HAL open science

Vortex optiques en interaction avec des atomes

Laurence Pruvost, Thierry Ruchon

▶ **To cite this version:**

Laurence Pruvost, Thierry Ruchon. Vortex optiques en interaction avec des atomes. 2021. hal-03348430

HAL Id: hal-03348430

https://hal.science/hal-03348430v1

Preprint submitted on 18 Sep 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Vortex optiques en interaction avec des atomes

Laurence Pruvost[(1)] et **Thierry Ruchon**[(2)]

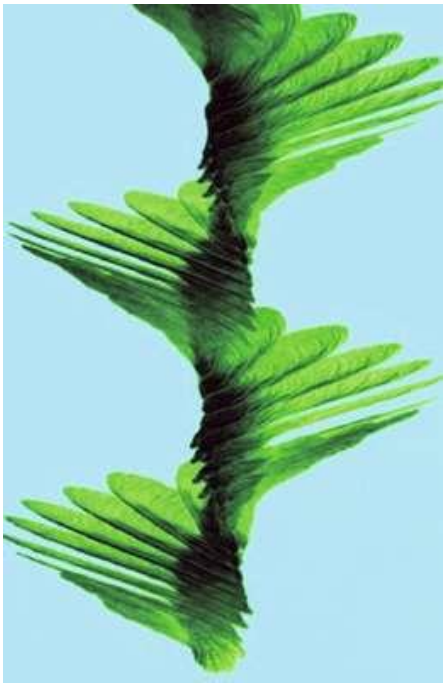
(1) Laboratoire Aimé Cotton (LAC), CNRS, Université Paris-Saclay, bâtiment 505, rue du Belvédère, 91405 Orsay, laurence.pruvost@universte-paris-saclay.fr

(2) Laboratoire Interactions, Dynamiques et Lasers (LIDYL), CEA, Université Paris-Saclay, CNRS, 91191 Gif-sur-Yvette thierry.ruchon@cea.fr

Un vortex optique est une onde lumineuse présentant un front de phase en hélice, ce qui lui confère un vecteur de Poynting tourbillonnant. Selon le sens de l'hélice, le vortex optique est droit ou gauche.

Il est caractérisé par un entier relatif ℓ lié au pas de l'hélice. Ce même entier quantifie son moment angulaire orbital qui, ramené à un photon, vaut $\hbar\ell$. Ce moment, appelé le troisième moment de la lumière, est exploré comme variable quantique dans des processus d'interaction entre les vortex optiques et la matière.

Avec deux exemples nous illustrons l'échange de chiralité laser-matière qui se produit via l'excitation d'une vapeur atomique par des vortex optiques.



Samare d'érable en chute, filmée par caméra rapide (photo de D. Lentink)

La chiralité est très présente dans la nature - plantes, animaux, écoulements, météorologie. En physique, on la trouve par exemple dans l'arrangement spatial des atomes formant des molécules, en magnétisme ou dans certains cristaux. La chiralité existe également dans les ondes électromagnétiques, sa forme la plus la plus connue étant la polarisation, circulaire droite ou gauche. Elle est caractérisée par un moment angulaire de spin quantifié sur 2 valeurs $S = \pm\hbar$. Il est appelé SAM pour *Spin Angular Momentum*.

Une autre chiralité est liée à la phase de l'onde lorsque le front d'onde a une forme d'hélice. Une telle onde, appelée *vortex optique*, possède un moment angulaire orbital ; il est appelé OAM pour *Orbital Angular Momentu*m et noté L. Un vortex optique peut avoir n'importe quelle polarisation, donc posséder à la fois un SAM et un OAM (fig. 1).

Le concept de vortex optique est apparu dans les travaux de Pierre Coullet de 1989 [1], celui d'OAM est fortement lié aux travaux de Les Allen dès 1992 [2]. Le lecteur trouvera une rétrospective dans l'article récent de Y. Shen et al. [3].

Vortex optique et moment angulaire orbital du photon

Pour que le vortex optique se propage comme une vis sans fin, le pas de l'hélice de phase doit être un multiple de 2π, on note ℓ l'entier relatif associé. Le vortex satisfait l'équation de propagation d'Helmholtz et son champ électrique a une phase azimutale en $\ell\theta$ (θ est l'angle autour de l'axe de propagation). L'hélice

est simple lorsque $|\ell| = 1$, elle a plusieurs branches si $|\ell| > 2$.

Le gradient de la phase azimutale, indique un vecteur de Poynting avec composante ortho-radiale qui est à l'origine du caractère « tourbillonnant » du vortex optique. C'est elle aussi qui est à l'origine de l'OAM. On montre qu'il est quantifié et vaut $L = \hbar\ell$ par photon.

Contrairement au SAM, l'OAM peut prendre une infinité de valeurs, positives ou négatives. Comme le SAM, l'OAM est une variable quantique dont on peut faire des superpositions d'états et des intrications. Un de ses avantages est la grande dimension de l'espace de valeurs associé. Ces deux moments angulaires du photon se combinent pour agir de façon conjointe, on parle alors de couplage SAM-OAM. Avec la grandeur $J = L + S$ on obtient l'analogue du couplage spin-orbite connu dans les atomes.

Les deux moments angulaires du photon sont de nature différentes, l'un de type spin - grandeur intrinsèque, l'autre lié à la carte de phase - grandeur extrinsèque. Ils ont des effets différents sur la matière : le SAM permet de faire tourner la matière sur elle-même, alors que l'OAM la fait tourner autour du centre du vortex optique, comme en témoignent des expériences d'opto-mécanique ou de manipulation de microparticules en piège.

Modes de Laguerre-Gauss. Les vortex optiques forment des familles : modes de Laguerre-Gauss, de Bessel, de Zernike, etc. Les modes de Laguerre-Gauss sont les plus connus et utilisés.

Cette famille se caractérise par une amplitude de champ ayant une forme gaussienne, structurée par les oscillations du polynôme de Laguerre d'ordre $|\ell|$ et de rang p, d'où la notation LG_p^ℓ. Le mode LG_0^0 qui a un OAM nul, coïncide avec le mode gaussien usuel. Les mode LG_p^ℓ d'OAM ℓ non nul, ont une intensité nulle en leur centre, entourée de $p + 1$ anneaux lumineux. De plus, le mode LG_p^ℓ porte deux termes de phase qui dépendent de l'OAM (spécifiés dans l'encadré) : la phase azimutale, $\ell\theta$, et la phase de Gouy, $\alpha\mathrm{Atan}(z/z_R)$, où $\alpha = |\ell| + 2p + 1$ est la multiplicité du mode et z_R son paramètre de Rayleigh.

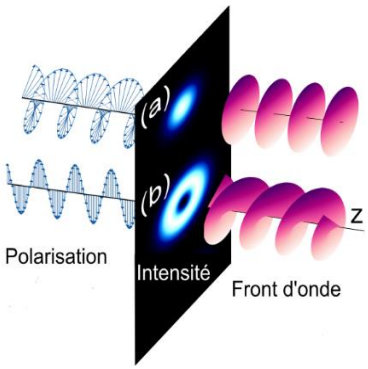
Il existe de nombreuses méthodes pour fabriquer ces vortex optiques, certaines transforment des modes de Hermite-Gauss en modes de Laguerre-Gauss, d'autres utilisent la diffraction par des objets comportant un défaut local et chiral. Une méthode robuste consiste à changer le front d'onde d'une onde incidente pour lui donner la forme hélicoïdale. Dans le domaine des radiofréquences un objet de phase – en téflon par exemple- sculpté en hélice convient très bien. Dans le domaine optique on utilise souvent un hologramme (*VPP Vortex phase plate*) ou un modulateur à cristaux liquides (*SLM Spatial Light Modulator*) dont on change localement l'indice de réfraction en changeant l'orientation des cristaux liquides. Cette méthode permet de générer des modes de Laguerre-Gauss presque purs.

Mesurer l'OAM. Excepté pour le mode d'OAM nul, la forme de l'intensité n'est pas une signature de la valeur de l'OAM. Pour mesurer l'OAM d'un vortex on utilise en général des méthodes interférométriques ou en absence d'onde de référence, la méthode dite d'auto-interférences : en faisant passer un mode $LG_{p=0}^\ell$ par une lentille inclinée on obtient une figure de franges ; le nombre de franges noires vaut $|\ell|$; le sens de l'inclinaison donne son signe. Pour des vortex comportant plusieurs OAM, des méthodes récentes proposent de trier les OAM selon leur valeur, un peu comme le prisme dévie les couleurs.

Après cette présentation générale des vortex optiques, nous présentons deux applications récentes, qui ont permis de démontrer la conservation de l'OAM lors de processus d'interaction non linéaires avec des vapeurs atomiques. Le premier concerne une transition à 2 photons, le second un processus fortement non linéaire. Ils ouvrent la voie à de nouvelles applications.

Encadré

Vortex optique : SAM et OAM



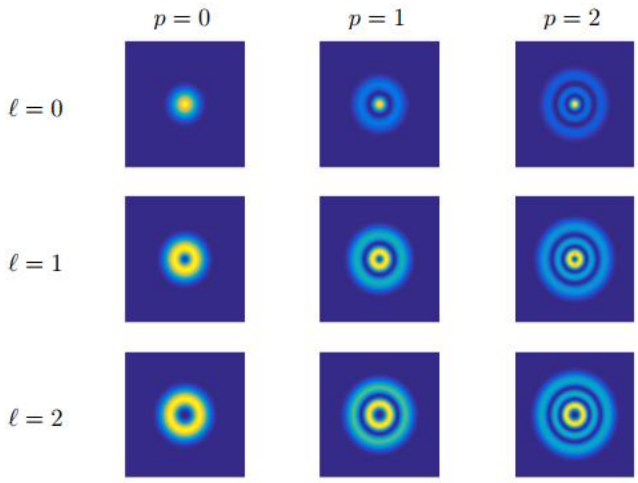
(a) montre une onde polarisée circulairement d'OAM nul ;
(b) montre onde polarisée linéairement portant l'OAM unité.

Mode de Laguerre-Gauss LG_p^ℓ

Le champ du mode LG_p^ℓ transportant un OAM de valeur ℓ et se partageant selon Oz, exprimé en coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) s'écrit

$$LG_p^\ell = \hat{e}\sqrt{\frac{2Pp!}{\pi w(z)^2(p+|\ell|)!}}\; X^{\frac{\ell}{2}} L_p^{|\ell|}(X)\, e^{-\frac{X^2}{2}}\; e^{ikz}\; e^{i\varphi(\rho,\theta,z)}$$

$\hat{e}$ est la polarisation, P la puissance, $w(z)$ le waist au plan z, k le vecteur d'onde. $X = 2\rho^2/w(z)^2$ est la grandeur radiale canonique. Le waist évolue depuis le col du faisceau comme $w(z) = w\sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ avec $z_R = \pi w^2/\lambda$ le paramètre de Rayleigh. La fonction $L_p^{|\ell|}(X)$ est le polynôme de Laguerre généralisé ; il est responsable de l'intensité annulaire.



La phase du mode $\varphi(\rho, \theta, z)$ comporte 3 termes :

Phase de courbure

$$\varphi_c(\rho, \theta, z) = \frac{-kr^2 z}{2z_R^2(1 + z^2/z_R^2)}$$

Phase azimutale

$$\varphi_{az}(\theta) = \ell\theta$$

Phase de Gouy

$$\varphi_G(z) = \alpha\,\mathrm{Atan}\left(\frac{z}{z_R}\right)$$

$\alpha = |\ell| + 2p + 1$ est la multiplicité. Elle donne aussi le nombre de modes ayant la même valeur de α.

La phase azimutale et la phase de Gouy dépendent de l'OAM et sont des signatures de la chiralité optique.

Révéler l'échange de chiralité via une transition atomique à deux photons

L'interaction laser-atome la plus simple dans laquelle la phase intervient, est l'excitation à 2 photons. Parmi les schémas possibles, nous avons retenu celui de l'excitation en étage qui induit une émission dans une gamme spectrale très différente de celle de l'excitation et facilite la détection. Pour fermer la boucle excitation-émission un nombre pair de photons est requis. Dans le cas présenté ci-après, le processus fait intervenir quatre photons (fig.1).

L'expérience réalisée au LAC consiste à exciter les atomes d'une vapeur par deux vortex optiques d'OAM ℓ_1 et ℓ_2 et à observer l'émission induite. La présence d'OAM dans les ondes induites révèle l'échange d'OAM qui se produit via l'interaction. L'OAM étant l'une des variables quantiques de l'onde, le but est de comprendre et de manipuler les OAMs à des fins quantiques.

Mélanges d'ondes. Pour l'atome de rubidium, l'excitation à deux photons $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ est réalisée avec des lasers rouges à 780 et 776 nm (fig. 1). Cette transition est connue pour émettre une paire de photons, l'un infra-rouge à 5.23 µm, l'autre bleu à 420 nm.

Lorsque les ondes laser incidentes sont colinéaires avec le même sens de propagation, et que leurs fréquences sont désaccordées en mode Raman, l'émission de la paire est cohérente. On observe alors une émission induite le long de l'axe de propagation. Dans l'expérience on analyse le rayonnement bleu induit en mesurant son profil d'intensité et sa phase (fig.1b).

Cas d'une excitation comportant un seul vortex optique. Notre propos est de voir ce qu'il se passe dans ce processus si l'une des ondes excitatrices est un vortex optique. Pour ce faire, l'onde à 776 nm est un mode $LG_0^{\ell_2}$. L'autre onde est un faisceau gaussien d'OAM nul, soit $\ell_1 = 0$. La divergence des ondes d'entrée est choisie pour être très faible le long du milieu, justifiant l'hypothèse de faisceaux sans courbure.

Les observations expérimentales montrent que l'onde bleue induite est un vortex, et que pour de faibles valeurs de ℓ_2, elle porte un OAM $\ell_b = \ell_2$ (fig.1). Lorsque ℓ_2 atteint une dizaine d'unités, l'analyse montre que le vortex bleu comporte plusieurs OAMs ; il est donc une superposition de modes. Les observations ne dépendent pas du sens droit/gauche du vortex excitateur.

Un modèle pour l'échange. La description de l'échange par les atomes, à un niveau microscopique passe par une approche avec la matrice densité, celle-ci étant ensuite reliée à des grandeurs macroscopiques observables comme la polarisabilité du milieu. Nous adoptons ici une approche plus globale qui va donner les grandes lignes et les règles de l'échange. Le processus est décrit par un mélange de 4 ondes caractérisé par une susceptibilité non linéaire d'ordre 3, notée $\chi^{(3)}$.

L'onde bleue E_b provient du mélange des 3 autres ondes sous la forme d'un terme $\chi^{(3)} E_1 E_2 E_{ir}^*$. Un tel processus est efficace à condition de conserver l'énergie et les phases, et de réaliser un recouvrement optimal des ondes en jeu.

La conservation de l'énergie est garantie par l'accord des lasers sur la résonance Raman. La colinéarité des ondes assure la conservation de l'impulsion des photons. La conservation de la phase de courbure est satisfaite par les faisceaux laser parallèles appliqués.

Ce qui est nouveau avec les vortex, c'est la conservation des phases azimutale et de Gouy, toutes les deux dépendantes de l'OAM (voir l'encadré). La première donne $\ell_{ir} + \ell_b = \ell_1 + \ell_2$ (1), une condition qui exprime que l'OAM total est conservé et se retrouve dans les ondes produites. Pour exprimer la conservation de la phase de Gouy, on introduit deux aspects : les faisceaux sans courbure qui autorisent à linéariser la phase de Gouy et le critère de Boyd-Kleiman qui énonce que le processus non-linéaire est optimum si toutes les ondes en jeu ont la même divergence, c'est-à-dire les mêmes paramètres de Rayleigh. Ainsi, on obtient la condition $\alpha_{ir} + \alpha_b = \alpha_1 + \alpha_2$ (2), qui exprime la conservation de la multiplicité.

Il faut noter que l'équation (1) concerne les OAM, et que l'équation (2) concerne leurs valeurs absolues.

Pour le cas vu précédemment $\alpha_1 = 1$ et $\alpha_2 = 1 + |\ell_2|$. D'après (1) et (2) il s'en suit que les modes de sortie vérifient $p_{ir} = p_b = 0$ - ils sont mono- annulaires donc - et que les modes bleus en sortie portent un OAM valant $\ell_b = 0, 1, \ldots \ell_1$.

Une fois les phases accordées l'efficacité est liée au recouvrement des champs, exprimé par $\int A_1 A_2 A_{ir} A_b \rho d\rho$ où A_i sont les amplitudes des modes en jeu, ρ étant la distance radiale. Comme l'atteste la figure 2, le mode $\ell_b = \ell_2$ domine. Ce résultat s'explique par la grande différence des longueurs d'onde de sortie $\lambda_{ir}/\lambda_b \sim 12$, qui implique un recouvrement plus important si l'OAM de l'onde infra-rouge est faible.

Cas de deux vortex en entrée. Avec cette seconde expérience on illustre l'importance de la chiralité, c'est-à-dire du sens des vortex. Pour cela, on compare le cas d'une vapeur excitée par deux vortex de même sens, cas noté $\ell^+\ell^+$, et le cas de vortex de sens opposés noté $\ell^+\ell^-$.

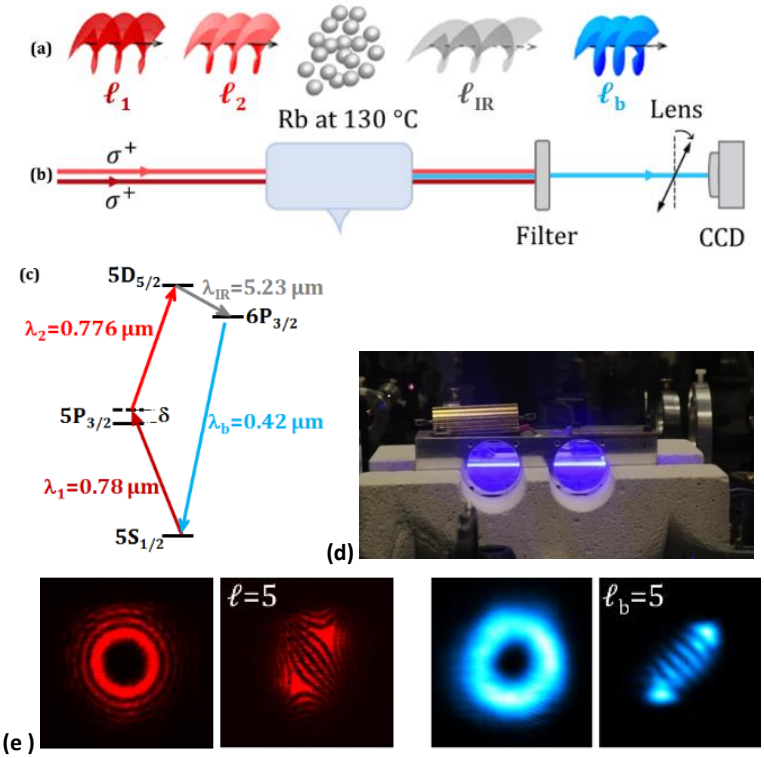
On présente le résultat observé pour $\ell_1 = 4$ et $\ell_2 = \pm 6$.

Avec la conservation de l'OAM et la règle de la dominance vers le bleu vue précédemment, on s'attend à $\ell_b = 10$ dans le cas $\ell^+\ell^+$ et à $\ell_b = -2$ pour $\ell^+\ell^-$. Ces deux valeurs d'OAM non nulles, devraient nous donner des modes annulaires, ce qui n'est pas le cas pour $\ell^+\ell^-$ (fig.3). De plus la figure d'auto-interférences associée présente des franges distordues, ce qui indique que le vortex bleu est une superposition de plusieurs modes avec des OAM positifs, négatifs et nul. La présence d'un OAM nul explique notamment que l'intensité au centre de l'onde bleue soit non nulle.

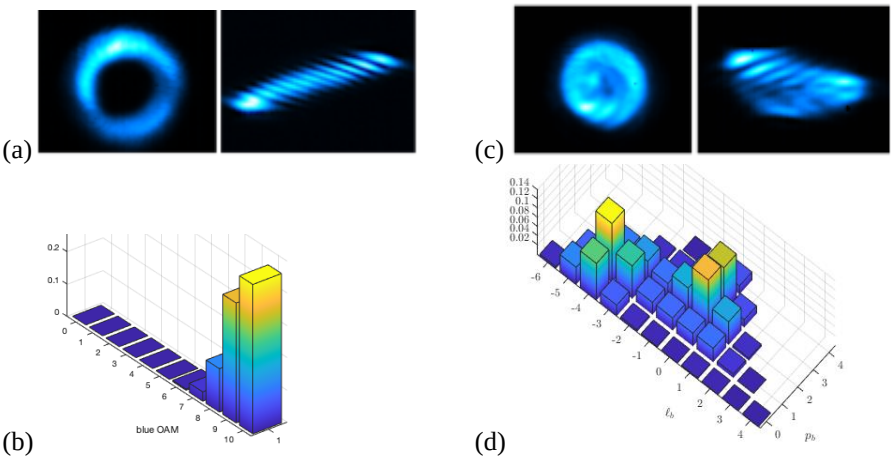
En appliquant le modèle précédent, on voit que pour satisfaire la conservation de l'OAM total et la conservation de la multiplicité, dans le cas $\ell^+\ell^-$ il apparait en sortie des modes ayant des nombres radiaux p_{ir} et p_b non nuls, certains associés à $\ell_b = 0$ (fig.3). L'onde bleue est donc multimode ce qui explique son intensité non nulle au centre et sa figure d'auto-interférence plus complexe.

Cette expérience démontre comment la chiralité relative des vortex s'exprime dans le processus de mélange à quatre ondes, produisant notamment des modes intriqués en OAM pour le cas $\ell^+\ell^-$. Cette intrication qui grandit avec les valeurs d'OAM est d'intérêt pour le codage et le stockage d'information ou pour des algorithmes non standards.

Figures 1 et 2



1. Expérience de conversion de vortex par transition à 2 photons
(a) principe de l'expérience ; (b) schéma expérimental. La lentille inclinée produit la figure d'auto-interférences permettant de déterminer l'OAM ; (c) schéma d'excitation et d'émission du rubidium ; (d) photo de la cellule de rubidium de 10 cm ; on y voit le résidu de fluorescence au travers des fenêtres latérales qui permet d'accorder la transition Raman ; (e) profil d'intensité et auto-interférences du vortex d'entrée portant $\ell_2 = 5$; vortex bleu en sortie (idem).



2. Conversion d'une paire de vortex, de même sens ou de sens contraire pour $\ell_1 = 4$ et $\ell_2 = \pm 6$.
En haut : Profils d'intensité et d'auto-interférences du vortex bleu en sortie. En bas : calcul du poids des modes présents dans l'onde bleue induite.
(a) et (b) Cas $\ell^+\ell^+$, (c) et (d) cas $\ell^+\ell^-$. (d) montre les poids importants des modes LG_2^0 et LG_3^0 qui expliquent notamment pourquoi l'intensité de l'onde bleue n'est pas nulle au centre.

Interaction fortement non linéaire avec des vortex optiques

Le paragraphe précédent montre qu'à l'instar de l'énergie de photon et de son impulsion, l'OAM est une quantité conservée lors de l'interaction non-linéaire. Ces conclusions s'étendent au régime fortement non linéaire, comme on va le voir dans ce qui suit.

La forte non-linéarité est ce qui caractérise la Génération d'Harmoniques d'Ordre Élevé (GHOE), un processus observé lorsque l'on focalise une impulsion courte et très intense dans une vapeur atomique. Dans ce régime de champ fort, le champ électrique de l'onde laser appliquée est comparable au champ électrique intra-atomique. L'interaction fortement non-linéaire donne naissance en sortie à un rayonnement de type XUV de longueur d'onde $\lambda_q = \lambda_1/q$ où λ_1 est la longueur d'onde appliquée et q l'ordre de l'harmonique produite. En général q a une valeur élevée. La GHOE dans un gaz isotrope impose que q soit impair.

GHOE avec un vortex optique. Pour étudier l'interaction fortement non-linéaire avec des vortex, un masque de phase en hélice a été inséré sur le faisceau du laser LUCA du LIDYL pour le transformer en un vortex optique. Son OAM vaut $\ell_1 = 1$.

Lorsque celui-ci est appliqué à une cible de xénon, la GHOE produit des harmoniques d'ordre élevé ayant des profils d'intensité annulaires (fig. 3). Ceci constitue une première signature de la présence d'OAM dans les harmoniques générées. La figure montre aussi que le rayon des anneaux est constant quel que soit l'ordre de l'harmonique. Ce comportement est inhabituel pour un spectre de GHOE qui présente en général une divergence croissante avec q. Cette observation est la clé pour démontrer que l'harmonique q, en plus d'être annulaire, porte bien un OAM valant $\ell_q = q\,\ell_1$.

L'explication repose sur 3 points : la relation qui lie le rayon d'un vortex et son waist, le fait que la configuration expérimentale donne la taille de l'harmonique en champ lointain et la condition qui rend la GHOE optimale.

Le rayon du vortex ℓ_q, en tout plan z de sa propagation, est relié à son waist par $R_q(z) = w_q(z)\sqrt{|\ell_q|/2}$. Il évolue donc comme le waist qui, en champ lointain, vaut $w_q(z) \approx (\lambda_q/\pi)\, z/w_q$ où w_q est le waist au point focal.

Par ailleurs la GHOE est optimale si le vortex appliqué et le vortex généré se recouvrent dans la cible à l'endroit de haute intensité. Cette condition s'exprime par l'égalité de leur rayons, exprimée par $w_q\sqrt{|\ell_q|/2} = w_1\sqrt{|\ell_1|/2}$.

Pour obtenir des anneaux de taille constante en champ lointain quel que soit q, compte tenu de $\lambda_q = \lambda_1/q$ et des trois relations précédentes, il faut que $\ell_q = q\ell_1$. Cette relation exprime donc la conservation de l'OAM dans la GHOE, ce qui a été confirmé sur une large gamme de valeurs de q.

La GHOE avec vortex permet ainsi de générer des vortex optiques avec de courtes longueurs d'onde - quelques nanomètres - et portant des OAM de plusieurs dizaines de quanta ; le record est à 57.

Aspect temporel. Pour une étude complète il restait à examiner la structure temporelle des harmoniques-vortex produites. Pour ce faire, la technique de mesure de profil temporel, appelée RABBITT (*Reconstruction of Attosecond Bursts By Interference of Two-photon Transitions*) a été adaptée pour des vortex.

RABBITT est une méthode de corrélation croisée entre le faisceau XUV de sortie et un faisceau IR additionnel qui est modulé en phase. L'effet conjoint des deux faisceaux apparait sur le signal de photo-ionisation des atomes qui comporte des bandes latérales, associées à chaque harmonique. Les interférences entre ces bandes donnent accès à la phase relative des harmoniques. Combinées aux amplitudes mesurées par spectrométrie, elles permettent de reconstruire, par transformée de Fourier, le profil temporel de l'impulsion électronique et par conséquent celle de l'harmonique.

Pour appliquer la technique RABBIT à des vortex, il a été nécessaire de préparer un faisceau IR modulé portant le même OAM que celui qui pilote la GHOE. La reconstruction spatio-temporelle obtenue a la forme d'une double hélice (fig. 3). Son épaisseur temporelle présente une durée d'impulsion de quelques attosecondes.

Incidemment, ces expériences ont montré que la photo-ionisation réalisée par les vortex XUV était dominée par des transitions dipolaires électriques. Ces tourbillons optiques, sont également à l'étude dans le contexte d'excitation de cibles solides ou plasmas.

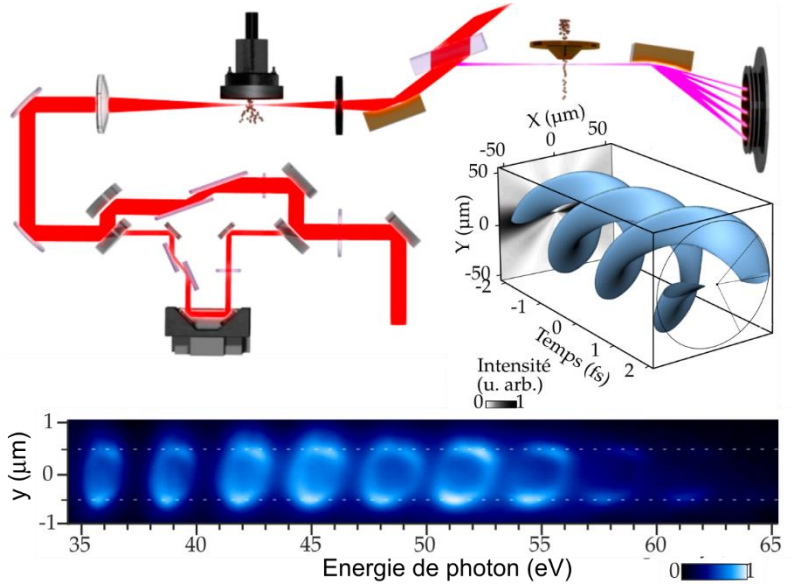
GHOE à deux vortex optiques. Pour aller au-delà, c'est-à-dire produire une harmonique portant n'importe quel OAM - pas seulement $q\ell_1$ - il fallait ajouter un degré de liberté au processus. L'idée a été d'implémenter la GHOE avec deux vortex de couleurs différentes, l'un étant la seconde harmonique de l'autre.

Il est connu que l'absorption conjointe de n_1 photons de fréquence ω_1 et n_2 photons de fréquence $2\omega_1$, produit une harmonique à $\omega_q = (n_1 + 2n_2)\omega_1$. Si de plus on met un petit angle entre les ondes appliquées on peut séparer spatialement les harmoniques produites, grâce à l'accord de phase.

L'expérience a donc été faite cette fois avec des vortex optiques portant des OAM valant respectivement ℓ_1 et ℓ_2. L'expérience réalisée avec le groupe de G. de Ninno (Slovénie) et la société Imagine Optic (Orsay), a montré qu'en effet, l'harmonique porte l'OAM valant $\ell_q = n_1\ell_1 + n_2\ell_2$. Ainsi, en choisissant judicieusement les couples (n_1, n_2) et (ℓ_1, ℓ_2) on peut générer, à la carte, des harmoniques vortex ayant l'OAM souhaité. Par exemple, pour produire l'harmonique 13 portant l'OAM unitaire, il suffit de satisfaire $n_1 + 2n_2 = 13$ et $n_1\ell_1 + n_2\ell_2 = 1$, ce qui se réalise avec $n_1 = 5$, $n_2 = 4$ et des vortex d'OAM opposés $\ell_1 = -\ell_2 = 1$ (fig.4). La méthode a été démontrée pour une large gamme d'OAM.

Ces vortex XUV ouvrent sur de nouvelles études. Par exemple on se demande s'il existe un couplage spécifique lié à la magnétisation pour les harmoniques 33 et 35 proches du seuil magnétique du Fer, lorsque celles-ci portent un OAM. On pourrait tester l'existence d'un dichroïsme hélicoïdal magnétique, c'est à dire voir si la réflectivité ou la transmission dépendent du sens relatif du vortex et du champ magnétique.

Figures 3 et 4

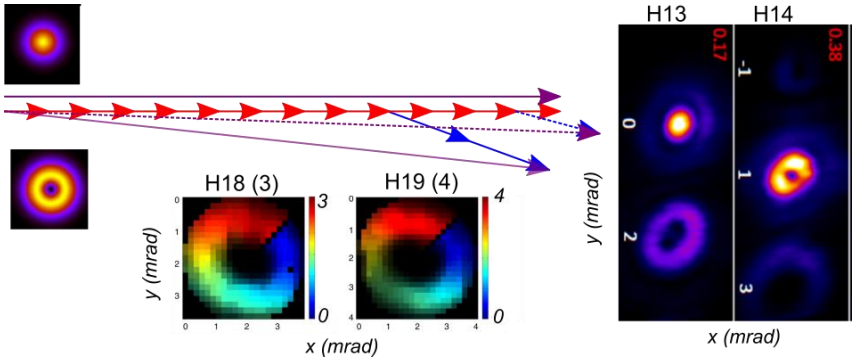


3. Expérience de GHOE avec un vortex

En haut : dispositif expérimental, montrant le laser appliqué à la cible et le spectromètre à réseau permettant la dispersion spectrale des harmoniques. Y figure aussi le faisceau utilisé pour la méthode RABBITT.

En bas : profils d'intensité des harmoniques $q = 13$ à 41. La forme ovalisée provient de l'effet du spectromètre. La taille des anneaux est donnée par la dimension verticale.

La reconstruction spatio-temporelle est au centre-droit de la figure.



4. GHOE à deux vortex optiques.

Le faisceau pilote est représenté par des flèches rouges, sa deuxième harmonique en bleu.

A droite : Profils d'intensité de l'harmonique 13 portant un OAM de valeur 0 et 2 et de l'harmonique 14 portant un OAM de valeur 1 et 3.

Au-dessous : carte de phase des harmoniques 18 $\ell_q = 3$ et 19 $\ell_q = 4$.

Conclusion

Nous disposons aujourd'hui d'un ensemble de techniques permettant de générer et de caractériser des vortex optiques sur une grande gamme de longueurs d'onde. Elles concernent aussi bien les lasers continus que les lasers impulsionnels, ce jusque la gamme attoseconde. Des questions persistent quant aux efficacités des processus pour les créer, surtout dans le domaine XUV.

De nouvelles études ont débuté concernant le couplage SAM et OAM. Ces deux variables quantiques du photon font aujourd'hui l'objet d'études fondamentales parce qu'elles sont potentiellement utilisables pour les technologies quantiques. Il a été montré avec des systèmes atomiques modèles, que l'on peut stocker l'OAM et le restituer et ainsi réaliser des mémoires quantiques. Pour aller au-delà il est nécessaire d'approfondir les études quant à la robustesse de cette variable.

Un autre pan de l'utilisation de l'OAM est la communication optique. Elle permet de multiplexer l'information codée et augmente ainsi la capacité de stockage. Cependant l'onde avec OAM reste difficile à véhiculer au sein des fibres optiques.

Concernant la spectroscopie, depuis près de 20 ans on se demande s'il est possible de transférer l'OAM du photon à un atome ou une molécule. De récents essais expérimentaux apportent des éléments de réponse quant à la compétition avec les transitions quadrupolaires habituelles, sans OAM.

Les vortex optiques sont enfin à mentionner pour l'hydrodynamique. Ils sont analogues aux ondes de fluides et régis pas des équations très similaires. Étudier leur propagation dans des milieux à indice contrôlé pourrait permettre d'avoir expérimentalement la solution de la dynamique des tourbillons.

Références

Vortex optiques

[1] *Optical vortices*. P. Coullet, L. Gil, F. Rocca, Opt. Comm. **73**, 403 (1989)

[2] *Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*, L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. P. Woerdman, Phys. Rev. A **45**, 8185 (1992)

[3] *Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities*, Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan, Light Science & Applications **8**, 90, (2019)

Coeur du texte

[4] *High Helicity Vortex Conversion in a Rubidium Vapor*, A. Chopinaud, M. Jacquey, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, Phys. Rev. A. **97**, 063806 (2018)

[5] *Atomes et vortex optiques : conversion de moments orbitaux de lumière en utilisant la transition à deux photons 5S-5D du rubidium*, A. Chopinaud, thèse de l'Université Paris-Saclay, 2018

[6] *Synthesis and characterization of attosecond light vortices in the extreme ultraviolet*, R. Géneaux, A. Camper, T. Auguste, O. Gobert, J. Caillat, R. Taïeb, T. Ruchon, Nature Communications **7**, 12583 (2016).

[7] *Tunable orbital angular momentum in high-harmonic generation*, D. Gauthier, P. Rebernik Ribic, G. Adhikary, A. Camper, C. Chappuis, R. Cucini, L.F. DiMauro, G. Dovillaire, F. Frassetto, R. Géneaux, P. Miotti, L. Poletto, B. Ressel, C. Spezzani, M. Stupar, T. Ruchon, G. De Ninno, Nature Communications **8**, 14971 (2017)

Ouverture

[.] *Negative experimental evidence for Magneto-Orbital Dichroism*, R. Mathevet, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, G.L.J.A. Rikken, Opt. Expr. **21**, 3941 (2013).

[.] Spin-to-orbital angular momentum mapping of polychromatic light, M. Rafayelyan, E. Brasselet, Phys. Rev. Lett. **120**, 213903 (2018)

[.] *A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits*, A. Nicolas, L. Veissier, L. Giner, E. Giacobino, D. Maxein, J. Laurat, Nature Photonics **8**, 234 (2014)

[ ] *Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation*, A.J.F. de Almeida, S. Barreiro, W.S. Martins, R.A. de Oliveira, D. Felinto, L. Pruvost, J.W.R. Tabosa, Opt. Lett. **40**, 2545 (2015)

[.] *Highly multimodal structure of high topological charge extreme ultraviolet vortex beams*, F. Sanson, A. K. Pandey, I. Papagiannouli, F. Harms, G. Dovillaire, E. Baynard, J. Demailly, O. Guilbaud, B. Lucas, O. Neveu, M. Pittman, D. Ros, M. Richardson, E. Johnson, W. Li, P. Balcou, S. Kazamias, Opt. Lett. **45**, 4790 (2020)