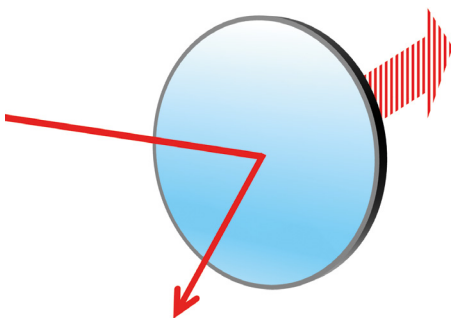


COMPRENDRE LES FORCES OPTIQUES

Cyriaque GENET*

Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires (ISIS) - Université de Strasbourg et CNRS France

*genet@unistra.fr



La lumière exerce une action mécanique sur tout objet éclairé par échange d'impulsion entre le champ électromagnétique et la matière. De faibles amplitudes, les forces optiques ont pourtant donné lieu à des applications importantes. Les liens qu'elles entretiennent à la fois avec le champ et l'objet continuent d'être interrogés à l'heure actuelle.

<https://doi.org/10.1051/photon/202312952>

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.

Lorsqu'il publie en 1873 son « Traité sur l'électricité et le magnétisme », James C. Maxwell a achevé d'unifier les phénomènes électriques et magnétiques et propose une théorie électromagnétique de la lumière. Ce faisant, il érige l'un des piliers sur lequel va s'édifier la physique telle que nous la connaissons aujourd'hui [1]. Dépasant le cadre de la physique newtonienne, cette nouvelle théorie donne des prédictions expérimentales précises qui ouvrent chacune des champs d'explorations immenses.

L'une de ces prédictions est celle d'une action mécanique de la lumière. Comme l'écrit Maxwell dans son traité (au § 793) : « De tels rayons [lumineux] tombant sur un disque métallique fin, délicatement suspendu

dans le vide, pourraient induire un effet mécanique mesurable ».

PRESSIION DE RADIATION

Avec des notations modernes, Maxwell définit pour une onde plane se propageant dans le vide à la vitesse de la lumière sa densité d'impulsion $p = u/c$ à partir de sa densité d'énergie $u = \left(\frac{\epsilon_0}{2}\right) |\mathcal{E}|^2 + 1/(2\mu_0) |\mathcal{H}|^2$ où ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide et $(\mathcal{E}, \mathcal{H})$ le champ électromagnétique de l'onde. Par conservation d'impulsion, on calcule qu'une telle onde éclairant sous incidence normale une plaque de surface réfléchissante (coefficient de réflexion η) et absorbante (coefficient d'absorption α) va exercer une force

$$F = \epsilon_0 |\mathcal{E}|^2 S(2R + \eta) \quad (1)$$

poussant la plaque dans la direction de propagation (Fig. 1). Comme Maxwell, on peut estimer pour une

densité d'énergie du rayonnement solaire de $u = 4,51 \times 10^{-6} \text{ N/m}^2$ une force de pression de radiation de quelques centaines de pico-Newtons exercée sur une surface de l'ordre du cm^2 .

Cette valeur, certes faible mais non négligeable, encourage P.N. Lebedev à effectuer en 1901 le premier test expérimental de la prédiction de Maxwell [2]. L'expérience de Lebedev consiste à utiliser un pendule de torsion aux bras duquel sont fixés les « *disque(s) métallique(s) fin(s), délicatement suspendu(s) dans le vide* » que Maxwell a décrit. La maîtrise expérimentale de Lebedev lui permet d'atteindre une sensibilité de mesure de 10^{-11} N sous vide (0.1 mbar) et de mesurer la pression de radiation (1) avec une précision de l'ordre de 20 %.

La relation (1) souligne le lien entre force optique et diffusion. Si l'on remplace le miroir plan de la Fig. 1 par une sphère, la force de pression

induite par une onde plane dans la direction $\hat{z}$ de propagation est la résultante de deux contributions : l'impulsion « retirée » au faisceau par la section efficace d'extinction de la sphère $\sigma_{ext} = \sigma_{scat} + \sigma_{abs}$ (sections efficaces de diffusion et d'absorption) et l'impulsion diffusée définie par σ_{scat} . La force exercée sur la sphère s'écrit alors comme

$$F_z = \epsilon_0 |\mathcal{E}|^2 [\sigma_{scat} (1 - \overline{\cos\theta}) + \sigma_{abs}] \quad (2)$$

où $\overline{\cos\theta}$ tient compte de la projection de l'impulsion diffusée le long de $\hat{z}$. Dans le cas d'une stricte rétrodiffusion, $\overline{\cos\theta} = -1$ et l'on retrouve le résultat (1). Ces sections efficaces se calculent exactement par la théorie de Mie qui permet ainsi de décrire très précisément les impacts de la forme de l'objet diffuseur sur la pression de radiation.

D'autres influences sont importantes, telles que la structure spatiale du faisceau lumineux lui-même, sa nature vectorielle (sa polarisation), l'environnement optique, etc. Pour les appréhender et les interpréter facilement, le cadre dipolaire – compris dans la théorie de Mie comme la limite des « sphères petites » vis-à-vis de la longueur d'onde du champ – est bien adapté.

FORCES OPTIQUES DIPOLAIRES

Considérons donc un dipôle électrique $\mathcal{P}$ plongé dans un champ électromagnétique $(\mathcal{E}, \mathcal{H})$. La loi de Lorentz, écrite comme l'action du champ sur les charges formant le dipôle, donne la force instantanée qui s'exerce sur le dipôle

$$\mathbf{F} = (\mathcal{P} \cdot \nabla) \mathcal{E} + \mu_0 \dot{\mathcal{P}} \times \mathcal{H} \quad (3)$$

avec ∇ l'opérateur gradient [3]. On considère ici des champs harmoniques $\mathcal{E} = \text{Re}[\mathbf{E}_0(r)e^{-i\omega t}]$ et $\mathcal{H} = \text{Re}[\mathbf{H}_0(r)e^{-i\omega t}]$ et un dipôle $\mathcal{P} = \text{Re}[\mathbf{p}_0(r)e^{-i\omega t}]$ initialement immobile dans le vide avec $\mathbf{p}_0(r) = \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}_0(r)$ et $\alpha(\omega)$ la polarisabilité complexe (prise scalaire ici pour simplifier) du dipôle induit $\mathbf{p}_0$. La moyenne temporelle de la force (3) prend une forme compacte bien connue $\langle \mathbf{F} \rangle = \text{Re}[\epsilon_0 \alpha \mathbf{f}_0]/2$ où $\mathbf{f}_0$ se sépare en deux termes $\mathbf{f}_0 = \rho \nabla \rho - i \rho^2 \nabla \varphi$ dans le cas d'un champ polarisé linéairement $\mathbf{E}_0(r) = \rho(r)e^{i\varphi(r)}\hat{x}$.

Cette séparation donne deux contributions de force, l'une dite réactive

$$\langle \mathbf{F}_r \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 \text{Re}[\alpha] \rho \nabla \rho \quad (4)$$

engageant la partie réelle de la polarisabilité, et l'autre dite dissipative

$$\langle \mathbf{F}_d \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 \text{Im}[\alpha] \rho^2 \nabla \varphi \quad (5)$$

engageant la partie imaginaire ●●●

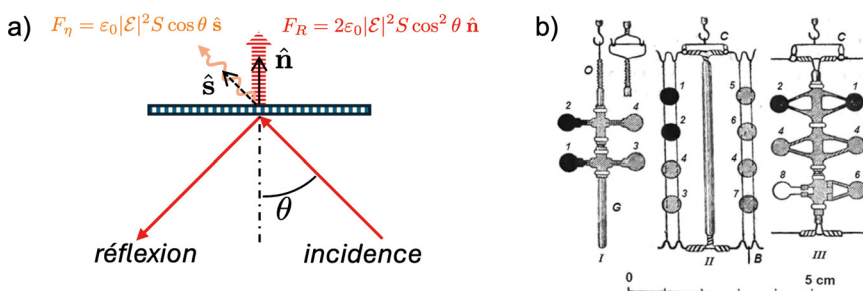
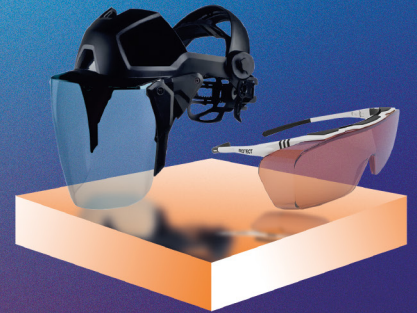


Figure 1. a) Une onde plane éclaire un miroir sous un angle θ . Pour un miroir parfaitement réfléchissant, la variation d'impulsion entre l'onde incidente et l'onde réfléchie $d\mathbf{p}_r = (U/c)2\cos\theta \hat{n}$ se transfère au miroir suivant la normale. Pour un miroir absorbant, l'impulsion transférée au miroir s'écrit simplement $\mathbf{p}_{(r=1)} = (U/c)\hat{s}$. Sous incidence oblique, la surface effective éclairée est réduite du facteur angulaire $\cos\theta$ par rapport à la surface S éclairée sous incidence normale. Sous incidence normale, ces deux transferts d'impulsion se combinent comme l'Eq. (1). b) Pendule de torsion utilisé par P.N. Lebedev pour tester la prédiction de Maxwell (tiré de [2]). La série de petits miroirs suspendus (miroirs circulaires de diamètre 5 mm, d'épaisseur approchant les 100 microns) aux coefficients de réflexion et d'absorption mesurés (platine, aluminium, nickel), disposés symétriquement de part et d'autre de l'axe de torsion permet de se débarrasser des principaux effets systématiques (comme les effets calorimétriques) et de vérifier l'Eq. (1) quantitativement.

ARDOP
INDUSTRIE



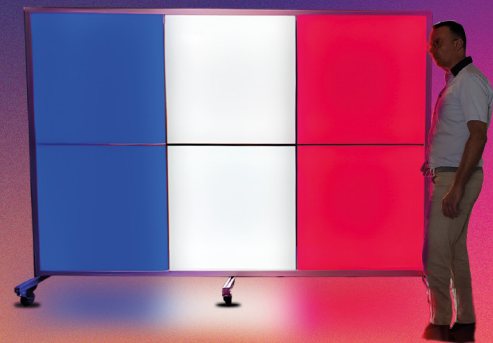
SÉCURITÉ LASER



**SPECTROMETRE
COMPACT**

ARDOP
LIGHTING

SALLE DE LUMIÈRE LED



ardop.com

sales@ardop.com

de la polarisabilité. Pour une onde plane monochromatique, $\nabla\rho = 0$ et $\nabla\varphi = \mathbf{k}$: la force réactive s'annule et seule contribue la force dissipative, dirigée suivant le vecteur d'onde $\mathbf{k}$. C'est ce terme dissipatif qu'on associe donc naturellement à la pression de radiation.

La discussion s'enrichit évidemment si le champ est spatialement structuré comme c'est le cas d'un faisceau gaussien focalisé, au foyer duquel le gradient d'amplitude est maximal. On peut alors mettre en relation les termes (4) et (5) et obtenir pour un gradient d'amplitude suffisamment fort une force réactive qui domine sur la force dissipative. Dans cette situation, l'interaction

entre le champ et le dipôle est globalement déterminée par le potentiel $U = -\epsilon_0 \text{Re}[\alpha] \rho^2/4$: c'est la nature conservative de $\langle \mathbf{F}_r \rangle$. Pour peu que $\text{Re}[\alpha] > 0$, cette énergie d'interaction augmente en valeur absolue dans la région de forte intensité pour y maintenir, c'est-à-dire y piéger, le dipôle - comme décrit en Fig. 2.

C'est en exploitant le caractère conservatif de cette force réactive et sur ce principe qu'Arthur Ashkin le premier manipule et immobilise de petites sphères diélectriques dès les années 1970. Ces travaux - qui lui vaudront le prix Nobel en 2018 - ont forgé de nombreux outils, comme les pinces optiques, et ont jeté les bases de développements très importants

associés par exemple au refroidissement et à la manipulation d'atomes par laser et plus récemment au contrôle de microsphères piégées dans leur état fondamental quantique de mouvement.

COUPLE DE TORSION OPTIQUE

Le champ électromagnétique dans lequel est plongé le dipôle électrique $\mathcal{P}$ a également tendance à l'orienter sur la polarisation du champ électrique. Ce couple de torsion $\Gamma = \mathcal{P} \times \mathcal{E}$ prend une forme très simple

$$\Gamma = \epsilon_0 \text{Im}[\alpha] \Phi \quad (6)$$

où $\Phi = \mathcal{E} \times \dot{\mathcal{E}}/\omega$ mesure l'ellipticité de la polarisation qui est directement proportionnelle à la densité de moment angulaire de spin $\mathbf{S}$ du champ électrique. Défini sur la partie imaginaire de la polarisabilité, le couple de torsion manifeste un retard entre le champ et la réponse dipolaire, retard associé à l'énergie dissipée.

Certains champs optiques peuvent également impliquer des moments angulaires orbitaux comme les modes Laguerre-Gauss $E(r, \theta, z) = A(r, z)e^{i\ell\theta}e^{ikz}$ dont la phase polaire définit un moment angulaire orbital ℓ . Dans ce cas, le front d'onde du faisceau est en forme d'hélice : on parle de vortex optique de charge topologique ℓ . De tels champs, par le gradient de cette phase - voir l'Eq. (5) - vont exercer sur le dipôle une force dissipative azimutale $\propto \ell \hat{u}_\theta$ qui peut le faire orbiter autour de l'axe optique. Dans une telle configuration, le couplage dissipatif engageant $\text{Im}[\alpha]$ se partage entre un couple de torsion (6) faisant tourner le dipôle sur lui-même avec une intensité proportionnelle à la densité de moment angulaire de spin et une force azimutale qui varie comme le moment angulaire orbital du champ. Pour un dipôle piégé au point focal de ce type de faisceau apparaissent alors des signatures de couplage et de conversion spin-orbite optomécaniques subtils. La Fig. 2 en donne un exemple.

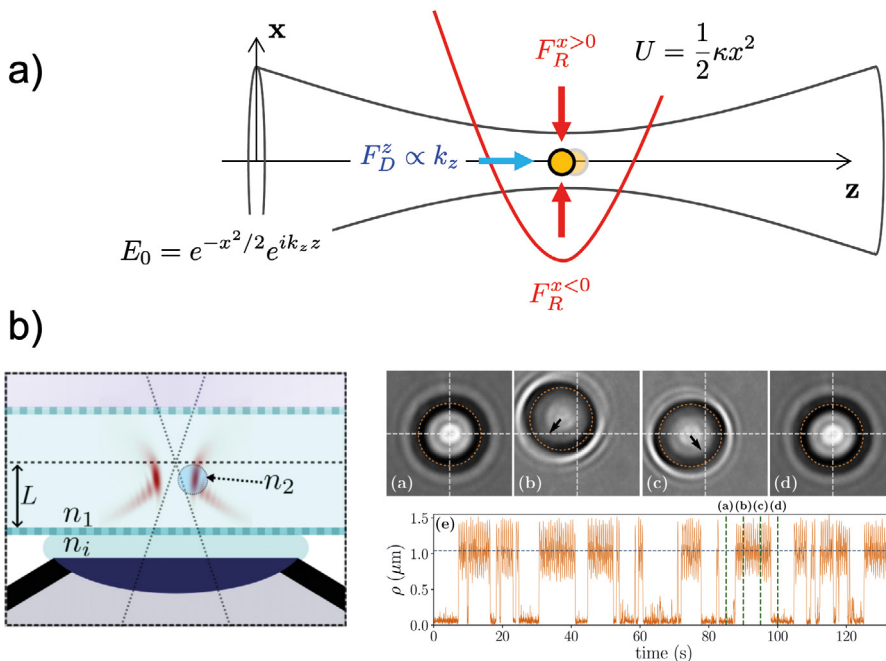


Figure 2. a) Pour un champ gaussien polarisé linéairement et un dipôle décrit par une polarisabilité complexe (représenté ici par une sphère de rayon inférieur à la longueur d'onde du champ optique), la composante dissipative de la force optique $F_D^z \propto k_z$ est une pression de radiation dirigée suivant la direction k_z de propagation du faisceau. La composante réactive s'écrit - dans la limite des petits déplacements du dipôle vis-à-vis de l'axe optique - comme une force de rappel $F_R^x = -\kappa x$ avec une raideur effective $\kappa = \epsilon_0 \text{Re}[\alpha]/2$. Dans ce régime, le dipôle évolue dans un potentiel de piégeage harmonique U . b) Une microsphère est piégée optiquement par un faisceau de Laguerre-Gauss de charge topologique et polarisé circulairement. Ce faisceau possède donc à la fois un moment angulaire orbital ℓ et un moment de spin (polarisation circulaire) qui interagissent comme le montre l'alternance stochastique entre (i) une trajectoire de la microsphère orbitant autour de l'axe optique par l'action de la force azimutale liée au moment orbital et (ii) une rotation de la microsphère sur l'axe optique induite par le couple de torsion de spin (6). Diagramme et image tirés de [4].

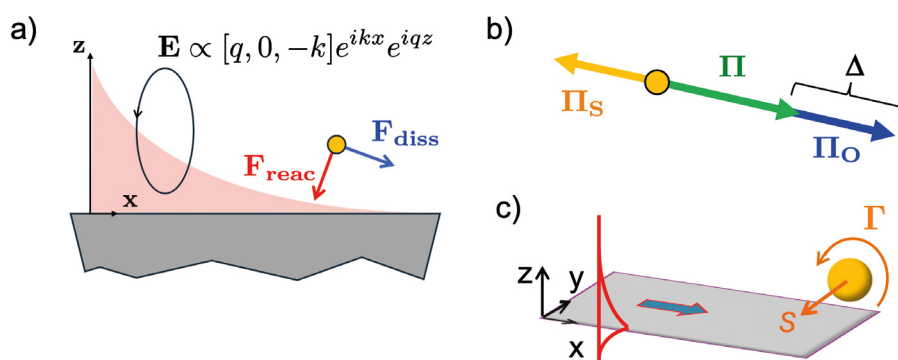


Figure 3. a) Onde évanescente se propageant sur une surface métallique, le plasmon de surface possède une composante longitudinale du champ électrique qui définit une polarisation elliptique dans le plan de propagation (x,z) - et non pas transverse comme dans le cas d'un champ libre. Le caractère complexe des vecteurs d'onde (k,q) donne aux composantes x et z des phases différentes. Le gradient de phase en revanche est identique pour chaque composante et détermine la force dissipative (en bleu sur la figure). La force réactive (rouge) est une force qui piège efficacement le dipôle vers l'interface par le fort gradient d'amplitude du plasmon évanescent. Une composante de spin au vecteur de Poynting est associée à la structure elliptique évanescente de ce champ. Par conséquent, $\Pi = \Pi_o + \Pi_s$ comme décrit en b) et seule la composante orbitale du vecteur de Poynting, augmentée de Δ , détermine la force dissipative. c) Le plan de polarisation étant contenu dans le plan de propagation, la densité de spin S est transverse au vecteur d'onde. Un dipôle subit alors dans le champ proche un couple de torsion Γ orienté transversalement. Cette orientation est verrouillée sur la direction de propagation du plasmon : pour une propagation inversée, le signe du couple l'est aussi.

CHAMPS COMPLEXES

Au-delà de l'impact dynamique des structures spatiale et de phase des faisceaux, on peut aussi discuter des rôles de la polarisation et de l'environnement optique, avec des champs confinés ou localisés. Pour de tels champs, il est fréquent que chaque composante $E_i(\mathbf{r}) = \rho_i(\mathbf{r})e^{i\varphi_i(\mathbf{r})}$ ait sa propre amplitude ρ_i et sa propre phase φ_i . On doit alors généraliser les expressions (4) et (5) qu'on avait dérivées dans le cas simple de la polarisation linéaire. La partie réactive de la force reste conservative : elle peut encore s'écrire comme dérivant du gradient de l'amplitude du champ complexe. En revanche, le gradient de phase pour la partie dissipative doit être remplacé par une moyenne des phases de chaque composante pondérée par leurs amplitudes respectives $\text{Im}[\mathbf{f}_0] = -\sum i(\rho_i)^2 \nabla \varphi_i$.

De manière remarquable, cette moyenne des phases pondérées a une interprétation physique claire : elle correspond à la partie orbitale de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting Π . On sait en effet

séparer $\Pi = \Pi_o + \Pi_s$ en une composante orbitale $\Pi_o = \text{Im}[\mathbf{f}_0]/2\omega\mu_0$ (à partir de laquelle on calcule le moment angulaire orbital $\Lambda_o = \mathbf{r} \times \Pi_o$ et une composante de spin $\Pi_s = \nabla \times \Phi/2\omega\mu_0$). Cette discussion montre donc qu'en général, la pression de radiation est seulement déterminée par la partie orbitale du vecteur de Poynting (et non pas le vecteur lui-même). Le champ électromagnétique transfère donc par dissipation de l'énergie mécanique au dipôle de deux manières : par pression, *via* la partie orbitale du vecteur de Poynting, et par torsion, *via* l'ellipticité -c'est-à-dire le spin du champ.

Cette discussion n'a lieu que si le champ électromagnétique possède soit une densité de spin inhomogène soit une densité de spin non nulle mais un profil d'intensité inhomogène. Cette dernière condition est celle fréquemment rencontrée dans le domaine du champ proche optique où la présence d'une interface brise l'isotropie de l'environnement optique avec des conséquences sur les forces décrites dans la Fig. 3.

La question des symétries est donc centrale pour les forces optiques. On a pu ainsi mettre en évidence ces dernières années de nouvelles forces optiques dites chirales qui émergent d'une brisure de symétrie miroir du champ et de la réponse dipolaire de l'objet. Ces forces dépendent directement de la symétrie droite ou gauche du dipôle chiral et pourraient être utiles pour mettre en place de nouveaux process tout optiques de séparation de molécules chirales. Elles sont étudiées à l'heure actuelle pour les promesses applicatives qu'elles pourraient tenir [5].

CONCLUSION

Les forces optiques sont une manifestation directe des interactions lumière-matière. À ce titre, elles combinent les effets de structure du champ électromagnétique et ceux de forme et de symétrie des objets sur lesquels elles s'exercent. Elles sont donc un excellent révélateur de ces interactions et de leurs potentialités, depuis les échelles micrométriques jusqu'aux échelles atomiques. Elles ont ouvert un domaine de recherche qui continue d'être exploré activement. ●

RÉFÉRENCES

- [1] J.C. Maxwell, "A treatise on electricity and magnetism", 1873, Dover Publications Inc.
- [2] P.N. Lebedev, Ann. Phys. **311**, 433 (1901)
- [3] S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986)
- [4] A.L da Fonseca *et al.*, Phys. Rev. Res. 023226 (2024)
- [5] C. Genet, ACS Photon. **9**, 319 (2022)