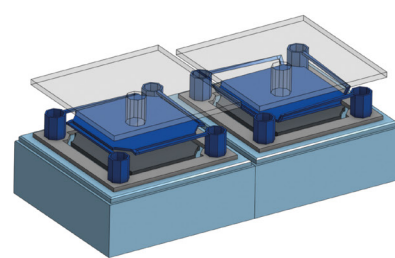
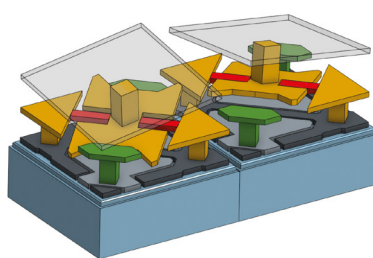
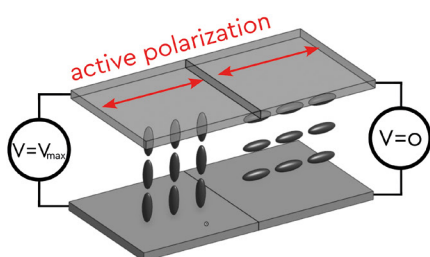
Malgré leurs limitations, tous ces types de SLM peuvent être utilisés pour façonner à la fois l'amplitude et la phase des faisceaux lumineux à l'aide d'hologrammes d'amplitude

ou de phase [3,6]. Ils reposent sur le principe illustré dans la figure 3 : la dépendance spatiale complexe du faisceau cible est encodée dans un ordre de diffraction d'un réseau en variant ses propriétés spatiales. Le faisceau cible peut ensuite être extrait en illuminant l'hologramme avec une onde plane, puis en filtrant l'ordre souhaité à l'aide d'une lentille et d'un diaphragme placé dans le plan de Fourier. Une deuxième lentille effectue une seconde transformée de Fourier pour obtenir le champ façonné. Il est aussi possible de s'affranchir de la seconde lentille en encodant le champ désiré dans la transformée de Fourier de la modulation du masque.

Hologrammes de phase

Bien que, pour de nombreuses applications, une modulation de phase seule soit suffisante, un contrôle complet de la propagation de la lumière dans un milieu complexe nécessite de pouvoir façonner à la fois l'amplitude et la phase du faisceau incident. Pour cela, on peut inscrire sur le SLM une rampe de phase linéaire et ensuite encoder le faisceau cible dans la variation spatiale des paramètres de cette rampe [3]. Notamment, pour encoder la phase, la pente de la rampe est simplement translatée, tandis que pour encoder l'amplitude, la profondeur de modulation est ajustée, permettant de moduler l'intensité allant dans l'ordre de diffraction sélectionné

Figure 2. Représentation schématique de pixels de SLMs. Gauche, pixels d'un modulateur à cristaux liquides. Le changement d'orientation de molécules biréfringentes permet de changer le chemin optique, et donc la phase, pour la polarisation active. Centre, pixels d'un modulateur à micromiroirs (DMD) composés de micromiroirs pouvant être tournés suivant deux angles pour réaliser de la modulation binaire d'amplitude. Droite, pixels d'un modulateur MEMS de phase (PLM). Chaque miroir peut être translaté suivant la normale à sa surface sur 16 niveaux (4 bits) pour réaliser de la modulation de phase.



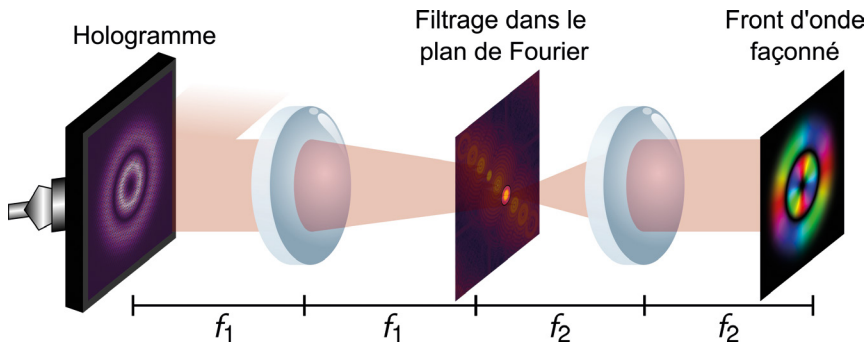


Figure 3. Façonnage de faisceaux complexes. En affichant des hologrammes de phase ou d'amplitude dans un SLM, il est possible de façonner des faisceaux en amplitude et en phase à l'aide d'un système 4f.

par l'ouverture dans le plan de Fourier. Un exemple est illustré en figure 3. En négligeant la discrétisation de la phase, cette approche peut être réalisée sans perte d'efficacité de diffraction.

Hologrammes d'amplitude binaire

En comparaison avec la modulation de phase seule, une modulation d'amplitude binaire est généralement insuffisante pour les applications de façonnage de front d'onde. Pour moduler le champ complexe, on utilise des réseaux d'amplitude binaire. En changeant la phase spatiale (*i.e.* en décalant localement les traits du réseau), on change la phase optique modulée, et en modulant le rapport cyclique (*i.e.* la largeur des traits), on change l'amplitude [6]. Un inconvénient majeur des hologrammes binaires est leur faible efficacité de diffraction, qui ne dépasse généralement pas 10%.

UTILISATION AUX MILIEUX COMPLEXES

L'émergence des techniques de modulation du front d'onde appliquées aux milieux complexes il y a près de deux décennies a donné lieu à de nombreux travaux dans des domaines très variés. L'objectif de cette section est de présenter les deux principales approches utilisées pour le contrôle des ondes dans les milieux complexes, à savoir les optimisations en boucle fermée, où le modulateur est itérativement modifié pour optimiser une propriété voulue, et la matrice de transmission, dont sa caractérisation permet de pleinement décrire un milieu

linéaire à une longueur d'onde donnée.

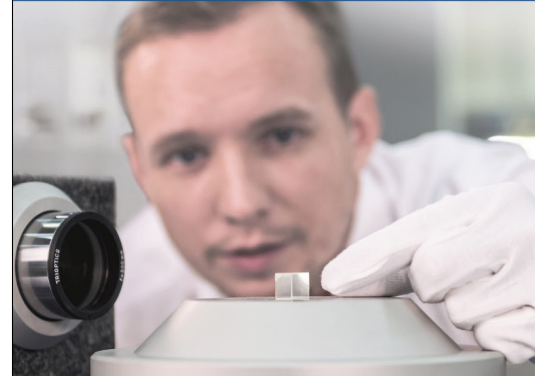
Optimisation en boucle fermée

Les premiers travaux fondateurs de contrôle du front d'onde en milieux complexes ont porté sur le problème de la focalisation en milieux diffusants [7]. De manière analogue à ce qui pré-existait en optique adaptative, le but était de séquentiellement changer la forme du front d'onde arrivant sur un milieu diffusant pour optimiser une fonction de coût, à savoir maximiser l'intensité de la lumière en un point en sortie pour focaliser la lumière (voir figure 4, gauche). La grande nouveauté de ces travaux est qu'il est possible d'apprendre expérimentalement à focaliser la lumière à travers un milieu très complexe qui ne serait pas possible de caractériser *a priori* étant paramétré par de trop nombreux degrés de liberté (*e.g.* les positions des particules diffusantes, la distribution d'indice de réfraction, etc.). L'avantage de la rétroaction sur l'entrée est que le milieu peut être arbitrairement complexe, voire même non-linéaire ou dynamique.

Matrice de transmission

Bien que souvent qualifiés de milieux aléatoires, les milieux complexes statiques étudiés ici sont déterministes. En effet, envoyer plusieurs fois le même front d'onde produit toujours la même réponse. Dans un système linéaire, la relation entre les éléments d'une base d'entrée (par exemple, les pixels du modulateur) et ceux d'une base de sortie (par exemple, les pixels d'une caméra) est entièrement décrite par

Instrumentation de test optique



Mesure de la plupart des paramètres optiques

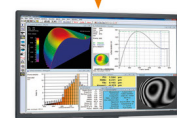
FTM, EFL, BFL, centrage, alignement front d'onde

Applications en R&D et production



Banc de FTM
UV, VIS, IR

Interféromètre "µPhase"



Station de centrage optique

TRIOPTICS France

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

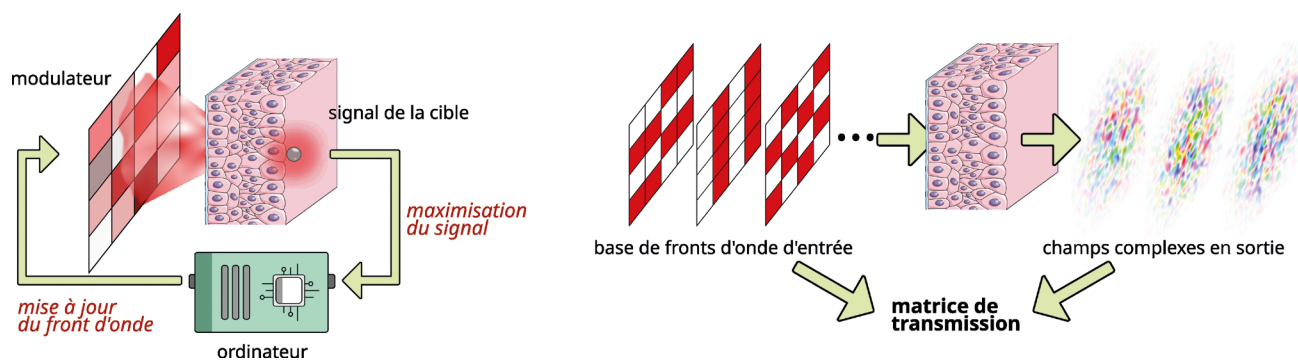


Figure 4. Approches de contrôle du front d'onde. Gauche, optimisation séquentielle en boucle fermée. Le front d'onde est façonné de manière à maximiser un signal mesuré en provenance d'une cible située dans, ou de l'autre côté, d'un milieu complexe. Droite, mesure de la matrice de transmission (MT). En envoyant une séquence correspondant à une base d'illumination et en mesurant les champs complexes transmis correspondants, on reconstruit la MT.

la Matrice de Transmission (MT) [8]. Alors, plutôt que d'adapter séquentiellement l'entrée à une propriété souhaitée, on mesure la MT pour ensuite l'utiliser pour réaliser une opération donnée. Typiquement, on envoie une série de masques sur le SLM, formant une base d'illumination, et on mesure pour chacun le champ complexe en sortie, chaque mesure constituant une colonne de la MT (voir figure 4, droite). Une fois mesurée, elle permet de contrôler la propagation de la lumière et ainsi de trouver le champ incident pour, par exemple, focaliser en n'importe quel point à la sortie, ou maximiser le transport d'énergie. De même, on peut mesurer la matrice de réflexion, qui lie le champ incident au champ réfléchi, et ainsi donne des informations sur le milieu ou sur un objet dissimulé, sans accès à l'autre côté. Cependant, outre la nécessité d'accéder au champ optique, la mesure de la MT présente certaines limites. La stabilité du système est essentielle : si le milieu évolue après ou pendant la caractérisation, la MT devient inutilisable. De plus, la modélisation par matrice se restreint aux milieux linéaires, bien que des travaux existent pour étendre le principe aux non-linéarités.

PERSPECTIVES ET APPLICATIONS

La possibilité de moduler, avec un grand nombre de degrés de liberté, le champ incident dans les milieux complexes pour optimiser un signal ou mesurer une matrice de transmission/réflexion a ouvert la voie à de nombreuses applications nouvelles. La connaissance de la MT d'un milieu permet de synthétiser

des fronts d'onde arbitraires en sortie, qu'il s'agisse de focaliser l'énergie ou de créer des motifs structurés, permettant d'utiliser un milieu complexe comme un élément optique classique [8]. Un milieu complexe peut alors être employé comme une lentille, avec des applications en micro-manipulation optique, ainsi que comme une lame de phase ou comme un filtre spectral. Ces méthodes facilitent également la reconstruction d'images à travers des fibres multi-modes et des tissus biologiques, ouvrant des perspectives pour l'imagerie endoscopique à haute résolution et la microscopie non invasive [1,2]. En télécommunications fibrées, l'analyse de la matrice de transmission

constitue une approche pour caractériser et optimiser des canaux de propagation offrant une capacité accrue ou une meilleure stabilité face aux perturbations. Enfin, l'exploitation des milieux complexes comme circuits photoniques réalisant des projections aléatoires a permis de débloquent des applications en traitement du signal et en calcul analogique, notamment pour l'apprentissage profond [2]. Il reste cependant des défis importants pour la mise en œuvre de la plupart de ces applications à l'échelle industrielle, notamment la possibilité de mitiger l'effet des fluctuations des systèmes réels ainsi que d'intégrer ces techniques dans des dispositifs compacts et stables. ●

RÉFÉRENCES

- [1] S. Rotter and S. Gigan, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015005 (2017)
- [2] S. Gigan, *Nat. Phys.* **18**, 980 (2022)
- [3] C. Rosales-Guzmán and A. Forbes, *How to Shape Light with Spatial Light Modulators* (SPIE PRESS, 2017)
- [4] S. M. Popoff, R. Gutiérrez-Cuevas, Y. Bromberg, and M. W. Matthès, *J. Phys. Photonics* **6**, 043001 (2024)
- [5] J. C. A. Rocha, T. Wright, U. G. Butaite, J. Carpenter, G. S. D. Gordon, and D. B. Phillips, *Optics Express* **32**, 43300 (2024)
- [6] R. Gutiérrez-Cuevas and S. M. Popoff, *J. Phys. Photonics* **6**, 045022 (2024).
- [7] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, *Opt. Lett.* **32**, 2309 (2007).
- [8] S. M. Popoff, G. Leroose, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010).