

Essai de réponse à quelques questions

M. SURDIN

CFR Laboratoire mixte CNRS-CEA 91190 Gif-sur Yvette

RÉSUMÉ. Poser certaines questions dans le cadre de la Mécanique Quantique n'a aucun sens. Ainsi, les réponses données dans ce cadre ne peuvent être satisfaisantes. On montre que, dans le cadre de l'Électrodynamique Stochastique, on peut proposer des réponses significatives à ces questions. Ainsi, entre autres:

- On clarifie la nature des Principes Fondamentaux de la Mécanique.
- On étudie la nature électromagnétique de la masse.
- On montre que la notion de "non-localité" n'est pas nécessaire.
- On montre, enfin, que la notion du photon n'est pas nécessaire.

ABSTRACT. Some questions, considered within the framework of Quantum Mechanics, are meaningless. Thus, the attempted answers within this framework are unsatisfactory. It is shown that within the framework of Stochastic Electrodynamics meaningful answers may be advanced. Thus, among others one may:

- *Clarify the character of Fundamental Principles of Mechanics.*
- *Study the electromagnetic origin of mass.*
- *Show that the concept of "non-locality" is unnecessary.*
- *Show that the notion of the photon is not necessary.*

Introduction.

La plupart des questions considérées dans ce qui suit nous ont été léguées par Planck, Schrödinger et même Dirac mais, surtout par Einstein et de Broglie. Si ces questions n'ont pas reçu de réponses convaincantes, c'est dû, avant tout, au fait qu'elles n'appartiennent pas au courant principal du développement de la physique moderne. En effet,

poser dans le cadre de la Mécanique Quantique la plupart de ces questions n'a aucun sens et, partant, les réponses données dans le cadre de la Mécanique Quantique ne peuvent être satisfaisantes.

Les propositions de réponse ci-après ont un intérêt car elles sont faites dans le cadre de l'Electrodynamique Stochastique (EDS). Elles sont basées essentiellement sur les deux propositions suivantes: [A] Les lois de physique ont pour origine le Champ de Zéro (CDZ). [B] Dans l'analyse des résultats expérimentaux, on doit tenir compte aussi bien de l'émetteur que du récepteur.

La rédaction qui suit doit beaucoup à ce qui a été dit et écrit au cours des cérémonies du Centenaire de la naissance de Louis de Broglie. Cet article est dédié à la mémoire de Louis de Broglie.

A. L'Électrodynamique Stochastique (EDS) et le Champ de Zéro (CDZ).

Les prémisses et les acquis principaux de l'EDS ont été exposés en [1, 2, 3]; ici on ne donne que les éléments nécessaires pour la suite de l'exposé. L'EDS est une théorie classique enrichie d'un postulat fondamental, à savoir: l'existence, au zéro absolu de températures, d'un champ électromagnétique fluctuant universel - le champ de zéro (CDZ). Utilisant des considérations thermodynamiques, comme celles mises en oeuvre par Wien, on obtient une expression donnant la densité spectrale de l'énergie du CDZ. Pour le cas unidimensionnel, on a

$$\varepsilon(\omega)d\omega = \frac{K\omega^3}{3\pi c^3} \dot{d}\omega \quad (\text{A } 1)$$

où ω est la pulsation, c la vitesse de la lumière et K une constante ayant les dimensions d'une action.

L'application de l'invariance de Lorentz au spectre du CDZ conduit au même résultat. Toutefois, ces considérations ne fournissent pas la valeur numérique de K . La plupart des résultats obtenus en EDS ont leurs homologues en Mécanique Quantique si on fait $K \equiv \hbar$. Soit ρ_m la densité de matière de l'univers, la densité de l'énergie de la matière de l'univers est alors $\Delta_m = \rho_m c^2$. La densité de l'énergie du CDZ est

$$\Delta_z = \int_0^{\omega_m} \frac{2K\omega^3 d\omega}{\pi c^3} = \frac{K\omega_m^4}{2\pi c^3} \quad (\text{A } 2)$$

où ω_m est la fréquence maximum de CDZ. Si on prend pour ω_m la valeur

$$\omega_m = \frac{3mc^3}{2e^2} = 1.6 \cdot 10^{23} \text{sec}^{-1} \quad (\text{A } 3)$$

où m est la masse de l'électron et e la charge élémentaire; ω_m est la fréquence de matérialisation du rayonnement. On obtient, dépendant de la valeur admise pour ρ_m , pour l'ordre de grandeur de

$$\frac{\Delta_m}{\Delta_z} = \frac{\rho_m c^2}{K \omega_m^4} \cdot 2\pi c^3 \cong 10^{-40} \quad (\text{A } 4)$$

L'énergie impliquée dans un événement physique est une très faible partie de la masse de l'univers laquelle est infiniment petite devant l'énergie du CDZ.

A1. Le rayonnement du corps noir et le CDZ [3].

Utilisant le raisonnement bien connu d'Einstein [4], on considère que l'émission spontanée est une émission stimulée par le CDZ. Reproduisant la démonstration d'Einstein dans le cadre de l'EDS, on arrive à la distribution de Planck pour le rayonnement du corps noir. La densité de l'énergie du rayonnement électromagnétique à la fréquence ω dans une cavité en équilibre thermique à la température T est alors

$$J(\omega) = \frac{2K\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{K\omega/kT} - 1} \quad (\text{A } 5)$$

Il est intéressant de noter que

- pour obtenir l'équation [A 5] la notion du photon n'a pas été invoquée.
- pour les sources optiques d'origine thermique, le rayonnement stimulé par le CDZ constitue l'essentiel de l'émission de la source.

A2. L'onde de de Broglie [5].

Dans sa thèse [6] Louis de Broglie a montré que toute particule, chargée électriquement ou neutre, en mouvement, est accompagnée d'une onde dont la longueur d'onde est donnée par

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \quad (\text{A } 6)$$

où h est la constante de Planck, m la masse de la particule et v sa vitesse. Tout en insistant sur la réalité physique de l'onde, de Broglie ne donne pas d'indication sur sa nature physique [7].

On considère le mouvement d'une particule chargée électriquement, un électron par exemple. Alors que la particule se meut sur sa trajectoire le CDZ agit sur elle et lui imprime un mouvement oscillatoire harmonique qui se superpose au mouvement de vitesse v sur sa trajectoire moyenne. En effet, du fait de l'action du CDZ, la particule est déplacée de sa trajectoire $r_0(t)$ d'un petit déplacement $\eta = r - r_0$. Cet écart agit sur le milieu dans lequel la particule se meut, et le polarise. Le milieu réagit sur la particule avec une force $f(r)$ dépendant sa position. Le développement en série de Taylor de $f(r)$ pour de petits déplacements perturbatifs η est donné par

$$f(r) = f(r_0) - \left. \frac{\partial f}{\partial r} \right|_{r_0} \eta + \dots ,$$

le signe moins du deuxième terme assure la stabilité du mouvement.

Il en résulte un mouvement d'oscillation harmonique qui se superpose au mouvement de vitesse v le long de la trajectoire de la particule (le mouvement longitudinal).

Soit v_z la composante de la vitesse fluctuante le long de la direction longitudinale. On impose la condition que l'énergie cinétique moyenne correspondante soit égale à l'énergie cinétique de la particule. Dans ces conditions, l'oscillateur harmonique dont le "centre" se meut à la vitesse v , émet et reçoit une onde électromagnétique dont la longueur d'onde est donnée par

$$\lambda = \frac{2\pi K}{mv} \tag{A 7}$$

Cette onde est liée à la particule et se propage avec elle à la vitesse v .

Si on pose, selon les conventions, $K \equiv \hbar$, on retrouve l'équation [A 6]. Les remarques suivantes sont pertinentes:

- il paraît naturel que, dans le cadre de l'EDS, l'onde de de Broglie soit de nature électromagnétique.
- assimiler le comportement de la particule sous l'action du CDZ à celui d'un oscillateur harmonique paraît naturel. C'est l'équivalent de l'assimilation de la particule à un petit oscillateur dans la théorie broglienne.
- en imposant à l'énergie cinétique de fluctuations la condition qu'elle soit égale à celle du mouvement du "centre", on s'assure qu'en

moyenne la vitesse de fluctuations ne dépasse pas la vitesse longitudinale. L'équivalent de la théorie broglienne est l'hypothèse de l'accord de phases de la particule et de l'onde.

A3. Les Principes de la Mécanique [8].

On examine d'abord le Principe de d'Alembert. Grâce à la considération de **déplacements virtuels**, ce principe conduit à l'établissement des équations de Lagrange. Mais quel est le contenu physique de ces déplacements virtuels ? Cette question n'est même pas posée dans les traités classiques (voir par exemple Goldstein [9]). Cependant, une réponse dans le cadre de l'EDS est proposée ci-dessous.

On considère maintenant le Principe de Hamilton. On attribue à un système (particule en mouvement) une fonction L des coordonnées, des vitesses et du temps, le Principe de Hamilton s'énonce comme suit: le mouvement d'un système entre les instants t_1 et t_2 est tel que l'intégrale

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt \quad (\text{A } 8)$$

est un extrémum pour la trajectoire du mouvement. Les équations de Lagrange en découlent.

La question se pose alors [10], à savoir: par quel mécanisme la particule choisit la trajectoire physique d'action stationnaire ? La vitesse initiale n'est pas donnée, ainsi la particule ne "sait" pas dans quelle direction elle doit partir ni avec quelle vitesse. Il n'est pas clair comment la particule peut "reconnaître" toutes les trajectoires et "choisir" celle qui est stationnaire. Il faut noter que la physique classique ne reconnaît que la trajectoire stationnaire. Ainsi, dans un ensemble de trajectoires "non physiques", possibles a priori, le principe classique de l'action stationnaire sélectionne une trajectoire physique unique par un mécanisme qui n'est pas apparent.

Les mêmes remarques peuvent être faites à propos du Principe de Moindre Action de Maupertuis et, en particulier, sous la forme que lui donne Jacobi. En EDS, la réponse à ces questions est de même nature que celle évoquée plus loin, dans [A 8], à propos des expériences EPR. C'est le CDZ qui "informe" la source des particules des propriétés du milieu et de celle du "récepteur". Le modèle utilisé dans le paragraphe précédent est encore valable ici. Au mouvement "longitudinal" de la particule se superposent des mouvements fluctuants dus à l'action du CDZ.

On identifie les déplacements virtuels de d'Alembert à ces mouvements fluctuants, ce qui leur donne un sens physique.

Si on applique la méthode des intégrales de chemin à ce modèle, on trouve une justification à l'équation [A 8]. Mais, en EDS, on considère la moyenne de toutes les trajectoires possibles dues à l'action du CDZ, alors qu'en Mécanique Quantique, on considère la somme de toutes les trajectoires possibles [11].

A4. L'Entropie et le CDZ [12].

Soit un oscillateur harmonique soumis à l'action du CDZ. Si, comme le fait Schrödinger [13], on considère la **somme d'états**, on peut calculer l'entropie S . On trouve

$$S/k = -\log(1 - e^{-K\omega/kT}) + \frac{K\omega/kT}{e^{K\omega/kT} - 1} \quad (\text{A } 9)$$

On vérifie que le théorème de Nernst – l'entropie d'un système au zéro absolu de températures est nulle – est satisfait. C'est un résultat bien connu en Mécanique Quantique. En physique classique, le théorème de Nernst n'est pas satisfait.

D'autre part, si on fait $K\omega \gg kT$, l'entropie tend vers zéro. On constate que l'effet de la température est d'augmenter le "désordre" (entropie) alors que l'effet du CDZ est d'"ordonner" le système. Le mouvement de l'oscillateur harmonique soumis au CDZ est régi par l'équation

$$-m\tau \ddot{x} + m\dot{x} + m\omega_0^2 x = eE(t) \quad (\text{A } 10)$$

où $\tau = 2e^2/(3mc^3)$ et $E(t)$ est la composante électrique du CDZ le long de l'axe des x .

La déperdition d'énergie par rayonnement, représentée par le premier terme du premier membre, est exactement compensée par l'apport d'énergie prise au CDZ [14]. L'oscillateur harmonique oscille alors avec une fréquence pure ω_0 et il a alors une énergie moyenne $K\omega_0/2$. Autrement dit le système est ordonné - il s'en suit que son entropie est nulle.

A5. L'origine électromagnétique des forces de gravitation et des forces d'interaction forte.

a) Les forces de gravitation.

Une esquisse d'un modèle électromagnétique de la gravitation a été présentée en [15]. Pour simplifier le raisonnement, on admet que la matière dans l'univers, sous forme d'atomes d'hydrogène neutres, est distribuée d'une façon homogène et isotrope et que l'univers obéit au Principe Cosmologique.

Le CDZ induit sur chaque atome d'hydrogène un dipôle électrique fluctuant. Les dipôles induits créent, à leur tour, un champ é.m. fluctuant. Les forces résultant de ces champs, agissant entre atomes, sont des forces d'attraction. Des forces similaires sont connues sous le nom de forces de dispersion de London. Ici, toutefois, il ne s'agit pas de forces d'attraction entre deux atomes isolés mais il faut tenir compte de la présence de tous les autres atomes d'hydrogène de l'univers. Le calcul de ces forces, entre deux atomes d'hydrogène, en présence de tous les autres atomes de l'univers est, du moins en principe, bien défini mais implique des difficultés mathématiques.

Pour tourner ces difficultés, on utilise la méthode suivante: on calcule l'énergie électrostatique propre de l'atome d'hydrogène due aux charges fluctuantes en présence de tous les autres atomes de l'univers (on tient compte ainsi du Principe de Mach) et on identifie cette énergie à l'énergie gravitationnelle de l'atome. On obtient ainsi une relation donnant la constante de gravitation

$$G = \frac{2\varepsilon_0 e^2 a_0}{\mathfrak{R} \cdot m_H^2} \quad (\text{A } 11)$$

où ε_0 est la constante diélectrique du vide, a_0 est le rayon et m_H la masse de l'atome d'hydrogène. \mathfrak{R} est le "rayon" de l'univers.

Incidentement, ces considérations permettent le calcul du champ magnétique d'un corps tournant [16]. Récemment, Puthoff [17] a résolu le programme mathématique complet esquissé plus haut. Il est arrivé à identifier les forces résultantes du CDZ aux forces d'attraction gravitationnelles de Newton. Pour arriver à ces résultats, on doit faire intervenir, comme c'est le cas pour l'équation [A 11], les propriétés de l'univers.

b) Forces d'interaction forte [18].

On considère deux cas distincts:

- un nucléon en présence d'un "mur conducteur". Ce serait le cas d'un nucléon en présence d'un noyau. Le CDZ induit sur le nucléon un

dipôle électrique qui oscille d'une manière aléatoire. Le dipôle oscillant entre en interaction avec son image dans le mur conducteur - il en résulte une force d'attraction. Si U_m est l'énergie d'interaction entre le nucléon et le mur, on trouve un potentiel de la forme

$$U_m = -V_0 \frac{\beta}{R} e^{-R/\beta} \left[1 + \frac{2\beta}{R} + 2 \left(\frac{\beta}{R} \right)^2 + \dots \right] \quad (\text{A } 12)$$

R est la distance du nucléon du mur. On calcule $V_0 \cong 29,5 \text{ MeV}$ et $\beta \cong 0,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Ces valeurs sont en bon accord avec celles déduites de l'expérience. L'équation [A 12] correspond, en première approximation, à un potentiel de Yukawwa.

- ici on considère deux nucléons A et B en présence. Soit D la distance entre les centres des deux nucléons. On utilise le même mécanisme que dans le cas précédent et on trouve que l'énergie d'interaction U_p entre une paire de nucléons est donnée, en première approximation, par

$$U_p = -V_p \frac{\beta}{D} e^{-D/\beta} \quad (\text{A } 13)$$

Si on compare les deux énergies d'interaction U_m et U_p pour une distance minimale entre nucléon et mur et nucléon-nucléon, on trouve $U_m/U_p \cong 6$. Autrement dit, quand un couple de nucléons se trouve à proximité d'un noyau, leur énergie d'interaction mutuelle est négligeable, en première approximation, devant l'énergie que les deux nucléons ont avec le noyau. Cette propriété est équivalente à la "saturation de l'énergie de liaison". Les considérations précédentes sont valables aussi bien pour nucléons chargés électriquement ou neutres; il n'y a pas de distinction entre protons ou neutrons.

Applications.

A6. - La durée de vie d'un état excité d'ordre n de l'atome d'hydrogène [19].

Puisque l'EDS est une théorie classique, on doit tenir compte de l'énergie rayonnée par l'électron tournant sur son orbite. La stabilité de l'orbite ne sera assurée que si l'énergie rayonnée est exactement compensée par celle fournie par le CDZ. En mécanique classique, l'orbite d'un corps soumis à une force centrale est plane. Ici, toutefois, en plus de la

force centrale, l'électron subit aussi l'action du CDZ. Ainsi, l'électron ne se meut pas dans un plan défini par les conditions initiales, mais plutôt sur une sphère de rayon moyen r_n pour un état d'ordre n . On peut, cependant, considérer qu'une orbite parcourue une seule fois est plane et que dans ce plan sa pulsation est ω_n .

On peut calculer l'énergie rayonnée ΔW_r par l'électron ainsi que l'énergie ΔW_z reçue du CDZ pour une largeur de bande $\Delta\omega_n$. On trouve

$$\delta W_n = \Delta W_r - \Delta W_z = \frac{4}{3} \frac{n-1}{n^3} \left(\frac{e^2}{Kc} \right)^3 K \Delta\omega_n \quad (\text{A } 14)$$

Ainsi, c'est seulement pour l'état fondamental $n = 1$ que l'énergie rayonnée est exactement compensée par l'énergie fournie par le CDZ. Pour toutes les autres orbites, avec $n \neq 1$, δW_n est positif, c'est à dire, l'électron perd de l'énergie et doit, éventuellement, tomber sur une orbite d'ordre n plus petit.

Il est possible, ainsi, d'estimer la durée de vie τ_n d'un état excité d'ordre n . L'électron restera sur l'orbite d'ordre n aussi longtemps que l'énergie totale qu'il aura perdue sera inférieure à la largeur de la raie relative à l'orbite ($= K\Delta\omega_n$). On trouve

$$\tau_n \cong \frac{3}{2} \frac{n^6}{n-1} \left(\frac{Kc}{e^2} \right)^3 K/(mc^2) \quad (\text{A } 15)$$

On vérifie que la durée de vie de l'état fondamental τ_1 ($n = 1$) est infinie. Pour toutes les autres orbites dont $n \gg 1$ la durée de vie augmente comme n^5 . Le rayonnement é.m. émis par l'électron, tournant sur son orbite, est restitué au CDZ. Comme la position du plan de l'orbite change aléatoirement dans l'espace, le rayonnement é.m. émis par l'électron et restitué au CDZ a un plan de polarisation aléatoire, comme l'est celui du CDZ.

A7. - La nature électromagnétique de la masse [8].

Ce problème n'est pas nouveau, voir par exemple Rohrlich [20] et Feynman [21]. Dans le cas de l'électron, ce dernier analyse la proposition de Dirac qui introduit la solution avancée des équations de Maxwell. Il supprime ainsi les infinités qui apparaissent dans l'expression de la force de réaction exercée sur l'électron par lui-même. Il considère avec

Wheeler et Feynman le mécanisme élémentaire qui pourrait justifier la proposition de Dirac. Ils envisagent le mécanisme suivant: une charge électrique en mouvement accéléré émet une onde é.m. qui "secoue" les charges virtuelles de l'univers, qui à leur tour émettent des ondes é.m. qui réagissent sur la charge en mouvement.

Ce qui suit est une extension naturelle du modèle précédent. On a vu au paragraphe [A 2] comment un électron soumis à l'action du CDZ se comporte comme un oscillateur harmonique. Les équations du mouvement sont alors

$$\begin{aligned} -\tau \ddot{r} + \ddot{r} + \omega_0^2 r &= \frac{e}{m} E(t) \\ \tau &= 2e^2/3mc^3 \\ \omega_0^2 &= e^2/mr_0^3 \end{aligned} \tag{A 16}$$

où e est la charge élémentaire, m la masse de la particule, $E(t)$ la composante électrique du CDZ et r_0 est l'amplitude moyenne des oscillations.

On a montré [14] que l'énergie perdue par rayonnement est exactement compensée par l'énergie apportée à l'oscillateur par le CDZ. L'oscillateur oscille avec une fréquence pure ω_0 . L'équation [A 16 c] correspond alors à l'égalité des énergies potentielle et cinétique. Dans ce cas l'énergie de l'oscillateur, ne tenant compte que de la composante électrique $E(t)$ du CDZ, s'écrit

$$\frac{1}{2} m \omega_0^2 r_0^2 = \frac{1}{2} K \omega_0 \tag{A 17}$$

D'où

$$\omega_0 = K/mr_0^2 \tag{A 18}$$

Combinant avec l'équation [A 16 c], on obtient

$$K \omega_0 = e^2/r_0 \tag{A 19}$$

Or $K \omega_0$ est l'énergie totale de l'oscillateur harmonique si on tient compte des deux composantes - électrique et magnétique du CDZ.

L'équation [A 19] montre que l'énergie de l'oscillateur harmonique en présence du CDZ, si on ne tient pas compte de sa phase ni de sa polarisation, est la même que l'énergie d'un champ électrostatique créé par une charge e uniformément distribuée sur une sphère de rayon r_0 .

On est tenté de considérer le cas où r_0 serait le rayon classique de la particule, soit $r_0 = e^2/(mc^2)$. Cette relation exprime le fait que l'énergie électrostatique e^2/r_0 d'une charge e uniformément répartie sur la surface d'une sphère de rayon r_0 est égale à l'énergie au repos mc^2 de la particule. Alors, si on insère cette valeur de r_0 dans l'équation [A 19], on obtient

$$K\omega_0 = mc^2 \quad (\text{A } 20)$$

L'équation [A 20] peut s'interpréter comme suit: l'énergie au repos d'une particule est fournie par le CDZ et sa masse est d'origine électromagnétique. Ce résultat corrobore celui de [15] où on détermine la fréquence ω_0 , qui correspond à la création d'un atome d'hydrogène à partir du rayonnement du CDZ.

A8. - Expérience du type EPR [22].

La disposition typique d'une telle expérience est la suivante: une source de rayonnement é.m. émet en cascade un rayonnement à la fréquence ν_1 suivi d'un rayonnement à la fréquence ν_2 . Avec des filtres appropriés, les rayonnements ν_1 et ν_2 sont séparés, de sorte qu'ils se propagent dans deux directions différentes. Chaque rayonnement traverse un analyseur A_1 ou A_2 , respectivement, il est reçu par le photomultiplicateur correspondant P_1 ou P_2 . Le taux de coïncidences, tenant compte de la durée de vie de l'état d'énergie intermédiaire, entre P_1 et P_2 , est enregistré en fonction de l'angle α_2 entre les plans de polarisation des deux analyseurs.

On constate que les résultats expérimentaux sont en accord avec les prévisions de la Mécanique quantique. Tout apparaît comme si la polarisation des rayonnements émis n'était pas déterminée à la source mais plutôt par l'état des analyseurs. C'est là que réside la difficulté majeure de l'interprétation de ce type d'expériences. En effet, on est conduit à conclure que la Mécanique quantique est une "théorie non locale", c'est à dire qu'elle ne satisfait pas, entre autres, à la Relativité Restreinte. Dans le cadre de l'EDS, les résultats expérimentaux s'interprètent sans qu'il soit nécessaire de faire appel à des notions aussi exotiques que la non localité.

On considère, pour commencer, le cas le plus simple où tous les éléments de l'ensemble expérimental, c'est à dire les filtres et les analyseurs sont linéaires et "réciproques", cela veut dire qu'ils se comportent

identiquement pour un rayonnement é.m. qui les traverse dans le sens direct que pour un rayonnement cheminant dans la direction inverse. Les analyseurs ne sont pas modulés dans le temps.

On considère la succession suivante des événements: le rayonnement é.m. du CDZ, lequel normalement possède un plan de polarisation distribué aléatoirement autour de la direction de propagation, se propage dans la direction inverse dans la branche optique N°1, c'est à dire partant de P_1 , traversant l'analyseur A_1 et le filtre pour arriver finalement à la source S . En traversant l'analyseur A_1 , qui agit comme un polariseur, le rayonnement é.m. du CDZ qui arrive sur le filtre est un rayonnement linéairement polarisé. Ainsi, après passage par le filtre, c'est un rayonnement à la fréquence ν_1 linéairement polarisé (extrait du CDZ) qui arrive sur les atomes de la source. Il stimule une émission à la fréquence ν_1 qui à son tour est suivie par une émission à la fréquence ν_2 . Les rayonnements de fréquence ν_1 et ν_2 émis par la source sont polarisés dans le même plan que celui du rayonnement stimulateur (CDZ). Après séparation par les filtres, le rayonnement de fréquence ν_1 se propage le long de la branche N°1 et celui de la fréquence ν_2 le long de la branche N°2. Le rayonnement ν_1 émis par la source traverse A_1 sans modification puisque son plan de polarisation correspond à celui de A_1 . Alors que le rayonnement à la fréquence ν_2 a son plan de polarisation incliné d'un angle α_2 par rapport au plan défini par A_1 . D'où un taux de coïncidences, pour un rendement idéal des analyseurs, donné par

$$R/R_0 = (1/2) \cdot \cos^2 \alpha_2 \quad (\text{A } 21)$$

où R_0 est le taux de coïncidences quand A_1 et A_2 sont supprimés. L'équation [A 21] rend bien compte des résultats expérimentaux.

Dans l'article cité [22], plusieurs variantes du montage original sont envisagées - les cas où l'un ou l'autre des analyseurs est supprimé, ainsi que le cas où les faisceaux sont modulés. L'analyse ci-dessus, dans le cadre de l'EDS, s'applique dans d'autres cas et en particulier, au paragraphe [A 3] dans le choix du chemin extrémal en mécanique classique.

A9. - Supraconducteurs feuilletés à haute température critique.

Depuis la publication en 1986 par Bednorz et Muller [23] de leur travail sur les supraconducteurs de haute T_c , de nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, ont été publiés. Cependant, comme

l'atteste une étude de Anderson [24], aucune théorie entièrement satisfaisante n'a été avancée.

Dans ce paragraphe, se plaçant dans le cadre de l'EDS, un modèle est proposé. Les cristaux considérés ci-après sont des cristaux feuilletés. Les paramètres cristallins a et b dans les plans appelés plans conducteurs, peuvent varier pour différentes compositions entre 3 et 6 Angströms. c , la distance entre ces plans, peut varier entre 10 et 30 Å. La résistivité normale dans la direction c , perpendiculairement aux plans conducteurs (a, b) est de 100 à 300 fois plus élevée que dans les plans conducteurs.

On appelle une cellule, deux plans conducteurs, séparés par la distance c , et l'espace qui est compris entre ces plans. Cet espace contient des électrons de conduction. Les cristaux étudiés sont des empilements de telles cellules.

Pour un champ électromagnétique de haute fréquence, une telle cellule peut être assimilée à un guide d'ondes plat. Si la longueur d'onde λ du champ é.m. est telle que $\lambda/2 > c$, le mode de propagation dans le guide plat est tel que la composante électrique du champ é.m. est parallèle à c , elle est perpendiculaire aux plans conducteurs.

Dans le paragraphe [4], on a noté la propriété du CDZ d'"ordonner" un ensemble d'électrons, alors que l'effet de la température est d'augmenter le "désordre". Du fait de l'action du CDZ, l'ensemble des électrons de la cellule est ordonné - sous l'action d'un champ électrique extérieur, appliqué parallèlement aux plans (a, b), l'ensemble ordonné des électrons se déplace parallèlement à ces plans. Quand la température croît, le désordre croît; à une température critique T_c , l'ordre disparaît et le cristal retrouve sa résistivité normale. On va calculer cette température critique T_c .

Les électrons de la cellule, soumis à l'action du CDZ, se comportent comme des oscillateurs harmoniques obéissant à l'équation

$$-\tau \ddot{x} + \ddot{x} + \omega_0^2 x = (e/m)E(t) \quad (\text{A } 22)$$

comme τ est très petit, $\tau \cong 0,6 \cdot 10^{-23}$ sec., on a généralement $\tau\omega_0 \ll 1$ et on peut remplacer, avec une très bonne approximation, l'équation [A 22] par

$$\ddot{x} + \omega_0^2 \tau \dot{x} + \omega_0^2 x = (e/m)E(t) \quad (\text{A } 23)$$

On remarque que la bande passante relative de cet oscillateur est

$$\omega_0^2 \tau / \omega_0 = \omega_0 \tau \ll 1 \quad (\text{A } 23)$$

Dans les cas étudiés $\omega_0 \cong 10^{13} \text{sec.}^{-1}$, la bande passante relative est $\omega_0 \tau \cong 10^{-10}$. Ainsi, cet oscillateur ne répond essentiellement qu'à la composante électrique de fréquence ω_0 du CDZ, alors que la densité spectrale de ce champ varie comme ω^3 .

Pour un oscillateur harmonique en EDS, on a

$$\frac{1}{2}m \langle \dot{x}^2 \rangle = \frac{1}{2}m\omega_0^2 \langle x^2 \rangle = \frac{1}{4}K\omega_0 \quad (\text{A } 24)$$

d'où on tire

$$\langle x^2 \rangle = \frac{K}{2m\omega_0} \quad (\text{A } 25)$$

Si on a $\langle x^2 \rangle^{1/2} < c/2$, les électrons oscillent entre deux plans conducteurs sans les toucher. Sous l'action d'un champ électrique extérieur, appliqué parallèlement aux plans conducteurs (a, b), les électrons se déplacent comme un ensemble ordonné, "en bloc", sans rencontrer les plans conducteurs, c'est à dire avec une conductivité infinie.

Ce comportement est valable pour une température $T = 0$. Pour une température $T \neq 0$, on doit tenir compte de l'effet désordonnateur de l'agitation thermique. On définit la température critique T_c comme la température pour laquelle l'énergie ordonnatrice du CDZ est égale à l'énergie de l'agitation thermique. Comme le mouvement de l'oscillateur harmonique est tridimensionnel, on écrit

$$K\omega_0 = 3kT_c \quad (\text{A } 26)$$

et

$$T_c = (K/3k)\omega_0 \quad (\text{A } 27)$$

On considère, maintenant, l'action sur un électron d'un champ magnétique uniforme H en présence du CDZ. On montre [15] que l'électron se comporte comme un oscillateur harmonique dont l'énergie moyenne est

$$\langle \varepsilon_H \rangle = \frac{1}{2}K\omega_H \quad (\text{A } 28)$$

avec

$$\omega_H = \left(\frac{e}{mc}\right)H \quad (\text{A } 29)$$

A la température $T = 0$, l'état supraconducteur disparaît pour un champ critique $H_c(0)$, perpendiculaire à c , pour lequel

$$K\omega_H = K\omega_0 \quad (\text{A } 30)$$

Soit

$$H_c(0) = (mc/e)\omega_0 \quad (\text{A } 31)$$

Pour calculer le champ critique $H_c(T)$ à une température $0 < T < T_c$, on doit tenir compte de l'agitation thermique. Soit

$$K\omega_0 = K\omega_{HT} + 3kT \quad (\text{A } 32)$$

ou encore

$$K\omega_0 = Ke/(mc)\dot{H}_c(T) + 3kT \quad (\text{A } 33)$$

D'où on tire

$$H_c(T) = H_c(0)(1 - T/T_c) \quad (\text{A } 34)$$

On note que

$$-\frac{\partial H_c(T)}{\partial T} = \Gamma = \frac{H_c(0)}{T_c} = \frac{3mck}{eK} \quad (\text{A } 35)$$

Γ ne dépend que des constantes fondamentales, c'est **une constante universelle**, indépendante de la composition du supraconducteur. En unités de Tesla /°K, on a $\Gamma = 2,24$ Tesla /°K.

Landau et Lifshitz [25] ont établi une relation entre le changement des chaleurs spécifique dans la transition de phase de deuxième ordre au point critique

$$\frac{1}{V_s}(C_s - C_n) = \frac{T_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c(T)}{\partial T} \right)^2 \quad (\text{A } 36)$$

où V_s est le volume spécifique au point critique.

On a vu plus haut que $\partial H_c(T)/\partial T$ est une constante indépendante de la composition du supraconducteur; il s'en suit que le changement, à la température critique T_c , de la chaleur spécifique, rapporté au volume spécifique, est indépendant de la composition du supraconducteur.

Il est intéressant de comparer les résultats précédents aux résultats obtenus expérimentalement. Pour un échantillon granulé de $YBa_2Cu_3O_{7-5}$, on observe une résonance aigüe à 160cm^{-1} ; d'où $\omega_0 = 6,28 \times 160 \times 3 \cdot 10^{10} = 3 \cdot 10^{13}\text{sec}^{-1}$

La température critique est donnée par l'équation [A 27], soit $T_c = 76^\circ\text{K}$. Le champ critique $H_c(0)$, déduit de l'équation [A 31] est $H_c(0) = (mc/e)\omega_0 = 170$ Tesla.

Pour des échantillons de $YBa_2Cu_3O_{7-5}$, on a observé une pente aux alentours de T_c variant de 2,4 à 2,8 Tesla /°K. Cette valeur est

à comparer à celle calculée $\Gamma = 2,24$ Tesla /°K. On vérifie que $\lambda_0 = 6.25 \cdot 10^{-3}$ cm et qu'on a bien $\lambda/2 > c$. De même $\langle x^2 \rangle = K/2m\omega_0 = 1.9 \cdot 10^{-14}$ cm² et $\langle x^2 \rangle^{1/2} = 13,8\text{Å}$ Puisque on doit avoir $\lambda/2 > c$, quand c augmente λ doit augmenter, c'est à dire que ω_0 diminue et, par conséquent, T_c diminue. Si on cherche à augmenter la température critique T_c , on doit rechercher à diminuer c le plus possible.

Ce modèle dont les résultats théoriques sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement, se prêterait à des développements additionnels. Si, par exemple, on accepte l'utilisation d'un paramètre ajustable, ce qui n'est pas usuel en EDS, on peut réécrire l'équation [A 34] sous la forme

$$H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1+\alpha} \quad (\text{A } 37)$$

où α , un petit nombre $\alpha < 1$, est le paramètre ajustable. Si on compare la valeur moyenne de Γ à celle donnée par l'équation [A 35], on trouve $\alpha = 0,16$. Dans ces conditions

$$\frac{\partial H_c(T)}{\partial T} = 0$$

pour $T = 0$, c'est à dire que la courbe $H_c(T)$ en fonction de T pour $T = 0$ est perpendiculaire à l'axe de $H_c(T)$ pour $T = 0$, comme elle est représentée généralement.

B1. - Onde plane monochromatique réfléchié par un miroir parfait.

a - Soit une source S émettant une onde plane monochromatique le long de l'axe Ox , perpendiculairement à un miroir M parfaitement réfléchissant. Il est à noter que les conditions de cette expérience par la pensée sont idéales: on a une onde plane monochromatique et un miroir parfaitement réfléchissant. A la question: quel est le résultat de cette expérience ? La réponse usuelle serait: un système d'ondes stationnaires, dans l'espace $S - M$, s'établit avec une visibilité

$$V = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} = 1$$

puisque le miroir est parfait. I_M est l'amplitude du maximum et $I_m = 0$ du minimum.

Cette affirmation mérite un examen plus minutieux. On considère l'application de la relation de Heisenberg au photon qui est supposé émis par la source. On a

$$\Delta x \dot{\Delta} p = \Delta x \dot{\Delta} \left(\frac{h}{c} \nu \right) = \Delta x \left(\frac{h}{c} \right) \Delta \nu = \hbar \quad (\text{B } 1)$$

mais, puisque l'onde est monochromatique, on a $\Delta \nu = 0$ et $\Delta x = \infty$.

Soit ℓ la distance, le long de l'axe Ox , entre la source S et le miroir M , alors la probabilité de trouver le photon entre S et M est

$$p = \ell / \Delta x = 0 \quad (\text{B } 2)$$

En d'autres termes, aucun photon n'est émis par la source S . Si, cependant, on affirme que le système d'ondes stationnaires existe, alors ces ondes sont des "ondes vides", car elles ne portent aucun photon. Toutefois, une analyse plus approfondie montre que ces ondes n'existent pas. En effet, l'ensemble source-miroir se comporte comme une cavité résonante dont les pertes sont nulles, c'est à dire que sa constante de temps est infinie. Donc, pendant tout intervalle de temps fini, aucune énergie é.m. ne peut entrer dans la cavité. Il s'en suit que la cavité ne contient ni ondes ni photons.

Ici, comme plus haut, du fait du CDZ, la source est "informée" de l'existence du miroir parfait et n'émet pas d'ondes é.m. dans la cavité. On déduit que la visibilité $V = 0$.

b – Pour s'assurer que le système d'ondes stationnaires dans l'espace $S - M$ n'existe pas, on peut utiliser une sonde P qui se meut parallèlement à l'axe Ox . Une telle sonde est couramment utilisée en micro-ondes. La fonction de cette sonde est de détecter l'existence d'un photon, elle est accomplie en soustrayant un photon de l'espace $S - M$, c'est à dire, en absorbant le photon.

Le dispositif expérimental ici diffère radicalement de celui décrit en [B 1 a]. Alors que dans ce dernier paragraphe, on avait une source S et un miroir parfaitement réfléchissant M , ici on a la source S , le miroir M et un absorbeur de photons - la sonde P . On pourrait se poser la question: le photon est-il absorbé par P à l'aller, c'est à dire, sur son parcours de S à M , ou au retour après réflexion par M ? C'est la première possibilité qui est envisagée ici, car si le photon n'était pas absorbé à l'aller, on

se retrouverait dans le cas du paragraphe [B 1 a]. L'application de la relation de Heisenberg donne

$$\Delta x \dot{\Delta} p = \Delta x \dot{\Delta} \left(\frac{h}{c} \nu \right) = \Delta x \left(\frac{h}{c} \right) \Delta \nu = \Delta x \frac{h}{c} \nu = \hbar \quad (\text{B } 3)$$

Le résultat de la mesure consiste en l'absorption du photon, c'est à dire de sa disparition, d'où $\Delta \nu = \nu$. De l'équation [B 3] on tire

$$\Delta x = \frac{c}{2\pi\nu} = \lambda/2\pi \quad (\text{B } 4)$$

Cette relation peut s'écrire de différentes manières, comme par exemple, si Δk désigne la variation du nombre d'ondes

$$\Delta x \dot{\Delta} k = 1 \quad (\text{B } 5)$$

Ainsi, l'introduction de la sonde P entraîne l'émission de photons par la source S . Cependant, la visibilité $V \equiv 0$ puisque quelque soit la position de P sur l'axe Ox , le photon est détecté.

La première conclusion principale du paragraphe [B 1] est que la source n'émet que s'il y a un récepteur pour absorber son émission. Cette notion a déjà été invoquée par Fokker, Tetrode et par Wheeler et Feynman [26]. L'autre conclusion importante est qu'il faut manipuler avec précaution des notions comme un miroir parfait ou une onde monochromatique. Plus loin, on va définir la longueur de cohérence d'un paquet d'ondes. Pour une onde monochromatique, la longueur de cohérence est ∞ . L'onde monochromatique est un objet mathématique, il n'a pas de sens physique, sa manipulation doit être attentivement cadrée.

B2. - Expériences à photon unique.

Les expériences considérées ci-après [27], exemplifient la proposition [B], à savoir: dans l'analyse des résultats expérimentaux, on doit tenir compte aussi bien de l'émetteur que du récepteur. En effet, selon le récepteur utilisé, les résultats expérimentaux s'expliquent soit par la nature photonique de la lumière, soit par sa nature ondulatoire. On a ici la dualité onde-corpuscule.

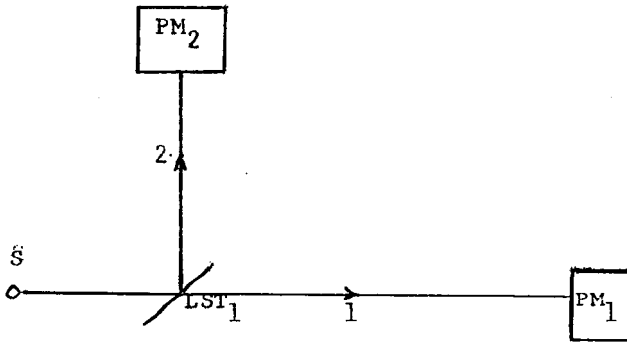


Figure 1.

Schématiquement, les dispositions expérimentales sont les suivantes:

a – Une source S de photons uniques (c'est à dire que pendant l'intervalle de temps entre l'émission et sa détection, un seul photon se trouve dans l'appareil), éclaire une lame semi-transparente LST . Deux photomultiplicateurs PM_1 et PM_2 observent les deux faces de LST . Le taux de coïncidences entre PM_1 et PM_2 est noté [voir Fig. 1]. Selon la théorie photonique de la lumière, le photon est indivisible - LST l'envoie soit sur PM_1 soit sur PM_2 . On doit observer des anti-coïncidences entre les deux PM . Les résultats expérimentaux (dont la Mécanique quantique rend bien compte) confirment cette analyse.

b – Dans cette variante expérimentale, la même source que plus haut, de photons uniques, éclaire LST_1 . Les deux faisceaux 1 et 2 sont renvoyés, à l'aide de deux miroirs M_1 et M_2 , sur une deuxième lame semi-transparente LST_2 dont les deux faces sont observées par deux photomultiplicateurs PM_1 et PM_2 (voir Fig. 2). Sur l'un des parcours [2], on dispose d'un variateur de chemin optique P . Soit N_1 et N_2 les taux de comptage de PM_1 et PM_2 , respectivement. On observe une variation sinusoidale de ces taux en fonction du retard optique introduit par P . Tout se passe comme si on avait interférence de deux ondes provenant des deux faisceaux sur LST_2 . Le photon interfère avec lui-même.

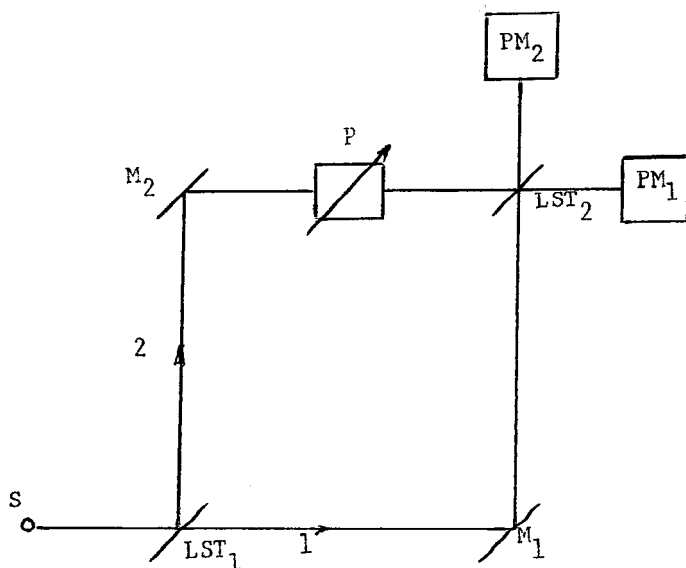


Figure 2.

La question se pose alors: comment le photon, parti de S et arrivant sur LST_1 , est informé de la nature du récepteur - PM_1 et PM_2 de la variante (a) ou de l'existence de LST_2 de la variante (b) ?

Ici encore, on peut invoquer la non-localité de la Mécanique quantique, ou bien, comme plus haut, invoquer le CDZ, ce qui rend inutile la notion de non-localité. Dans les expériences citées plus haut, (a) et (b), on observe soit la particule (photon), soit l'onde, mais pas les deux caractères sur le même photon. Récemment, trois études intitulées "An experiment to throw more light on light", deux théoriques et une expérimentale [28, 29], ont été publiées. Dans cette expérience, similaire à l'expérience (a) plus haut, la lame semi-transparente LST , est remplacée par deux prismes disposés comme l'indique la Fig. 3. Selon l'écartement entre les deux prismes, la lumière émise par la source S peut être également partagée dans les faisceaux 1 et 2. Dans le cas étudié, la source S est une source à photon unique. Les résultats expérimentaux sont de même nature que ceux de l'expérience (a). On a anti-coïncidences entre PM_1 et PM_2 .

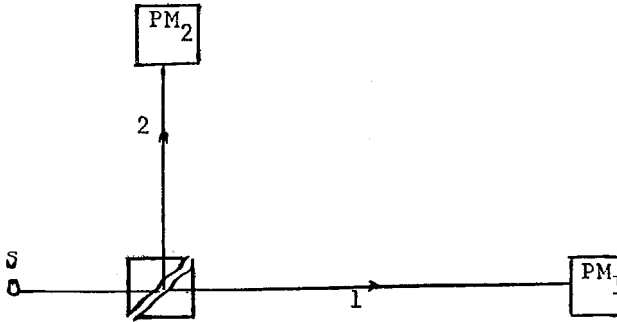


Figure 3.

L'analyse [28] considère que dans l'expérience (a) la nature photonique de la lumière se manifeste aussi bien sur *LST1* qu'aux *PM*. Alors que dans l'expérience [29], l'action de l'ensemble des deux prismes correspond à la nature ondulatoire de la lumière, suivie par la détection par les *PM*, qui est de nature corpusculaire. On pourrait utiliser les mêmes considérations pour analyser l'expérience (b). On dirait alors que sur *LST1*, on a un évènement corpusculaire, sur *LST2* un évènement ondulatoire et de nouveau un évènement corpusculaire sur les *PM*.

L'analyse dans le cadre de l'EDS de ces expériences sera présentée plus loin mais, d'abord, on va considérer la nature ondulatoire é.m. du photon.

B3. - Le paquet d'ondes élémentaires.

D'habitude on considère que l'émission par un atome s'effectue sous forme d'un rayonnement monochromatique d'énergie $h\nu$. Cependant, du fait du CDZ, la raie émise n'est pas monochromatique pure mais possède une largeur naturelle. Dans certaines conditions, on montre que la largeur minimum, due au CDZ, est donnée par

$$\frac{\Delta\nu_0}{\nu_0} = (8/3)(e^2/Kc)^3 \quad (\text{B } 6)$$

En fait, la raie est élargie davantage par l'effet d'agitation thermique ou par effet Döppler. Toutefois, comme $\Delta\nu_0/\nu_0$ est généralement petit,

de l'ordre de 10^{-5} , on considère ci-après que l'énergie émise est bien approximée par $K\omega_0$, où ω_0 est la fréquence nominale de la raie émise.

On définit la longueur de cohérence naturelle L_0 par

$$L_0 = \frac{c}{\Delta\nu_0} = \lambda_0 \frac{\omega_0}{\Delta\omega_0} = \lambda_0 \frac{\nu_0}{\Delta\nu_0} \quad (\text{B } 7)$$

où λ_0 est la longueur d'onde nominale du paquet d'onde et $\Delta\nu_0$ la largeur correspondante à $\Delta\omega_0$. Utilisant l'équation [B 6], on a

$$L_0 = \lambda_0 (3/8)(Kc/e^2)^3 \quad (\text{B } 8)$$

L_0 est la largeur de cohérence naturelle; dans la pratique, du fait de l'élargissement de la raie dû à l'effet thermique ou Döppler, la longueur de cohérence est plus petite que L_0 . Le contenu énergétique d'un paquet d'ondes à la fréquence nominale ω_0 et de largeur $\Delta\omega$ est obtenu comme suit: la longueur de cohérence est $L_0 = c/\Delta\nu$ et le volume de la "sphère de cohérence" est

$$\vartheta = \frac{4\pi}{8 \cdot 3} \frac{c^3}{(\Delta\nu)^3} = \frac{\pi}{6} c^3 / (\Delta\nu)^3$$

La densité de l'énergie dans le paquet d'ondes est alors

$$\Delta\nu_0 = \frac{12K}{c^3} \nu_0 (\Delta\nu)^3 \quad (\text{B } 9)$$

Il est intéressant de calculer la densité de l'énergie du CDZ pour la même bande de fréquence $\Delta\nu$ centrée sur la même fréquence ν_0 que celle du paquet d'ondes. Tenant compte des composantes électrique et magnétique du CDZ, on a

$$\Delta_z = \frac{4K(2\pi)^3 \nu_0^3 \Delta\nu}{c^3} \quad (\text{B } 10)$$

Le rapport de ces deux densités d'énergie est alors

$$\frac{\Delta_z}{\Delta\nu_0} = \frac{32\pi^3 \nu_0^2}{12(\Delta\nu)^2} \cong 8\pi^2 \nu_0^2 / (\Delta\nu)^2 \quad (\text{B } 11)$$

Ce rapport ne dépend que de la largeur relative du paquet d'ondes considéré. Le rapport des champs électriques correspondant est

$$E_z/E_{\nu_0} \cong 3\pi\nu_0/\Delta\nu \quad (\text{B } 12)$$

Pour une fréquence optique dont $\nu_0 = 5.000 \text{ A}$ et $\Delta\nu = 0,25 \text{ A}$, on a

$$\frac{\nu_0}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = 2 \cdot 10^4$$

et

$$E_z/E_{\nu_0} \cong 1.8 \cdot 10^5 \quad (\text{B } 13)$$

B4. - Etude d'une lame semi-transparente [30].

On va se limiter à la considération de *LST* idéales à 50%. Dans les expériences décrites plus haut, les photons, sur les *LST*, sont réfléchis ou ils sont transmis. La réflexion ou la transmission est un phénomène aléatoire de probabilité 1/2. Ce mode de fonctionnement correspond à un comportement non linéaire dont il faudra tenir compte.

Diverses *LST* sont en usage; ici on considère celles qui sont constituées par une couche mince métallique déposée sur un substrat transparent. Pour que la lumière puisse être transmise, il faut que l'épaisseur de la couche soit inférieure à l'épaisseur de peau correspondant à la fréquence optique utilisée. Si la couche métallique avait la conductivité du métal massif, par exemple pour l'aluminium, l'épaisseur de peau serait de 30A. En général, les couches minces de cette épaisseur, si elles n'ont pas été déposées suivant une procédure spécifique ou si elles n'ont pas été soumises à un traitement thermique approprié, ne possèdent pas la propriété du métal massif. En fait, les épaisseurs des couches utilisées pour les *LST* sont d'un ordre de grandeur supérieur à celle citée plus haut et leurs propriétés s'apparentent plus à celles des semi-conducteurs qu'à celles des métaux.

Des expériences effectuées [31] avec de telles couches montrent que, pour un champ électrique supérieur à quelques $V\text{cm}^{-1}$ appliqué le long de la surface, la loi d'Ohm ne s'applique plus. On trouve que la conductivité longitudinale de la couche décroît quand le champ électrique croît.

Considérant l'équation [B 10], on peut écrire que le champ E_z , du CDZ appliqué le long de la surface de la couche mince à un instant t est

$$E_z^2/8\pi = \frac{2K(2\pi)^3\nu_0^3\Delta\nu}{c^3} \quad (\text{B } 14)$$

Cette valeur de E_z est à considérer en conjonction avec E_{ν_0} , la valeur du champ électrique correspondant au paquet d'ondes ("photon") de

fréquence nominale ν_0 et de bande $\Delta\nu$. Par exemple, soit $\nu_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{sec}^{-1}$ et $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{10} \text{sec}^{-1}$ (correspondant à $\lambda_0 = 5.000 \text{\AA}$ et $\Delta\lambda = 0.25 \text{\AA}$).

On prend la même valeur de bande pour le CDZ à ν_0 , on trouve $E_z = 700 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Pour des champs électriques d'intensité si élevée, on peut considérer qu'une "saturation" complète a lieu, c'est à dire que le courant électrique résultant reste pratiquement constant quand un champ électrique supplémentaire de faible valeur est ajouté ou soustrait à cette valeur de E_z . Ce champ électrique supplémentaire E_{ν_0} correspondant au "photon", est d'après l'équation [B 13] de $1.8 \cdot 10^5$ fois plus petit que E_z , soit $E_{\nu_0} \cong 4 \cdot 10^{-3} \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$. En un point quelconque de la couche mince, puisque que le CDZ est aléatoire, l'orientation de \vec{E}_z sera aléatoire en 2π autour de ce point. Puisque le rapport E_z/E_{ν_0} est très grand, la composante $\vec{E}_{z\nu_0}$ de \vec{E}_z sur la direction de \vec{E}_{ν_0} sera très grande comparée à \vec{E}_{ν_0} , excepté pour deux petits angles autour des directions $+\pi/2$ et $-\pi/2$ par rapport à la direction de \vec{E}_{ν_0} .

En résumé, on peut conclure que \vec{E}_{ν_0} est, ou bien parallèle, ou anti-parallèle à une composante très grande de $\vec{E}_{z\nu_0}$ du CDZ. Du fait de la saturation considérée plus haut, si \vec{E}_{ν_0} est parallèle à $\vec{E}_{z\nu_0}$, l'addition d'une faible quantité E_{ν_0} à $E_{z\nu_0}$ n'a pas d'effet notable sur les conditions de la couche mince et le "photon" correspondant à E_{ν_0} est transmis. Quand \vec{E}_{ν_0} est anti-parallèle à $\vec{E}_{z\nu_0}$, le champ électrique correspondant au "photon" est annulé. Cependant, la soustraction d'une petite quantité E_{ν_0} de $E_{z\nu_0}$ n'a pas d'effet notable sur les conditions de la couche mince. Mais le fait que \vec{E}_{ν_0} est annulée sur la couche mince correspond à une réflexion du "photon". Puisque la direction de \vec{E}_z est aléatoire, la réflexion ou la transmission du "photon" est un phénomène aléatoire de probabilité respective de $1/2$.

Ce qui précède est la description d'une *LST* idéale de 50% à incidence normale. Elle requiert une isotropie électrique de la couche mince ainsi que la non linéarité adéquate de sa conductivité. Dans ces conditions la *LST* a une réflectivité et une transmissivité de $1/2$. Si, cependant, les conditions d'isotropie n'étaient pas satisfaites comme, par exemple, pour des couches plus minces, la transmissivité le long de directions de grande résistivité, sera plus élevée. De même, une conductivité forte, éventuellement le long de directions préférentielles, augmentera la réflectivité de la *LST* pour les "photons" ayant leur champ électrique suivant ces directions et la *LST* ne sera plus de 50%.

Lamb et Scully [32] d'une part et Franken [33] d'autre part, ont utilisé la théorie semi-classique de l'interaction matière-rayonnement, où les atomes de la matière obéissent à la Mécanique quantique et le rayonnement est traité classiquement suivant les équations de Maxwell. De cette manière ils ont établi l'équation photoélectrique d'Einstein. On voit ainsi que pour interpréter les expériences [27] ou [29], on n'a pas besoin de la notion du photon. En remplaçant le photon par un paquet d'ondes ("photon"), on peut rendre compte des résultats expérimentaux en ne conservant que l'aspect "onde".

B5. - La notion du photon est-elle réellement nécessaire ?

Tenant compte de ce qui précède, la question est légitime. Une étude menée dans le cadre de l'EDS [30] conduit à la conclusion suivante: la notion du photon n'est pas nécessaire. Le modèle proposé pour remplacer le photon est le suivant:

Comme selon cette théorie l'énergie d'un paquet d'ondes émis par un atome est fournie, directement ou par processus intermédiaires, par le CDZ, à un paquet d'ondes d'énergie positive (laquelle *in fine* est soustraite du CDZ) correspond un paquet d'ondes d'énergie négative - un trou d'énergie dans le CDZ. La paire, le paquet d'ondes d'énergie positive et le paquet d'ondes d'énergie négative, remplace le photon.

Il y a là une analogie avec le comportement d'une onde usuelle au-dessus du "niveau de la mer" (du CDZ) et de l'onde complémentaire au-dessous du niveau de la mer. La référence du "zéro" de l'énergie est le CDZ.

On peut définir un paquet d'ondes élémentaire appelé ADNI (Archetypal Definite Normalized Impulse) que l'on désignera par A ; son compagnon complémentaire sera ANTI-ADNI, il sera désigné par \bar{A} .

La définition de l'adni est donnée en Paragraphe [B 3]. On peut, à l'aide d'une analyse de Fourier, décomposer un paquet d'ondes, comme l'adni, en composantes monochromatiques. La propagation de chaque composante est régie par l'équation de propagation des ondes électromagnétiques.

Pour la propagation dans le vide, l'équation s'écrit

$$c^2 \Delta^2 \vec{F} = \frac{d^2 \vec{F}}{dt^2} \quad (\text{B } 15)$$

où Δ^2 est le laplacien et \vec{F} représente le champ électrique \vec{E} ou le champ magnétique \vec{B} de l'onde. L'équation [B 15] est de deuxième ordre dans l'espace et dans le temps, elle possède, dans le temps, deux solutions indépendantes.

On trouve que les deux solutions de cette équation peuvent être envisagées comme:

- la solution usuelle de fréquence ν correspondant à la propagation du potentiel retardé le long de l'axe Ox (une composante de l'adni).
- la solution avancée, mais ici elle est considérée comme complémentaire, correspondant à la propagation le long de l'axe Ox avec une fréquence négative $-\nu = \bar{\nu}$, c'est à dire avec une énergie négative (une composante de l'anti-adni). L'ensemble de ces deux ondes se propageant le long de l'axe Ox composent, respectivement, l'adni et l'anti-adni.

Le comportement de A et de \bar{A} se conforme aux règles (R) suivantes:

- A est une entité indivisible, il en est de même de \bar{A} .
- La densité spectrale du CDZ, en moyenne, est donnée par l'équation [A 1]. A l'énergie positive d'un A , empruntée au CDZ, correspond l'énergie négative de \bar{A} .
- Dans le vide A et son compagnon \bar{A} se propagent comme une paire sans interaction.
- L'interaction se produit en présence de la matière qui agit alors comme un élément "irréversible".
- Pendant l'interaction chaque composante de Fourier d'un A peut être annulée par la composante correspondante de \bar{A} , qui auraient été séparées auparavant.
- Les effets usuels, tel l'effet photoélectrique, sont dûs aux A .

Utilisant l'ensemble (R), on montre comment s'interprètent les expériences usuelles de l'optique:

- franges obtenues avec une lame à faces parallèles.
- interférences avec deux fentes de Young.
- les expériences à photon unique du Paragraphe [B 2] s'interprètent tout naturellement dans ce cadre. Dans ces expériences LST a la même action sur le couple $A + \bar{A}$ pour l'expérience de la Fig. 1 que pour celle de la Fig. 2, indépendamment du "récepteur" qui suit LST .

Commentaires.

Au cours des premières études en EDS, comme celle qui établit l'équation de Schrödinger [15], des méthodes apparentées à celles de

la Mécanique quantique ont été utilisées. Cependant, très vite, il est apparu qu'en EDS, on doit utiliser des méthodes qui lui sont propres et rompre avec celles spécifiques de la Mécanique quantique. Ce qui permet de proposer des réponses à des questions qui n'ont pas de réponses en Mécanique quantique, car elles ne peuvent pas être posées.

Ainsi, dans ce qui précède:

- On attribue à l'onde de de Broglie une nature électromagnétique.
- On clarifie la nature des Principes Fondamentaux de la Mécanique.
- On montre que la gravitation et les forces nucléaires d'interaction forte sont d'origine électromagnétique.
- On peut étudier le passage d'une orbite d'ordre n à une orbite d'ordre $n - 1$ de l'atome d'hydrogène.
- On peut étudier la nature électromagnétique de la masse. On peut déterminer la fréquence ω_0 correspondante à la création d'un atome d'hydrogène à partir du rayonnement du CDZ. Cependant, pour obtenir le rapport $m_H/m \cong (27/2)(cK/e^2)$, il est nécessaire de tenir compte des propriétés de l'univers dans son ensemble.
- On montre que la notion de "non-localité" n'est pas nécessaire.
- Un modèle de supraconductivité pour des cristaux feuilletés est proposé. Avec, pour conséquence, une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques.
- Des expériences à photon unique sont interprétées en utilisant la théorie Maxwellienne des ondes électromagnétiques.
- On montre que la notion du photon n'est pas nécessaire. Ce qui désencombre la physique de la dualité onde-particule.
-

L'EDS montre ainsi des possibilités qui ne sont pas du domaine de la Mécanique quantique.

Références

- [1] T.H. Boyer *A brief survey of Stochastic Electrodynamics*, dans Foundations of Radiation Theory and Quantum Mechanics - Ed. A.O. Barut Plenum Press 1981.
- [2] M. Surdin *Stochastic Electrodynamics an Overview* dans Old and New Questions in Physics, Cosmology Philosophy and Theoretical Biology - Essays in Honor of Wolfgang Yourgrau - Ed. A. van der Merwe, Plenum Press 1983.
- [3] M. Surdin - Lett. Nuovo Cimento **39** (1984) 86.
- [4] A. Einstein - Phys. Z. **18** (1917) 121.
- [5] M. Surdin - Ann. Fondation Louis de Broglie **4** (1979) 139 - Found. of Phys. **12** (1981) 873.

- [6] L. de Broglie - Pour la réimpression de sa Thèse - voir Ann. Fondation Louis de Broglie **17** (1992).
- [7] L. de Broglie - Ann. Fondation Louis de Broglie **2** (1977) 133.
- [8] M. Surdin - Ann. Fondation Louis de Broglie **15** (1990) 131.
- [9] H. Goldstein - *Classical Mechanics*, Addison-Wesley Press 1957.
- [10] J.V. Narlikar et T. Padmanabhan *Gravity, Gauge Theories and Quantum Cosmology* - D. Reidel Publishing Co 1986.
- [11] R.P. Feynman et A.R. Hibbs *Quantum Mechanics and Path Integrals* - Mc Graw Hill 1965.
- [12] M. Surdin - Ann. Fondation Louis de Broglie **7** (1982) 79.
- [13] E. Schrödinger *Statistical Thermodynamics*, Cambridge University Press (1946).
- [14] M. Surdin - *Int. J. Theoret. Phys.* **8** (1973) 183.
- [15] M. Surdin - *Ann. Inst. Henri Poincaré* **15** (1971) 203.
- [16] M. Surdin - *J. Franklin Inst.* **303** (1977) 493 - *Ann. Fondation Louis de Broglie* **5** (1980) 127.
- [17] H.E. Puthoff - *Phys. Rev.* **A 39** (1989) 2333.
- [18] M. Surdin - *C.R. Acad. Sci. (Paris)* **280 B** (1975) 337.
- [19] M. Surdin - *Ann. Fondation Louis de Broglie* **10** (1985) 125.
- [20] F. Rohrlich *Classical Charged Particles* - Addison Wesley Co Inc 1965.
- [21] R.P. Feynman, R.B. Leighton et M. Sands *The Feynman Lectures in Physics II* - Addison Wesley (1965).
- [22] M. Surdin - *Lett. Nuovo Cimento* **42** (1985) 153 - *Ann. Fondation Louis de Broglie* **11** (1986) 41.
- [23] J.B. Bednorz et K.A. Muller - *Z. Phys.* **B 64** (1986) 189.
- [24] P.W. Anderson - Reprint du 25 Mars 1992.
- [25] L.D. Landau et E.M. Lifshitz *Electrodynamics of Continuous Media* - Pergamon Press 1960.
- [26] J.A. Wheeler et R.P. Feynman - *Rev. Mod. Phys.* **17** (1945) 157; **21** (1949) 425.
- [27] P. Grangier, G. Roger et A. Aspect - *Europhys. Lett.* **1** (1986) 173.
- [28] P. Ghose, D. Home et G.S. Agarwal - *Phys. Lett.* **A 153** (1991) 403; **A 168** (1992) 45.
- [29] Y. Mizobuchi et Y. Ohtaké - *Phys. Lett.* **A 168** (1992) 1.
- [30] M. Surdin - *Ann. Fondation Louis de Broglie* **11** (1986) 319.
- [31] J. Bernamont - *Ann. Physique* **7** (1937) 71.
- [32] W.E. Lamb et M.O. Scully dans *Polarisation, Matière et Rayonnement* Volume Jubilaire en l'honneur d'Alfred Kastler PUF 1969.
- [33] P.A. Franken dans *Collision of Light with Atoms*, Atomic Physics Ed. Bederson, Cohen et Pichanik Plenum Press (1969).

(Manuscrit reçu le 23 mars 1993)