De l'onde évanescente de Fresnel au champ proche optique

JEAN-MARIE VIGOUREUX

Laboratoire de Physique Moléculaire UMR-CNRS 6624
Route de Gray. La Bouloie, 25030 Besançon Cedex.
jean-marie.vigoureux@univ-fcomte.fr

RESUME. Nous montrons comment l'étude de l'onde évanescente de Fresnel, en grande partie initiée par O. Costa de Beauregard, a progressivement conduit à un domaine entièrement nouveau de l'optique appelé aujourd'hui « Optique du champ proche ».

ABSTRACT. We show how studies of the Fresnel evanescent waves have progressively lead to a new field of physics now usually called « near field optics »

1 Introduction

Le phénomène de réflexion totale frustrée est bien connu. Il s'observe lorsque la lumière se propage dans un milieu d'indice de réfraction n_1 pour se réfléchir sur un milieu d'indice $n_2 < n_1$, dès que l'angle d'incidence θ_1 du faisceau est supérieur à une valeur critique θ_c définie par la relation $n_1 \sin\theta_c = n_2$. Dans un tel cas, toute l'énergie incidente se trouve réfléchie vers le premier milieu et on parle alors de « réflexion totale ». Malgré cette « réflexion totale » de la lumière, on peut constater néanmoins l'existence d'une perturbation électromagnétique dans le second milieu où il est malgré tout possible de détecter une onde. A cause de sa structure particulière qui lui impose de ne se propager qu'au voisinage immédiat de la surface de séparation des deux milieux, cette onde est dite « évanescente ».

La première vérification expérimentale de l'existence de ce type d'onde est attribuée à Newton : pour la réaliser avec nos moyens actuels, utilisons un prisme « à réflexion totale » et envoyons un faisceau de *lumière blanche* sous un angle d'incidence supérieur à l'angle critique θ_c. Approchons maintenant de sa surface une lentille plan convexe dont la courbure est tournée du coté du prisme. Dès que la distance qui sépare la lentille et le prisme est inférieure à la demi-longueur d'onde, donc avant le contact des deux milieux, une partie de la lumière, laquelle, jusque là, était totalement réfléchie dans le prisme, se trouve transmise dans la lentille. On dit que la réflexion totale est « frustrée ». De plus, lorsque la lentille est posée sur le dioptre, la tache de lumière observable sur un écran au-delà de la lentille apparaît irisée : son centre est blanc alors que ses bords sont rouges. Cette zone périphérique correspondant à celle ou la distance dioptre-lentille est la plus grande, cette observation indique que la lumière rouge est capable de franchir une couche d'air plus épaisse que les autres couleurs du spectre : le phénomène de « frustration » de la réflexion totale dépend de la longueur d'onde et peut se réaliser sur des épaisseurs d'autant plus importantes que la longueur d'onde est grande.

Newton, qui bien sur ne parlait pas de longueur d'onde puisqu'il défendait une description corpusculaire de la lumière, interprétait, dit-on, ce résultat en pensant que les corpuscules lumineux sortaient du prisme (un peu comme un poisson volant sort de l'eau) pour y retourner ensuite, la lentille permettant d'en récupérer une partie avant qu'ils ne retournent dans leur milieu initial. Une description ondulatoire de la lumière permet une approche plus « classique » : une onde est mathématiquement définie dans tout l'espace ; elle ne peut donc être nulle dans l'air à la surface du dioptre si elle ne l'est pas dans le prisme sur cette même surface, et cela, tout à fait indépendamment de sa possibilité de se propager ou non dans l'un ou l'autre milieu :
- quand l'onde remplit les conditions de propagation dans l'air au dessus du prisme, l'onde transmise est homogène (on dit aussi « progressive ») ;
- quand l'onde ne remplit pas ces conditions, elle ne peut se propager dans l'air et reste confinée sur la surface, elle est « évanescente ».
- le même raisonnement s'applique si l'on approche maintenant une lentille comme le faisait Newton : l'onde ne peut être nulle dans ce troisième milieu si elle ne l'est pas dans l'air. Il existe donc bien un champ électromagnétique non nul à l'intérieur de la lentille. Si ce champ correspond à une onde progressive, la réflexion de la lumière est « frustrée ».

Cette description ondulatoire de la lumière permet ainsi de comprendre plus simplement le phénomène de « réflexion totale frustrée ». Elle permet aussi de souligner l'analogie étroite de ce phénomène avec l'effet tunnel quantique.

Depuis Newton, l'onde évanescente avait été étudiée en détail par Fresnel et la seule découverte importante la concernant avait été faite en 1947 par Goos et Hanchen [1] qui avaient mis en évidence un déplacement longitudinal du faisceau lors de la réflexion totale : comme dans l'image des poissons volants, le point d'incidence (celui où les « poissons » sortent de l'eau) n'est pas identique au point de réflexion (où ils regagnent leur milieu initial). C'est dans les années 1960 que O. Costa de Beauregard, redonnait un intérêt nouveau à ce phénomène en publiant, d'abord dans les Comtes Rendus de l'Académie des Sciences [2,3] puis dans The International Journal of Theoretical Physics [4,5] plusieurs articles sur le sujet. Parmi tous les articles suivants, deux [6,7] portaient le titre prometteur : « Une mine de trésors, l'onde évanescente de Fresnel ». C'était l'époque où G. Feinberg [8] venait de montrer que l'on pouvait envisager l'existence de particules se déplaçant plus vite que la lumière (les tachyons) à condition de leur attribuer une masse imaginaire. Costa de Beauregard, entre autre, montrait que les propriétés de l'onde évanescente étaient à rapprocher de celle des tachyons [2,3,9,10].

A sa suite, et en grande partie grâce à ses travaux, le domaine ouvert par l'onde évanescente s'est développée jusqu'à s'élargir à des applications aussi diverses que la microscopie ou les interactions rayonnement-matière. Il constitue maintenant à lui seul un domaine à part entière de l'optique appelée « Optique du Champ Proche ». Parce qu'il concerne des phénomènes lumineux observables sur des zones spatiales très inférieures à la longueur d'onde, il s'inscrit tout naturellement dans ce que l'on dénomme de plus en plus couramment la physique mésoscopique.

Dans ces quelques pages, nous présenterons d'abord les propriétés les plus spécifiques de l'onde évanescente de Fresnel pour montrer comment leurs applications, limitées au départ, on pu s'élargir jusqu'à fonder tout un nouveau domaine de recherche.

2 Les ondes évanescentes de Fresnel

Comme toute onde, l'onde évanescente est essentiellement définie par son vecteur d'onde et sa polarisation.

2.1 Le vecteur d'onde de l'onde évanescente

Considérons deux milieux diélectriques d'indices respectif n_1 et $n_2 < n_1$. Si l'on note Oxyz un système de référence dans lequel le dioptre séparant les deux milieux correspond au plan Oxy et dans lequel le plan d'incidence est le plan Oxz, les composantes du vecteur d'onde de la partie *transmise* d'une onde plane qui se propage initialement dans le milieu n_1 et qui se réfléchit sur le dioptre avec un angle d'incidence θ_1 s'écrivent :

$$\vec{K} \equiv \vec{k}^T \equiv \left| \begin{array}{c} K_x = (\omega / c)\, n_2 \sin\theta_2 = (\omega / c)\, n_1 \sin\theta_1 \\ K_y = 0 \\ K_z = \dfrac{\omega}{c}\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1} \end{array} \right. \qquad (1)$$

La structure de l'onde transmise dans n_2 dépend donc du caractère réel ou imaginaire de K_z. Ce terme est réel lorsque $0 < n_1 \sin\theta_1 < n_2$; il devient imaginaire pur dès que $n_1 \sin\theta_1 > n_2$. Il y a alors réflexion totale de la lumière sur le dioptre et l'onde transmise dans le second milieu est évanescente. Pour plus de clarté, nous nous restreindrons par la suite au cas particulier où $n_2 = 1$. Les composantes du vecteur d'onde de l'onde évanescente s'écrivent dans ce cas :

$$\vec{K} \equiv \vec{k}^T \equiv \left| \begin{array}{c} K_x = (\omega / c) \sin\theta_2 = (\omega / c)\, n_1 \sin\theta_1 > \omega / c \\ K_y = 0 \\ K_z = j\dfrac{\omega}{c}\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1} \equiv j\tilde{K} \end{array} \right. \qquad (2)$$

En utilisant ces valeurs, on notera que dans ce cas $\vec{k}^T.\vec{k}^T = \omega / c$ alors que $\left\|\vec{k}^T\right\| = (\omega / c)\sqrt{2\, n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1} > \omega / c$: le produit scalaire du vecteur d'onde avec lui-même est bien égal à ω/c comme c'est le cas pour toute onde électromagnétique se propageant dans le vide, mais d'une façon générale sa norme ne l'est pas.

Pour résumer l'essentiel de ces résultats (2) :

- le vecteur d'onde de l'onde évanescente est *complexe* ;

- sa composante parallèle au dioptre K_x vérifie la propriété inhabituelle d'être *en module supérieure à ω/c* dans le vide (alors que pour une onde progressive homogène aucune des composantes du vecteur d'onde ne peut y être supérieure à cette valeur) ;
- sa composante perpendiculaire au dioptre K_z est *imaginaire pure*.

A cause de cette dernière propriété, l'amplitude de l'onde évanescente décroît exponentiellement en fonction de z : si l'on porte en effet les résultats (2) dans l'expression usuelle de l'onde plane, nous obtenons la structure générale d'une onde évanescente d'amplitude $\vec{E}^T$:

$$\vec{E} = \vec{E}^T \exp j\left(K_x\, x + K_z\, z - \omega t\right) = \vec{E}^T \exp(-\tilde{K}z)\, \exp j\left(K_x\, x - \omega t\right) \qquad (3)$$

Ainsi l'onde évanescente, qui a une structure progressive dans la direction Ox, voit-elle son amplitude décroître exponentiellement dans la direction Oz. C'est à cause de cette décroissance exponentielle qu'elle n'est détectable qu'à une distance très faible de la surface de séparation des deux milieux. Par convention sa « profondeur de pénétration » δ dans le second milieu (ici l'air) est définie comme la distance pour laquelle son amplitude $\vec{E}^T \exp(-\tilde{K}z)$ devient égale à $\vec{E}^T / e$ soit :

$$\delta = \frac{1}{\tilde{K}} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1}} \qquad (4)$$

Sans nous y arrêter, notons que cette structure inusuelle de l'onde évanescente à d'importantes conséquences en spectroscopie de surface, tant en spectroscopie atomique [11], que Raman [12-16] ou infrarouge [17-22] et plus particulièrement en spectroscopie A. T. R (attenuated total reflection) : pour comparer deux bandes d'un spectre A. T. R., il faut tenir compte du fait que la profondeur de pénétration de l'onde (et donc l'épaisseur d'échantillon analysé) dépend de la longueur d'onde et qu'elle n'est donc pas identique pour chaque bande du spectre [20-22].

Ajoutons pour terminer ce paragraphe qu'une vérification expérimentale des propriétés particulières de la composante parallèle au dioptre du vecteur d'onde de l'onde évanescente a été réalisée à la suite d'une proposition de O. Costa de Beauregard, par S. Huard [23] en étudiant l'effet Doppler dans une onde évanescente centimétrique. La vérification de la décroissance exponentielle du champ lorsqu'on s'éloigne de la surface avait été réalisée quelques années plus tôt en fluorescence par K. H. Drexhage [24, 25] en utilisant des ions fluorescents de Rubidium déposés sur des couches de Langmuir-Blodgett.

2.2 Polarisation de l'onde évanescente

Dans le cas d'une onde transverse électrique (T.E.), la polarisation de l'onde évanescente ne présente pas de caractéristique particulière. Tel n'est plus le cas pour une onde transverse magnétique (T. M.).

Dans le système de référence utilisé ci-dessus, le vecteur polarisation de l'onde incidente sur le dioptre s'écrit dans le premier milieu $\vec{\varepsilon}^{I} = (-\cos\theta_1, 0, \sin\theta_1)$. La polarisation de l'onde transmise dans le second milieu s'obtient à partir de cette expression en utilisant les lois de Snell-Descartes. On obtient $\vec{\varepsilon}^{T}_{TM} = \left(-\sqrt{1 - n_1^2 \sin^2\theta_1},\ \ 0,\ \ n_1 \sin\theta_1\right)$. Quand $n_1 \sin\theta_1 > n_2 = 1$, soit dans le cas d'une onde évanescente, cette expression devient

$$\vec{\varepsilon}^{T}_{TM} = \left|\begin{array}{l} \varepsilon_x = -j\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - 1} \\ \varepsilon_y = 0 \\ \varepsilon_z = n_1 \sin\theta_1 > 1 \end{array}\right. \qquad (5)$$

Alors que la polarisation de l'onde incidente sur le dioptre était *rectiligne* (polarisation T. M.)

- la polarisation de l'onde évanescente est *elliptique*, puisque les deux composantes E_x et E_z du vecteur polarisation ont une longueur différente et qu'elles sont déphasées de $\pi/2$;
- cette ellipse est située *dans le plan d'incidence* Oxz (alors qu'usuellement l'extrémité du vecteur polarisation d'une onde plane tourne dans un plan qui lui est perpendiculaire)
- le grand axe de l'ellipse est *supérieur à 1* ce qui n'est jamais le cas avec une onde progressive.

Ces propriétés ont été vérifiées dans le domaine des ondes centimétriques par S. Huard et J. M. Vigoureux [26] en étudiant l'intensité relative de transitions dipolaires hyperfines du niveau fondamental du ^{87}Rb. D'autres expériences plus récentes ont confirmé ce résultat [27].

Notons que la connaissance du champ électromagnétique au voisinage de la surface permet d'étudier le flux d'énergie dans l'onde évanescente. En y calculant le flux du vecteur de Poynting on trouve que ce flux d'énergie est nul en moyenne dans la direction Oz alors qu'il ne l'est pas le long de la surface. Une étude détaillée permet en outre de calculer le décalage longitudinal de l'onde lors d'une réflexion totale (décalage de Goos-Hänchen [1]) et, dans le cas d'ondes incidentes circulaires, son décalage transversal, initialement prévu par O. Costa de Beauregard [28-30] et mis en évidence par C. Imbert [31-34] dans une expérience pourtant controversée [35, 36]

Comme précédemment, il n'est pas inutile d'insister sur les conséquences de cette polarisation très particulière de l'onde évanescente en spectroscopie atomique, infrarouge, ou Raman [11-22] : en spectroscopie A. T. R., par exemple, les densités d'énergie transportées par les ondes T. E. et T. M. ne sont pas égales contrairement à ce qui se passe en spectroscopie par transmission. Ce fait interdit de comparer directement les intensités des deux polarisations d'une même bande [19-22]. De plus l'analyse de la texture de films par dichroïsme infrarouge, qui est immédiate en « transmission » puisqu'il suffit simplement de comparer les deux spectres TE et TM, n'est plus aussi simple en ATR puisque l'onde TM, à cause de sa structure elliptique, mélange des informations relatives à deux directions spatiales [19-22].

3 Quelques conséquences de ces propriétés inhabituelles

Les expressions (2) et (5) du vecteur d'onde et de la polarisation de l'onde évanescente sont totalement inhabituelles. Nous nous proposons d'en présenter quelques conséquences en nous limitant cependant aux propriétés qui mettent en jeux le seul vecteur d'onde et de façon plus précise la seule « longueur » anormalement grande de sa composante parallèle au dioptre. Notre premier exemple va concerner l'interaction d'un électron avec une onde évanescente ; le second, très différent, concernera la résolution d'un instrument d'optique.

3.1 Interaction électron-onde évanescente

Un électron libre se déplaçant dans le vide à vitesse constante ne peut ni absorber ni émettre de lumière. La raison de ce résultat tient aux lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion : la condition pour qu'une telle interaction puisse se réaliser serait en effet qu'après avoir augmenté (ou diminué) son énergie de $\hbar\omega$ et son impulsion de $\hbar \vec{k}$ en absorbant (ou en éme t-tant) un photon, l'électron puisse se trouver dans une état dynamique vérifiant son équation caractéristique

$$E^2 = c^2 P^2 + m_o^2 c^4. \tag{6}$$

Un calcul simple [37-38] montre que tel n'est pas le cas. Pour nous en persuader considérons, par exemple, la cas d'une absorption : en notant E_i et E_f les énergies initiale et finale de l'électron et $\vec{P}_i$ et $\vec{P}_f$ ses impulsions, la conservation de l'énergie-impulsion de l'électron impose en effet :

$$E_f = E_i + \hbar\omega \tag{7}$$

$$\vec{P}_f = \vec{P}_i + \hbar\vec{k} \tag{8}$$

Si on appelle Ox la direction de propagation de l'électron, les deux équations ci-dessus conduisent à l'expression :

$$E_i = \frac{k\,P_i}{\omega} c^2 \cos\theta \tag{9}$$

soit encore, en notant θ l'angle de $\vec{k}$ et de $\vec{P}_i$ et en utilisant la relation de dispersion $k^2 = \omega^2/c^2$ d'une onde électromagnétique dans le vide :

$$E_i = c\,P_i \cos\theta < c\,P_i \tag{10}$$

Cette relation, qui impose $E_i < c\,P_i$ puisque $\cos\theta$ est au mieux égal à 1, est évidemment incompatible avec l'équation $E^2 = c^2P^2 + m_0^2c^4$ qui implique au contraire $E_i > c\,P_i$. Comme nous l'annoncions, les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion interdisent bien l'interaction étudiée. Ce petit calcul, qui confirme notre prévision, nous indique cependant que ce type d'interaction ne peut pas se réaliser *parce que la quantité de mouvement* $\hbar\vec{k} = \hbar\omega/c$ *apportée par le photon n'est pas assez grande* . Si l'on note alors qu'une propriété spécifique de l'onde évanescente est d'avoir un vecteur d'onde dont une composante $k_x = n_1 \sin\theta\,\omega/c$ est supérieure à celle ω/c d'une onde progressive, on peut imaginer qu'une telle interaction, impossible avec une onde progressive, devienne possible dans une onde évanescente. Il suffit [37-38] d'introduire la nouvelle relation $k_x > \omega/c$ dans l'équation (9) pour le vérifier et obtenir au lieu de (10)

$$E \geq c\,P \cos\theta_i \tag{11}$$

Cette nouvelle relation, obtenue dans une onde évanescente peut cette fois être compatible avec l'équation caractéristique de l'électron $E^2 = c^2P^2 + m_0^2c^4$. Un électron en mouvement uniforme au voisinage immé-diat d'une surface diélectrique peut donc émettre ou absorber un photon. Ce raisonnement conduit à une théorie de l'effet Cérenkov [37-45] (émission de lumière par un électron se déplaçant dans un milieu diélectrique à une vitesse constante supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce même milieu [46, 47]) et de l'effet Smith-Purcell [48] (émission de lumière par un électron se déplaçant au voisinage d'un réseau). L'interaction interdite dans une onde homogène est permise dans une onde évanescente. De façon précise, un électron se propageant dans un milieu diélectrique ou au voisinage de sa surface peut émettre ou absorber de la lumière dès que sa vitesse est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce milieu, soit (en notant $k_{//}$ la composante de $\vec{k}$ parallèle à la surface) dès que :

$$v > \frac{\omega}{k_{//}} \tag{12}$$

3.2 la résolution d'un instrument d'optique

Depuis la fin du XIXième siècle, toutes les améliorations techniques réalisées en microscopie se sont heurtées à l'existence d'un véritable "mur" de résolution exprimé par le critère de Rayleigh. L'existence de ce "mur" a son origine dans le phénomène de diffraction qui interdit à l'image d'un point d'être ponctuelle. Même dans le meilleur instrument d'optique imaginable, l'image d'un point ne peut être qu'une tache circulaire. Si l'on observe donc deux points trop rapprochés l'un de l'autre, leurs deux taches-images se recouvrent et il n'est pas possible de les distinguer individuellement. Ce phénomène fixe une résolution limite au microscope. Le critère de Rayleigh en détermine l'ordre de grandeur : on ne peut pas voir d'objet de dimension inférieure à la demi-longueur d'onde du rayonnement utilisé pour l'observer. Dans le domaine optique, où la longueur d'onde utilisable est de l'ordre de 600 nanomètres, cela correspond à une limite de visibilité située aux alentours de 300 nanomètres. Pour observer des objets de dimension inférieure, il semble donc indispensable d'utiliser des longueurs d'ondes inférieures aux longueurs d'ondes lumineuses. C'est la raison pour laquelle la microscopie électronique a historiquement pris le relais de la microscopie optique pour observer de toutes petites structures.

Une étude détaillée du problème permet cependant de comprendre l'origine de ces résultats et d'imaginer une façon de franchir ce « mur de résolution » [49]. Si l'on appelle Oxy le plan d'un écran diffractant, on peut montrer que le pouvoir résolvant d'un instrument d'optique est inversement proportionnel à la composante $k_{//}$ (parallèle au plan de l'objet) du vecteur d'onde du rayonnement utilisé. Sachant que cette composante est plus grande dans une onde évanescente qu'elle ne l'est dans une onde progressive, on entrevoit immédiatement une façon d'améliorer la résolution. Cette possibilité d'obtenir des résolutions Δx au delà de la résolution limite indiquée par le critère de Rayleigh peut toutefois surprendre. Cela ne correspondrait-il pas à violer les relations d'indétermination de Heisenberg ? Historiquement, Heisenberg lui même n'a t'il pas justement choisi l'exemple du microscope pour présenter ses "relations d'indétermination" ? Pour répondre à cette question, soulignons tout d'abord que les relations de Heisenberg n'imposent aucune limite à la mesure de la position x d'un objet; elles n'imposent de limite qu'au produit $\Delta x.\Delta P_x$ des incertitudes obtenues sur des mesures simultanées de la position et de la quantité de mouvement. Si l'on ne cherche pas à mesurer *simultanément* ces deux grandeurs, rien n'interdit théoriquement d'obtenir un Δx aussi petit que l'on veut. Ainsi, plutôt que d'interdire de franchir le mur de Rayleigh, les relations d'indétermination de Heisenberg nous montrent au contraire comment procéder pour s'en affranchir [49] : Appliquée dans la direction Ox, et transposée au couple position-vecteur d'onde, cette relation s'écrit

$$\Delta x.\, \Delta k_X > 2\pi \tag{13}$$

Elle montre que pour obtenir une grande résolution (Δx petit) il faut que l'intervalle Δk_X des valeurs de k_X captée soit le plus grand possible. Lorsque l'on ne capte que les *ondes progressives*, l'intervalle des valeurs de k_X est $[-\omega/c, +\omega/c] = [-2\pi/\lambda, +2\pi/\lambda]$ d'où l'on déduit l'expression de l'intervalle total $\Delta k_X = 4\pi/\lambda$. En portant cette valeur dans l'équation (13) ci-dessus, on en déduit

$$\Delta x \geq 2\pi/\Delta k_X = \lambda/2 \tag{14}$$

Les ondes progressives *dans le vide* ne peuvent donc permettre au mieux qu'une résolution de $\lambda/2$. C'est bien ce que nous indique le critère de Rayleigh.

Si l'on veut obtenir une résolution supérieure à $\lambda/2$ l'inégalité (13) montre qu'il faut impérativement utiliser un intervalle de valeurs de k_X supérieur à l'intervalle $[-\omega/c, +\omega/c] = [-2\pi/\lambda, +2\pi/\lambda]$ utilisé ci-dessus et donc considérer des ondes ayant des composantes k_X supérieure à ω/c. De telles ondes, nous l'avons vu, sont des ondes évanescentes. Ainsi pouvons nous prévoir un moyen d'augmenter la résolution d'un système optique.

3.3 Les limites de l'onde évanescente de Fresnel

Les résultats ci-dessous nous montrent deux exemples de résultats auxquels nous pouvons nous attendre en utilisant non plus les ondes homogènes bien connues depuis Maxwell, mais les ondes évanescentes qui habillent la surface d'un dioptre lors d'une réflexion totale. Malheureusement ces résultats sont expérimentalement bien limités :

Dans l'onde évanescente de Fresnel, le vecteur d'onde parallèle à la surface est certes supérieur à ω/c, mais il reste bien peu supérieur à cette valeur puisque son expression $K_x = n \sin \theta\, \omega/c$ (eq. 2) montre qu'il ne peut être au mieux qu'égal à $n\, \omega/c$. En ce qui concerne cette composante, la seule différence entre une onde homogène et l'onde évanescente de Fresnel provient ainsi de la présence de l'indice de réfraction n. Sachant que dans le domaine optique cet indice n'est jamais très supérieur à 2, le seul gain que l'on puisse espérer est au mieux un facteur 2 :

- Dans le cas de l'interaction électron-rayonnement, le calcul esquissé montre que l'absorption ou l'émission de lumière par l'électron ne peut se produire dans le vide au voisinage de la surface que si sa vitesse est très élevée. L'introduction de la valeur $k_x = n\, \omega/c$ dans l'équation (12) nous donne en effet

$$V > \frac{\omega}{k_{//}} = \frac{c}{n} \qquad (15)$$

inégalité qui nous montre que l'interaction escomptée nécessite des vitesses de l'ordre de 200 000 km/s donc très difficiles à atteindre de façon courante.

- En ce qui concerne la résolution des systèmes optiques, le critère de Rayleigh exprimé par la relation $\Delta x \geq 2\pi/\Delta k_x$ (14) ci-dessus devient, si l'on utilise la valeur $k_x = n\, \omega/c \sin \theta = n\, (2\pi/\lambda) \sin \theta$ obtenue dans l'onde évanescente de Fresnel :

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{2\,n \sin \theta} \geq \frac{\lambda}{2\,n} \tag{16}$$

Une fois encore, la faible valeur de n dans le domaine optique limite énormément le gain que l'on était en droit d'espérer : dans le meilleur des cas, l'onde évanescente de Fresnel nous permettra d'augmenter la résolution de $\lambda/2$ à $\lambda/2n$, soit seulement d'atteindre ce que l'on peut obtenir en utilisant un microscope à immersion.

Que conclure de tout cela ? L'onde évanescente ne serait-elle qu'une simple curiosité ? Ce n'est pas le cas. Dans toute les discussions ci-dessus nous n'avons considéré que l'onde évanescente *de Fresnel* obtenue par *réflexion totale*. Pour obtenir des effets plus spectaculaires, il nous faut chercher des types d'ondes évanescentes ayant des vecteurs d'onde $k_{//}$ encore plus grands que ceux que l'on peut obtenir avec celle-ci. De telles ondes évanescentes existent. Elle ne sont pas obtenues par réflexion totale mais par diffraction :

Théoriquement [50], le spectre de diffraction d'un objet peut en effet contenir un intervalle très grand de valeurs de $k_{//}$. Plus précisément, si l'on note L la dimension d'un objet diffractant, le spectre de toutes ses fréquences spatiales n'est plus limité aux valeurs de $k_{//}$ appartenant à l'intervalle [- $n \sin \theta\, \omega/c$, + $n \sin \theta\, \omega/c$] (comme dans le cas de la réflexion totale) mais il contient toutes les valeurs de $k_{//}$ allant de $-1/L$ à $+1/L$. Ainsi, plus l'objet diffractant est petit, plus large est le spectre de ses fréquences spatiales. Si donc le phénomène de réflexion totale limitait les composantes $k_{//}$ possibles à une valeur de l'ordre de $n\omega/c$, il n'en est plus de même si l'on considère la diffraction au voisinage d'une surface rugueuse. Or nous ne savons, les surfaces des objets qui nous entourent ne sont jamais rigoureusement planes ; elles sont au contraire couvertes de rugosités de toutes tailles, la plupart étant de dimensions si petites qu'elles n'en sont pas directement visibles. Toutes ces surfaces sont donc couvertes d'ondes évanescentes dont les vecteurs d'ondes peuvent avoir de très grandes valeurs de $k_{//}$ générées par ce processus que nous appellerons pour simplifier la « diffraction évanescente ». Cette remarque nous entraîne évidemment à reprendre et à poursuivre les discussions ci-dessus.

4 La diffraction évanescente

Avant d'entrer plus directement dans ces nouveaux propos, soulignons dès à présent la limite du titre de cette nouvelle partie : donné sans précaution, il pourrait laisser croire à la possibilité d'une diffraction dans laquelle n’interviendraient que des ondes évanescentes. Il n’en est rien : dans tout phénomène de diffraction, certaines ondes diffractées sont progressives. Ce que nous voulons souligner par ces mots c’est que des ondes évanescentes peuvent être également présentes et surtout que, dans certains cas, ces dernières peuvent avoir un rôle prédominant.

4. 1. la diffraction d’une onde plane

Le critère de Rayleigh est une conséquence de la diffraction de la lumière. Pour en approfondir le contenu, observons comment évolue la figure de diffraction d'une fente de largeur variable que l'on ferme progressivement. Pour cela, éclairons la fente avec une lumière de longueur d'onde donnée et observons son image sur un écran placé au delà de la fente [51].

Lorsque la fente-objet est grande ouverte, tous les rayons lumineux se propagent au delà d'elle sans pratiquement subir de déviation.

Au fur et à mesure que la fente se ferme, les rayons lumineux qui en sont issus sont de plus en plus étalés dans l'espace dans une direction perpendiculaire à la fente.

Lorsque sa largeur atteint la demi-longueur d'onde ($\lambda/2$), la lumière au-delà de la fente s’étale sur la totalité de l'écran. Ce dernier résultat a deux conséquences importantes :

- si l'on continue de fermer la fente au delà de la demi-longueur d'onde, la répartition de la lumière, déjà étalée dans tout l'espace, ne peut pratiquement plus évoluer; il ne sera donc pas directement possible de distinguer l'image d'une fente de largeur $\lambda/2$ de celle d'une autre fente plus étroite.
- si la fente utilisée est remplacée par deux fentes placées cote à cote, leurs figures de diffraction respectives occuperont chacune la totalité de l’écran. Elles se recouvriront totalement et ne pourront donc plus être distinguées.

Cette remarque permet de comprendre d’une autre façon qu'il ne soit pas possible, dans ce type d’expérience, de distinguer deux objets de dimensions sub-longueur d'onde. Elle laisse cependant ouverte la question de savoir ce que devient l'information concernant la largeur de la fente lorsque celle ci est inférieure à $\lambda/2$. Une analyse du spectre angulaire du rayonnement diffracté va nous indiquer où il convient de chercher ces informations.

En termes de spectre angulaire, l'étalement dans l'espace de la lumière correspond à l'élargissement progressif de l'intervalle [$-k_{max}$; $+k_{max}$] des valeurs de la composante k_x (perpendiculaire à la fente et dans son plan) du vecteur d'onde $\vec{k}$ des ondes diffractées. Lorsque la fente est grande ouverte cet intervalle se réduit à [0, 0]; lorsqu'elle est sa largeur est égale à $\lambda/2$, la valeur maximale de k_x devient égale à $k_{x\,max} = \|\mathbf{k}\| = \omega/c$ de sorte que l'intervalle complet des valeurs de k_x devient $[-\omega/c\ ;+\omega/c]$.

Cet élargissement progressif de l'intervalle possible des valeurs de k_x au fur et à mesure que l'on ferme la fente suggère qu'il puisse continuer à augmenter lorsque l'on ferme la fente au delà de $\lambda/2$. Une analyse théorique confirme ce résultat [51, 52] : lorsque la fente se ferme, des ondes correspondant à des valeurs de k_x *supérieures à ω/c et de plus en plus grandes* sont diffractées par la fente. Ces ondes, caractérisées par la relation $k_x > \omega/c$ ne peuvent plus vérifier la condition de propagation $k^2 = \omega^2/c^2$ d'une onde électromagnétique dans le vide. Elle ne peuvent donc plus se propager jusqu'à l'écran et restent confinées dans le voisinage immédiat de la fente-objet. Ce sont là des "ondes évanescentes". Dans le vocabulaire de l'optique, elles correspondent aux hautes fréquences spatiales de la fente et constituent l'élément essentiel de ce que l'on nomme aujourd'hui le "Champ Proche Optique".

N'ayant pas pour but de refaire un cours d'Optique, nous nous contenterons de montrer sur un exemple simple où et comment interviennent ces modes évanescents du champ.

Considérons la diffraction d'une onde plane par une fente de largeur 2L (on se restreint à un problème plan dans Oxy). Devant la fente, le champ électromagnétique, qui est supposé se propager suivant Oz, s'écrit

$$\vec{E}_o(z) = \vec{E}_o \exp j(k_z z - \omega t) \tag{17}$$

Juste derrière la fente, il peut s'écrire en première approximation

$$E_1(z = 0^+) = E_o(z = 0)\ C(x,-L,+L) \tag{18}$$

où C est la fonction rectangle : C(x, -a, +a) = 1 si $x \in [-a,+a]$ et C(x, -a, +a) = 0 si x est à l'extérieur de [-a, +a]. Pour calculer le champ en z = Z, il faut propager chaque onde plane de sa transformée de Fourier. Calculons donc d'abord la transformée de Fourier $E(k_x,0^+)$ du champ juste derrière la fente (eq. 18). Nous trouvons :

$$E(k_x,0^+) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, e^{-ik_x x} \left[E_o(z = 0)\ C(x,-L,+L)\right]$$

$$= E_o \int_{-L}^{+L} dx\; e^{-ik_x X} \quad = E_o \frac{e^{-ik_x L} - e^{+ik_x L}}{-ik_x} \quad = 2\, E_o\; L\, \frac{\sin k_x L}{k_x L} \tag{19}$$

Le champ au point X sur un écran placé à la distance Z de la fente s’obtient alors en propageant chacune des composantes de Fourier du spectre jusqu’en (X, Z). On obtient [51] :

$$E(X,Z) = \frac{1}{2\pi} \int E(k_x, Z)\, e^{ik_x X}\; dk_x$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} 2E_o L\, \frac{\sin k_x L}{k_x L}\; e^{iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2}}\; e^{iK_x X}\; dk_x \tag{20}$$

où $\vec{k} = (k_x, k_y = 0, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2})$ vérifie la condition de propagation $k^2 = \omega^2 / c^2$

Comme le montre l’intervalle d’intégration de l’éq(20), ce champ est composé de deux parties :

- une partie homogène correspondant à l’intégration de k_x sur l’intervalle [$-\omega/c$, $+\omega/c$].
- une partie évanescente correspondant au reste de l’intégration.

Le point essentiel en ce qui nous concerne est de noter que les valeurs de k_x évanescentes ne sont plus limitées à

$$\frac{\omega}{c} \le k_x \le n \frac{\omega}{c} \tag{21}$$

comme dans l’onde évanescente de Fresnel obtenue lors de la réflexion totale de la lumière, mais occupent *théoriquement* tout l'intervalle

$$\frac{\omega}{c} \le k_x < +\infty \tag{22}$$

Sur un plan pratique, il faut noter toutefois que la fonction sinc réduit cet intervalle en ramenant l’intégration dans un intervalle dont les bornes sont définies par

$$k_x L = \pi \Rightarrow k_x = \frac{\pi}{L} \qquad (23)$$

On en déduit
- que des ondes évanescentes diffractées apparaissent dès que $k_x = \pi/L > \omega/c = 2\pi/\lambda$. Nous retrouvons là le critère de Rayleigh $L < \lambda/2$.
- que plus L est petit plus la partie évanescente du spectre est importante et surtout,
- que plus L est petit plus les valeurs de k_x sont grandes.

Ainsi chaque "objet" sur la surface diffracte *à la fois* des ondes homogènes et des ondes évanescentes, la partie évanescente de son spectre de diffraction étant d'autant plus importante que ses dimensions sont petites. Comme les ondes évanescentes ne vérifient pas la condition de propagation, ces ondes restent en quelque sorte « piégées » sur la surface.

En ce qui nous concerne, l'importance de ce résultat est de montrer qu'au voisinage d'une surface, ou d'un objet, le spectre des ondes évanescentes est beaucoup plus riche que celui auquel nous avait habitué la réflexion totale. En prolongeant la voie ouverte par cette dernière il nous laisse prévoir que tous les effets discutés dans la partie précédente soient possibles, et de manière beaucoup plus spectaculaire, au voisinage d'une surface.

4. 2. Interaction électron-onde évanescente.

Comme nous l'avons expliqué, un électron libre se déplaçant au voisinage d'un diélectrique à vitesse constante ne peut émettre ou absorber de lumière que si sa vitesse (eq. 12) est supérieure à $\omega/k_{//}$. Le calcul conduisant à ce résultat ne concernait cependant que des surfaces idéalement planes. Dans la pratique de telles surfaces n'existent pas ; toutes sont nécessairement rugueuses. Eclairées par une onde électromagnétique qu'elles diffractent naturellement, elles se trouvent recouvertes d'ondes évanescentes de grands vecteurs d'ondes. Au voisinage d'une surface réelle, un électron pourra donc interagir à des vitesses beaucoup plus faibles que la vitesse c/n calculée ci-dessus (voir eq(15)). Ce nouveau résultat ouvre des perspectives en imagerie puisqu'il devient possible, avec des tension relativement faibles d'envisager de faire absorber un photon par un électron qui pourrait le restituer sur un écran. De même, les raisonnements concernant les interactions électron-ondes évanescentes peuvent se généraliser aux interactions atome-ondes évanescentes. Dans le cas d'atomes en mouvements, on peut montrer en effet [11, 45] la possibilité d'interactions d'auto-excitation très curieuses dans lesquelles un électron initialement dans un niveau atomique donné peut « monter » dans un état excité par *émission* (au lieu d'une absorption) de lumière évanescente… ou, au contraire, « tomber » dans un état inférieur en *absorbant* de la lumière. Bien que surprenantes, de telles interactions peuvent se comprendre en notant qu'une énergie-impulsion faisant intervenir la composante $k_{//} > \omega/c$ d'une onde évanescente n'est plus sur le cône de lumière [2, 3, 6, 7, 9, 10, 54].

4.3 – La microscopie optique en champ proche

Notre raisonnement ci-dessus à propos des relations d'indétermination de Heisenberg [49] (ou, de manière équivalente, sur la transformée de Fourier) montre que les informations concernant les objets de dimensions inférieures à $\lambda/2$ sont nécessairement portées par des ondes évanescentes (Δx petit nécessite d'utiliser de grands Δk_x) ; plus précisément, les informations concernant les détails les plus fins de l'objet sont contenues dans les plus hautes fréquences spatiales de son spectre. En conséquence, plus l'intervalle $[-k_x ; +k_x]$ des valeurs de k_x reçues par le détecteur sera large, plus la résolution du système optique sera grande. On comprend à la fois pourquoi la microscopie classique voit sa résolution limitée : ne détectant que les ondes diffractées en « champ lointain », c'est-à-dire à de grandes distances de l'objet, la microscopie classique ne peut capter que les ondes progressives qui ne transportent pas d'informations relatives aux structures inférieures à $\lambda/2$. On comprend aussi comment franchir le "mur de Rayleigh": *les informations concernant les objets sub-longueur d'onde restant confinées sur la surface de l'objet sans pouvoir se propager*, on ne pourra les détecter qu'en allant les chercher là où elles se trouvent c'est-à-dire en approchant le détecteur le plus près possible de l'objet.

De façon précise, nous avons vu (eq. 3) que l'amplitude d'une onde évanescente décroît de façon exponentielle lorsque l'on s'éloigne de l'objet. L'écriture de leur composante k_z permet de déterminer la distance à laquelle le détecteur va devoir s'approcher :

$$k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2} = j\sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \qquad (24)$$

k_z étant d'autant plus grand que k_x est grand, l'amplitude des ondes associées à chaque fréquence "évanescente" décroît donc d'autant plus rapidement que

k_x est grand. Les informations concernant les détails les plus fins restent donc confinées le plus près de la surface et la résolution pourra être d'autant plus grande que le détecteur pourra s'approcher plus près de l'objet [49,51,52]. On conçoit ainsi la difficulté de réaliser un microscope optique à champ proche. Les développements technologiques ont cependant permis de telles réalisations.

Une question pourrait se poser à ce stade : si l'onde évanescent ne vérifie pas les conditions de propagation, comment peut-elle être récupérée par une fibre optique ? La réponse à cette question tient dans le principe de retour inverse de la lumière : si un objet sub-longueur d'onde peut transformer par diffraction une onde progressive en ondes évanescentes, il peut, de la même façon, transformer par diffraction des ondes évanescentes en ondes progressives. Ainsi, en plongeant une pointe sub-longueur d'onde dans le champ proche de l'objet observé, les ondes évanescentes présentes sur sa surface vont être partiellement transformées en ondes progressives et pouvoir se propager, avec les informations qu'elles contiennent, jusqu'au détecteur.

Cette dernière remarque montre que la résolution d'un tel microscope, qui nous l'avons vu dépend de la distance pointe-objet dépend aussi de la dimension de l'extrémité de la fibre optique : plus celle-ci sera petite, plus son pouvoir de récupération d'ondes évanescentes de très grands vecteurs d'onde sera grand et plus la résolution pourra donc être importante.

Ainsi le microscope « à champ proche » dit encore « microscope tunnel optique » est-il issu de la longue histoire de l'onde évanescente de Fresnel. Certains précurseurs, comme A. E. Synge dès 1928, J. A. O'Keefe [55] en 1956 puis E. A. Ash et G. Nicholls [56] en 1972 avaient imaginé la possibilité de franchir la « limite » de Rayleigh. Ils avaient aussi proposé des dispositifs capables de récupérer quelques informations concernant des objets sub-longueur d'onde. Ce n'est cependant qu'au début des années 80, grâce aux travaux de D. W. Pohl et al. [57] et U. Fischer [58] en Europe, de G. A. Massey [59] et E Betzig [60] aux Etats-Unis, de D. Courjon et al. [61, 62] à Besançon, puis de bien d'autres groupes [63-64] que se sont vraiment développées les techniques [57-66] permettant de franchir ce qui, de simple "critère" à l'origine, était devenu une "limite infranchissable".

Ce glissement de vocabulaire, qui avait fini par stériliser toute idée de recherche d'une meilleure résolution, est d'autant plus intéressant à souligner que E. Abbe, qui est à l'origine de la formulation de critère de Rayleigh, n'a lui-même jamais considéré qu'il puisse s'agir d'une limite définitive. Il écrivait ainsi en 1876: "*Il se peut que dans l'avenir, l'esprit humain découvre des processus et des forces permettant de franchir ce mur qui nous parait actuellement infranchissable. Je pense personnellement que cela se fera. Mais* *en même temps, je crois que quel qu'il soit, l'outil qui nous permettra d'étudier l'infiniment petit de manière plus efficace que notre microscope actuel n'aura en commun avec lui que le nom*". Il est inutile de souligner la pertinence de cette remarque : le microscope à champ proche n'a rien à voir avec les microscopes classiques.

5 D’autres “trésors” et conclusion

5.1 Effets des modes vides du champ évanescent

Il n’est pas possible d’interrompre cet article sans au moins donner un aperçu d’autres merveilles cachées dans l’étude de l’onde évanescente et du champ proche optique.

L'étude du champ électromagnétique au voisinage d'une surface nous a permis de mettre en évidence une structure spécifique du champ qui affecte aussi bien *l'amplitude* que la *polarisation* ou le *vecteur d'onde* intervenant dans l'interaction. Ces propriétés spécifiques du « champ proche » ont bien d’autres conséquences notables et en particulier dans le domaine quantique.

L’une des plus intéressantes à ce propos concerne les interactions dans laquelle interviennent les états vide |0> du champ électromagnétique. Ces derniers n’étant pas identiques dans le vide et au voisinage d’une surface on prévoit aisément que tous les effets quantiques faisant intervenir des échanges virtuels de « photons » vont être, eux aussi, modifiés (de façon plus ou moins intense, mais toujours de façon spécifique) au voisinage d’une surface.

Pour étudier de tels effets, il est évidemment nécessaire de quantifier le champ au voisinage de la surface. Cette quantification fait intervenir la totalité des modes possibles du champ. Tous ces modes sont formés de trois parties (incidente, réfléchie et transmise) ; on les appelle pour cela « modes triplets ». On distingue parmi eux, les modes « homogènes » (comportant une partie transmise progressive) et les *modes évanescents* (modes dont la partie transmise est évanescente).

On montre que ces modes sont orthogonaux et que l'énergie totale du champ [67] ainsi que son impulsion totale parallèle à la surface [68] s'expriment comme la somme des énergies et impulsions d'oscillateurs harmoniques indépendants. On quantifie alors le champ électromagnétique au voisinage de la surface de façon habituelle en remplaçant les amplitudes des modes par des opérateurs "création" ou "annihilation" et il devient ensuite possible de calculer de façon quantique tous les processus d’interaction matière-rayonnement : près d’une surface, les modes du champ ne sont pas ceux du « champ libre » ; les interactions au voisinage d’une surface seront donc différentes. Dans certains cas, l'origine de ces différences sera à chercher dans la présence d'états supplémentaires et dans la modification de leur amplitude de probabilité ; dans d'autres, dans l'absence de certains modes usuels ou au contraire dans la présence de nouveaux modes [69-72].

En ce qui concerne les processus faisant intervenir des émissions-absorptions de photons virtuels, ces raisonnements permettent de prévoir, par exemple, des modifications
- de la position des niveaux excités d'un atome et de leurs durées de vie [73-75](états superradiants, états subradiants),
- des interactions de van der Waals entre atomes [*par exemple* 76] ou molécules (forces intermoléculaires) ou même
- des caractéristiques usuelles de l'atome [77-86] (moments dipolaire et multipolaires, polarisabilité…).

Nous ne détaillerons pourtant pas tous ces phénomènes que nous ne voulions indiquer que pour montrer la richesse de tous ces chemins auxquels nous a conduit « l'onde évanescente de Fresnel ».

5.2 conclusions

L'étude des caractéristiques des ondes évanescentes de Fresnel nous a permis de prévoir de nombreux phénomènes nouveaux au voisinage d'une surface : possibilité d'une « effet photoélectrique du premier ordre » au voisinage d'une diélectrique par exemple, mais aussi dans le domaine de l'expérimentation, possibilité d'améliorer le pouvoir de résolution d'un système optique. Certes, ces pistes ouvertes ne pouvaient pas permettre d'aller très loin de façon quantitative à cause des faibles valeurs possibles de l'indice de réfraction des diélectriques dans le domaine optique. Nous avons donc cherché d'autres ondes évanescentes dont le vecteur d'onde pourrait être beaucoup plus grand. L'onde évanescente de Fresnel a ainsi cédé le pas aux ondes évanescentes issues de la diffraction et nous avons montré les réussites ou les perspectives pratiques de leur utilisation.

Il faut redire cependant que nous n'avons abordé là qu'une petite partie des grandes questions posées par toutes ces études : sans nous limiter aux seuls effets du vecteur d'onde, il aurait fallu parler aussi des conséquences de la polarisation très spécifique des ondes évanescentes « T. M. ». Nous aurions pu également montrer comment les ondes évanescentes du champ proche interviennent dans l'étude des « cristaux photoniques » ou permettent de réaliser en champ proche des processus non linéaires sans accord de phase [87-88].

Il aurait fallu aussi, et peut être surtout, développer le rôle des ondes évanescentes dans les phénomènes de « résonance tunnel » : nous avons noté en effet l’existence d’une analogie étroite entre l’expérience de « réflexion totale frustrée » et l’effet tunnel quantique. Cette analogie fait de l’effet tunnel l'une des pierres angulaires des phénomènes de champ proche et, du même coup, du champ proche optique, l’une des pierres angulaires de l’approche de l’effet tunnel quantique : la covariance des équations de Maxwell fait en effet de l’optique un domaine privilégié pour de telles approches (voir par exemple les études théoriques ou expérimentales actuelles concernant le « temps tunnel »). A ce propos, et à la lumière des résultats montrant comment des réactions impossibles entre l’électron et la lumière deviennent possibles dans l’onde évanescente, qu’il nous soit permis de suggérer pour terminer que la réactivité chimique puisse elle aussi être exaltée par le passage « tunnel » d’un électron d’un puit de potentiel à l’autre.

Ainsi, comme l’écrivait il y a bientôt quarante ans, O. Costa de Beauregard, l’onde évanescente est certainement « une mine d’or ». Nous pouvons ajouter aujourd’hui que nous n’avons certainement pas fini de nous étonner de toutes ses richesses.

Références

[1] Goos F., Hanchen M., Ann. Phys. (Paris) 1, 333, (1947).
[2] Costa de Beauregard, O., Comptes Rendus Acad. Sciences, 270, B, 773, (1970).
[3] Costa de Beauregard, O., Comptes Rendus Acad. Sciences, 270, B, 1004, (1970).
[4] Costa de Beauregard O., Imbert C., Ricard J., International J. of Theoretical Physics, 4, 125-140 (1971).
[5] Costa de Beauregard O., International J. of Theoretical Physics, 7, 129-143 (1973).
[6] Costa de Beauregard O., Revue des Questions Scientifiques, 144, 2, 211-228, (1973).
[7] Costa de Beauregard O., Revue des Questions Scientifiques, 144, 3, 373-393 (1973).
[8] G. Feinberg, Phys. Rev. 159, 1089-1105, (1967).
[9] Costa de Beauregard, O., Comptes Rendus Acad. Sciences, 270, B, 1086, (1970).
[10] Costa de Beauregard, O., Comptes Rendus Acad. Sciences, 270, B, 1529, (1970).
[11] Vigoureux J. M. J.de Phys. 36, 631-642, (1975).
[12] Vigoureux J. M., Payen R., J. de Physique, 36, pp. 1327-1340, (1975).
[13] Efrima S., Metiu H., Chem. Phys. Lett., 60, 59, 1978.
[14] D'Hooge L., Vigoureux J. M., Chem. Phys. Lett., 65, 3, p. 500, (1979)

[15] Levy Y., Can J Phys, 58, 1525-1537, (1980).
[16] D'Hooge L., Vigoureux J. M., Menu C., J. Chem. Phys., **74**, 7, 3639-3659, (1981).
[17] Harrick N. J.,Internal Reflection Spectroscopy, Harrick, Ossining, New York, (1979).
[18] Mirabella F. M., Harrick N. J., International Reflection Spectroscopy : Review and Supplement (Harrick, Ossining, New York, 1985).
[19] Belali R., Vigoureux J. M., Appl. Spectr., 48, 4, pp. 465-471, (1994).
[20] Belali R., Vigoureux J. M., J. Opt. Soc. Am. B, 11, 7, pp. 1197-1203, (1994).
[21] Belali R., Vigoureux J. M., Morvan J., J. of Polymer Sciences, 1361-1372 (1997).
[22] Belali R., Vigoureux J. M., Morvan J., J. Opt. Soc. Am. B 2377-2381, (1995).
[23] Huard S., Imbert C., Opt. Com. 24, 185 (1978).
[24] Drexhage, K.H., Sci. Am., 222, 3, 108, (1970).
[25] Carniglia C. K., Mandel L., JOSA, 62, 479-486 1972
[26] Huard S. et Vigoureux J.-M., Opt. Com., 25, 5-8, (1978).
[27] Van Enk S. J, Nienhuis G., Opt. Comm 112, 225-234, (1994).
[28] Costa de Beauregard O., C. R. Acad. Sc. (Paris), 258, 6088, (1964).
[29] Costa de Beauregard O, Cahiers de Physique 171-172, 471-478, (1964).
[30] Costa de Beauregard O., C. R. Acad. Sc. (Paris) 268, 216-218, (1969).
[31] Imbert C., Phys. Lett. 31A, 337-338, (1970).
[32] Imbert C., CRAS, 270, 529-532, (1970).
[33] Imbert C., Phys rev, 4, 787-795, (1972).
[34] Costa de Beauregard O., Imbert C., Levy Y., Phys. Rev. D, 15, 3553-3562, (1977).
[35] Boulware D. G., Phys rev, 7, 2375-2382, (1973).
[36] Ashby N., Miller S., Phys Rev, 7, 2383-2389, (1973).
[37] Vigoureux J.-M., C.R. Acad. Sc. Paris, **272B**, pp. 561-564, (1971).
[38] Vigoureux J.-M., C.R. Acad. Sc. Paris, 274B, pp. 1046-1048, (1972).
[39] Toraldo di Francia G., Il Nuovo Cimento 16, 61-77, (1960).
[40] Lalor E., Wolf E., Phys Rev Lett 26, 1274-1277, (1971).
[41] Vigoureux J.-M., C.R. Acad. Sc. Paris, **272B**, pp. 1336-1339, (1971).
[42] Asby R., Wolf E., JOSA 61, 52-59, (1971).
[43] Vigoureux J.-M., C.R. Acad. Sc. Paris, **274B**, 725-728, (1972).
[44] Vigoureux J.-M., Payen R., J. de Physique, 9, 617-630, (1974).
[45] Vigoureux J.-M., Pure Applied Opt. **2** pp. 189-194, (1993).
[46] P. A. Cerenkov, Phys. Rev. 52, 378-379, (1937).

[47] Frank I. E., Tamm I. M., C. R. Acad SC. URSS 14, 169-171, (1937).

[48] S. M. Smith, E. M. Purcell, Phys Rev 92, 1069, (1953).

[49] Vigoureux J.-M., Courjon D., Applied Optics, 31, 3170-3177, (1992).

[50] G. Toraldo di Francia, Il Nuovo Cimento, 6, 1-6, (1949).

[51] Vigoureux, J. M., Depasse, F., Girard C., Appl. Opt. 31, 3036-3045, (1992).

[52] Vigoureux J.-M., Girard, C., Courjon D., Opt. Lett. **14**, 19, 1039-1041, (1989).

[53] Vigoureux J. M., Emission and absorption of light by electrons and atoms, pp. 239-246, Near Field Optics, Pohl D. W., Courjon D. ed. (1993).

[54] Costa de Beauregard O., Imbert C., Ricard J., Int J. of Theor. Phys. 4, 125-135, (1971).

[55] O’Keefe, J. Opt. Soc. Am. 46, 359-361 (1956).

[56] Ash E. A., Nicholls G., Nature (London) 237, 510-512 (1972).

[57] Pohl D. W., Denk W., Lanz M. Appl. Phys. Lett 44, 651-655, (1984).

[58] Fisher U. C. J. Vac. Sci. Technol. B3, 386-390 (1985).

[59] Massey G. A., Appl. Opt. 23, 658-660 (1984).

[60] Betzig E., Harootunian A., Lewis A., Isaacson M., Appl. Opt. 25, 1890-1900 (1986).

[61] Courjon, D., Sarrayeddine K., Spajer M., Opt. Comm. 71 23-27, (1989).

[62] Courjon D., Vigoureux J.-M., Spajer M., Sarrayeddine K., Leblanc S., Appl. Optics **29**, 26, 3734-3740, (1990).

[63] Reddick R. C., Warmack R. J., Ferrell T. L., Phys Rev B 39, 757-770, (1989).

[64] De Fornel F., Goudonnet J. P., Salomon L., Lesniewska E., *in* optical storage and Scanning Technology, T. Wilson ed. 1139, 77-84 (1989).

[65] Courjon D., Spajer M., Sarrayeddine K., Van Labeke D., Vigoureux J.-M., Girard C., Scanning, Tunneling Optical Microscope, Scanning Tunneling Microscopy and related methods (R.J. Behm et als (editors) Kleiver Acad. Pub. 497-505, (1990).

[66] Bainier C., Courjon D., Salvi J., Baida F., Girard C., Vigoureux J. M., Castiaux A., SPIE vol. 2782, p. 582-590 (1997).

[67] C. K. Carniglia, L. Mandel, Phys rev, 3, 280-296, (1971).

[68] Vigoureux J. M., D’Hooge L., Van Labeke D., Physical Review, **21**, 1, 347-355, (1980).

[69] Power E. A. Introduction to quantum emlectrodynamics Longmans, Londres (1964).

[70] Casimir H. G. B., Polder D., Phys Rev. 73, 360, 1948.

[71] Milloni P. N., Phys. Rev A, **25**, 1315, 1982.

[72] Power E. A., Thirunamachandran T., Phys. Rev A, 2473, (1982).

[73] Agarwal G. S., Phys. Rev. A, **12**, 1475, (1975).

[74] Grossel Ph, Van Labeke D., Vigoureux J. M., SPIE vol. 1139, 73-75, (1989).

[75] Grossel Ph, Vigoureux J. M., Payen R., Opt. Com. 20, 2, p. 192, (1977).

[76] Grossel Ph, Vigoureux J. M., Van Labeke D., Phys. Rev. A, **34**, 5, pp. 3587-3597, (1986).

[77] Grossel Ph, Vigoureux J. M., Van Labeke D., C.R. Acad. Sc., **296**, 753-756, (1983).

[78] Grossel Ph, Vigoureux J. M., Van Labeke D., Pysical Review, **28**, 2, 524-531, (1983).

[79] Grossel Ph, Van Labeke D., Vigoureux J. M., Chem. Phys. Lett., **104**, 311-314, (1984).

[80] Antoniewicz, Phys. Rev. Lett. 87, 432 (1974)

[81] Antoniewicz, Surf. Sc. 52, 703, (1975).

[82] Linder B., Kromhout R. A., Phys. Rev B, 13, 1532, (1976).

[83] Van Labeke D., Grossel Ph, Vigoureux J. M., Chem. Phys. Lett., **109**, 598-602, (1984).

[84] Van Labeke D., Grossel Ph, Vigoureux J. M., Chem. Phys. Lett., **114**, 4, 430-434, (1985).

[85] Van Labeke D., Vigoureux J. M., Grossel Ph., J. Chem. Phys., **86**, pp. 1632-1635, (1987).

[86] Vigoureux J. M., Grossel Ph, Van Labeke D., Phys. Rev. A, **35**, 4, 1493-1502, (1987).

[87] Vigoureux J. M., Courjon D., Journal of Modern Opt. **36**, 12, 1575-1580, (1989)

[88] Vigoureux J. M., Girard C., Depasse F., Journal of Modern Optics, **41**, pp. 49-58, (1994).

Manuscrit reçu le 14 mai 2003