

Ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Electricité, diplômé d'études approfondies en traitement électronique de l'information, spécialiste de la Logique mathématique, René Louis VALLEE est également lauréat de la Société d'Encouragement pour la Recherche et l'Invention qui a su, avec discernement, couronner officiellement ses différents travaux scientifiques d'une portée considérable parmi lesquels, notamment, la découverte de la structure énergétique de l'espace et celle, conjointe, de l'origine électromagnétique de la gravitation.



Depuis de nombreuses années déjà -ses premières publications sur le sujet remontant à 1956 - cet auteur dynamique, battant de renom à l'avant-garde de la Physique contemporaine, avait l'intime conviction, à l'instar de ses prédécesseurs : FARADAY, RUTHERFORD, de BROGLIE, DIRAC, GAMOW et bien d'autres, que l'unité de la Physique ne pouvait être envisagée que fondée sur une connaissance précise de la structure des particules élémentaires considérées, selon ce qu'avait pressenti EINSTEIN, comme des singularités d'un champ universel.

Ayant approfondi la théorie électromagnétique de MAXWELL et procédé à une analyse minutieuse des modèles relativiste et quantique, René Louis VALLEE découvre alors que le champ électrique, réalité physique mesurable au sens où l'entendait MACH, semblait bien jouer ce rôle de champ universel et que ses singularités, liées à une valeur limite imposée par les lois de la Nature, pouvaient parfaitement rendre compte de l'existence et du comportement de la matière en bon accord avec tous les résultats expérimentaux actuellement connus.

C'est précisément cette démarche objective, fruit d'un long et prestigieux travail de synthèse ayant conduit à la théorie "synergétique", qu'évoque, pour nous, René Louis VALLEE, dans son étude sur " l'énergie électromagnétique matérielle et gravitationnelle ".

SOCIETE POUR L'ETUDE ET LA PROMOTION DE L'ENERGIE DIFFUSE
16 Bis, rue Jouffroy 75017 Paris

René-Louis VALLEE

Ingénieur E.S.E.

L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE MATERIELLE ET GRAVITATIONNELLE

LES BASES DE

LA THEORIE SYNERGETIQUE

- Edité par la S.E.P.E.D. -

**L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE
MATERIELLE ET GRAVITATIONNELLE**

*** * ***

Hypothèse d'existence des milieux
énergétiques et d'une valeur limite
supérieure du champ électrique

par

René - Louis VALLEE

Ingénieur E.S.E.

*Manuscrit déposé sous pli cacheté à
l'Académie des Sciences en décembre 1970*

SOMMAIRE

	Page
Introduction	1
1 — Les milieux énergétiques et le principe de Relativité.	6
2 — Masse d'inertie d'un milieu énergétique	12
3 — Les lois de l'électromagnétisme suggèrent l'hypothèse d'une valeur limite universelle du champ électrique	18
4 — Manifestation élémentaire de l'énergie-matière, le photon, corpuscule et quantum	23
5 — Action des champs électriques et magnétiques sur les zones divergentes. L'électron et la Mécanique ondulatoire	38
6 — Comment le phénomène de création de paire conduit, pour l'électron, à un modèle cylindrique tourbillonnaire qui permet le calcul du champ limite disruptif δ_q , en expliquant l'existence du spin	57
7 — L'équation de Schrödinger traduit quantitativement les conséquences de la loi de matérialisation et permet également de calculer la limite δ_q du champ électrique	70
8 — Étude de la Relativité restreinte modifiée à l'aide du symbolisme proposé par Heaviside.	78
9 — La Gravitation et le rayonnement cosmique trouvent une origine commune dans l'énergie électromagnétique diffuse	88
10 — Le principe d'inertie, l'effet Mössbauer et le phénomène de dispersion de faisceau.	100
11 — Electro-gravitation et propulsion électromagnétique.	111
12 — Les perspectives d'une théorie énergétique quantique et gravitationnelle.	116



James Clerk MAXWELL (1831 - 1879)

Conclusion	Pages 125
Annexe	
Rappel des principales notions fondamentales utilisées dans le texte	127
1 --- Définition intrinsèque d'un gradient de potentiel	127
2 --- Définition intrinsèque de la divergence	127
3 --- Définition intrinsèque du rotationnel	128
4 --- Symétrisation du Dalembertien	128
5 --- Expression générale des équations de Maxwell sous la forme d'Heaviside	129
6 --- Étude générale de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu à inertie stationnaire homogène	129
7 --- Ondes sphériques et généralisation de la seconde loi de Laplace	134
8 --- Champs de gravitation à distribution sphérique	135
Bibliographie	137

L'AVÈNEMENT DE LA RELATIVITÉ et celui de la Mécanique quantique ont été marqués par l'abandon progressif de toute représentation concrète des phénomènes à l'échelle microscopique.

Si les savants durent se résigner à un tel abandon, ce ne fut, ni de gaieté de cœur, ni sans difficultés; mais ils y étaient contraints par les exigences d'une Science en pleine expansion s'appuyant sur la toute-puissance d'un appareil mathématique qui n'avait que faire, à l'époque, d'une représentation concrète pour assurer son succès et son progrès. Aller de l'avant. — Cela pouvait encore se faire sans recourir à une représentation imaginée des phénomènes physiques. Le modèle concret se voyait ainsi progressivement relégué au musée des antiquités didactiques. Certes, il est raisonnable de reconnaître la valeur de l'outil mathématique et agréable d'utiliser ses vastes possibilités. Mais force nous est d'admettre, cependant, que toute solution mathématique ne saurait faire apparaître de résultat physique qui ne fût déjà contenu dans les hypothèses ou lois proposées comme raisons fondamentales des manifestations observées expérimentalement.

Une étude mathématique de la loi de Mariotte, aussi poussée soit-elle, ne peut mener à l'équation de Van der Waals. Pas plus que les transformations de Lorentz, issues d'équations reposant sur l'hypothèse d'un temps universel, ne peuvent aboutir, par on ne sait quelle vertu magique, à l'expression d'un temps qui, paradoxalement, n'est plus universel. La loi de Coulomb, dans son expression mathématique, n'implique pas l'existence de centres d'attraction de rayon nul où les champs sont infinis. — Que le produit d'une vitesse et d'un temps ait la dimension d'une longueur, n'autorise pas à conclure que l'espace et le temps sont de même nature.

Ces quelques exemples, parmi d'autres, nous montrent combien nous devons nous défier de la description purement mathématique

d'un phénomène quand nous en ignorons le support concret et, par conséquent, les limites physiques de validité.

En voulant ignorer ce fait, la physique théorique est entrée dans une ère de détresse parce qu'elle a perdu le sens du concret. Théorique, son aspect n'est presque plus physique. Nous en sommes au point où les plus grands parmi les physiciens, pour être allés trop loin dans les voies de l'abstraction, ont fini par perdre le contrôle de la signification même des mots et des formules qu'ils utilisent. Ne parlent-ils pas de remonter le temps, d'énergie négative, de champs quantifiés !

Il n'est pas étonnant de noter une certaine tristesse dans ces lignes qu'écrivit Louis de Broglie, évoquant l'interprétation probabiliste de la Mécanique ondulatoire : « *Je croyais ainsi s'évanouir* — dit-il —, *dans le brouillard d'un formalisme correct mais obscur, les images concrètes et précises que j'avais espéré obtenir de la coexistence des ondes et des corpuscules* » [1]. Ne faut-il pas trouver là, également, la cause de cette angoisse qui assaille aujourd'hui le chercheur ? Alors qu'écrasé par le poids d'un système mathématique hermétique et souvent compliqué, il semble bien, hélas ! avoir oublié le pragmatisme fécond des théories d'autrefois.

Les difficultés, pour leur plus grande part, résultent du fait que toutes les lois physiques ne sont valables qu'à l'intérieur d'un domaine qui admet toujours un certain nombre de limites ou de discontinuités. Les formules mathématiques qui correspondent, par contre à ces lois, revêtent souvent un aspect continu qui ne permet pas, sauf extrêmes complications, d'exprimer directement les solutions de continuité associées aux limites physiques. Ces limites ne peuvent être connues qu'à l'issue de mesures expérimentales ou par hypothèse expérimentalement contrôlée. Si elles sont ignorées, elles resteront définitivement absentes de toute équation, de toute formule, de toute relation utilisant l'expression mathématique de la loi correspondante et il serait vain de prétendre les y trouver.

La Science est parvenue à un stade où la presque totalité des phénomènes directement mesurables se trouve connue et a donné lieu à l'établissement d'un ensemble de lois déterministes comme celles de la mécanique, de la thermodynamique ou de l'électromagnétisme classiques.

Parmi les phénomènes qui ne peuvent plus être directement mesurés, il en est probablement beaucoup d'insoupçonnés, mais

ceux qui sont connus, le sont imparfaitement par l'intermédiaire de lois statistiques incomplètes. La loi statistique est par nature, incomplète, parce qu'elle fait l'objet d'exceptions dans des circonstances dont nous ignorons les causes, mais auxquelles nous pouvons associer une probabilité qui, suivant la loi des grands nombres, se précise expérimentalement avec l'augmentation du nombre des cas observés. Ainsi aboutit-on aux lois mathématiques de Poisson puis à la loi asymptotique de Laplace-Gauss qui ne sont plus spécifiques des phénomènes décrits mais nous aident partiellement à surmonter notre ignorance : — de là l'idée de probabilité opposée à celle de déterminisme.

Nous disons, en effet, qu'une loi est déterministe lorsque nous croyons connaître toutes les causes des phénomènes qui lui obéissent. Nous disons, par contre, qu'elle est probable lorsque nous reconnaissons scientifiquement ignorer certaines de ses causes. Il ne faut pas, cependant, que cette connaissance des limites de notre savoir actuel soit un renoncement.

La statistique relève d'une ignorance partielle qui n'est jamais répréhensible en soi. Ce qui est grave, c'est, lorsqu'il se manifeste, le refus d'aller plus loin sur le chemin de la connaissance, c'est l'abdication devant l'effort et l'acceptation servile de l'ignorance.

L'absence de curiosité pour les phénomènes qui se dissimulent sous le voile trompeur de la statistique, est souvent le fait d'une indifférence fataliste, qu'il faut surmonter, afin d'éviter l'écueil d'un immobilisme stérile qui en résulte inévitablement.

Le vaste domaine de la connaissance a pris une importance considérable et capitale qui nécessite aujourd'hui, plus qu'à toute autre époque, la mobilisation de tous les moyens d'investigation scientifiques, pratiques et théoriques, techniques et intellectuels, mis à notre disposition. En rejeter un seul, même le plus modeste en apparence, peut s'avérer, par la suite, être une grave erreur susceptible de compromettre dangereusement l'avenir.

Nombreux sont ceux qui ont pris conscience de cette réalité. La responsabilité de chacun se trouve, dès lors engagée, et il ne servirait à rien de vouloir le nier.

Perdus dans un univers sans limites, confondus par l'immensité insondable d'un domaine qui nous reste inconnu, incapables de discerner nettement notre raison d'être autant que notre destinée, nous possédons pourtant un inestimable viatique, — notre raison — qui, associée à notre savoir, nous fournit un moyen de parvenir

à démêler l'écheveau des lois d'une Nature qui ne se refuse pas mais reste indifférente à nos caprices.

Il existe dans cet Univers qui, tout à la fois, nous environne et nous contient, un certain rythme et une multitude d'événements et de phénomènes semblables qui, sans avoir une totale identité, se répètent ou se reproduisent en une foule d'exemplaires.

Il existe des milliards et des milliards d'étoiles dans notre Galaxie. Nous ne saurions exactement les dénombrer et plusieurs vies d'homme n'y suffiraient pas. Mais nous savons, cependant, classer ces étoiles selon leur type. Nous savons, en particulier, qu'il en existe de nombreuses qui ressemblent à notre soleil, ont le même aspect, les mêmes constituants, le même spectre et des dimensions voisines.

Lorsque nous pronons, avec conviction, le grand principe philosophique d'égalité entre les hommes, c'est bien parce que nous avons aussi constaté toutes ces ressemblances qui unissent les êtres humains.

Il ne saurait, en vérité, y avoir de Science, sans de telles similitudes entre les êtres, entre les choses, entre les faits. dont les rapports réciproques obéissent à des lois qui paraissent ne se contredire jamais.

Si les phénomènes physiques n'étaient pas répétitifs, s'il n'était pas possible de les reproduire, ils échapperaient sans doute à l'étude expérimentale et nous resteraient à jamais cachés.

A l'inverse, pourtant, la réalité nous offre un riche terrain d'expérience et la Science est si vaste, aujourd'hui, que nul homme ne saurait prétendre à lui seul la posséder entièrement.

Même en ne comptant pas le temps qu'il faut pour acquérir, au début, une culture générale indispensable, de nombreuses années d'étude sont nécessaires à la possession des connaissances restreintes d'une spécialité dans n'importe quelle discipline scientifique. La mémoire qui s'efface exige, en plus, de longues heures de pratique et de recyclage pour conserver l'ensemble de ces connaissances et pour en acquérir de nouvelles.

Le rythme vertigineux du progrès nous force à revoir, à organiser, à simplifier. La diffusion de la connaissance ne saurait échapper à ces impératifs, et il faut également maintenir la vraie Science ; celle des Galilée, des Ampère, des Maxwell, des Lorentz et des Einstein. Il faut interdire qu'elle ne se transforme en une sorte de religion ésotérique. Il faut éviter qu'elle ne devienne l'apanage

d'un petit nombre d'initiés égarés au tréfonds du labyrinthe des paradoxes et de la confusion. Il faut, pour le bien de chacun, qu'elle puisse rester accessible et compréhensible à tous, sans exiger d'efforts démesurés eu égard aux résultats escomptés.

Il est de notre devoir de défendre le bon sens, le vraisemblable et de chasser les phantasmes qui obscurcissent l'esprit de recherche du possible, du raisonnable et de l'utile. Le rêve, l'imagination, l'intuition sont des intermédiaires d'une grande valeur, mais le but demeure la connaissance du réel et l'on ne saurait « commander à la Nature qu'en lui obéissant ».

La représentation concrète est le seul et vrai lien qui nous relie, au réel. L'existence des milieux énergétiques, celle d'une limite disruptive du champ électrique, la loi de matérialisation, sont autant d'expressions qui nous ramènent à une vision concrète des phénomènes; vision dont nous avons trop longtemps gardé la nostalgie.

La théorie de l'électromagnétisme quantique ne détruit pas les connaissances acquises antérieurement. Elle les précise et les simplifie, substituant l'explication physique concrète à la description mathématique lorsque cette dernière est défailante, sans être, cependant, en désaccord avec elle. Son mérite notoire est de conduire à la découverte de l'origine électromagnétique de la Gravitation et de nous révéler que la vitesse de la lumière dans le vide, malgré de faibles variations, n'est pas une constante universelle comme l'admettait, *a priori*, le principe fondamental de la théorie de la Relativité. Les potentiels de gravitation ont justement, pour expression, le carré de la vitesse de propagation des ondes lumineuses et la relation d'équivalence, $E = Mc^2$, représente exactement l'énergie potentielle de gravitation de la masse M . La preuve en est donnée par les équations de Maxwell qui, à l'aide de l'hypothèse d'existence des milieux énergétiques, fournit, à la fois et de manière explicite, la relation d'équivalence matière-énergie et la loi de Newton.

Exprimée, par ailleurs, dans le langage commun de l'Ingénieur et du Technicien, la Physique peut enfin nous offrir un visage objectif et familier. Elle devient ainsi accessible à la compréhension du plus grand nombre qui, modestement, sans disposer d'un large savoir, possède cette curiosité et ce désir de comprendre et de faire comprendre qui honorent et enrichissent.

Ramenées à l'électromagnétisme classique, grâce à la décou-

verte de la loi de matérialisation, la Relativité et la Mécanique ondulatoire peuvent retrouver enfin une harmonie et une unité qui nous confirment que la Nature ne se joue pas de notre bon sens. Nos yeux se dessillent, découvrent l'étourdissant ballet des photons et des électrons sur un fond d'équilibre et d'ordre du Cosmos qu'il nous est donné d'apprécier, et nous pouvons enfin nous enhardir à dessiner, d'une main malhabile, les images encore floues d'un réel éminemment probable.

N. D. L'A. — Tous les calculs et toutes les relations sont exprimés dans le système d'unités M. K. S. A. rationalisé.

1

LES MILIEUX ÉNERGÉTIQUES ET LE PRINCIPE DE RELATIVITÉ

Les espaces géométriques vides de toute énergie que décrivent les mathématiques n'ont pas d'existence physique réelle. Les interactions à distance, la présence de champs de différentes natures qui en résulte, impliquent nécessairement l'existence de milieux énergétiques. Ce qui faisait dire à J. A. Wheeler, parfaitement conscient avec d'autres de cette existence : *Quel que violent que soit l'océan, la géométrie de l'espace à l'échelle de Planck est encore plus violente. Il n'y a nulle part une zone de calme* [2].

Vouloir supprimer un milieu ou ne pas en tenir compte est aussi dénué de sens physique que vouloir en imaginer d'absolu. Le vide d'énergie ne saurait exister que si l'univers entier disparaissait et nous ne serions plus là pour constater ce qu'il adviendrait alors.

Pour préciser cette notion élémentaire de milieu, imaginons par analogie acoustique, un observateur qui procède à la mesure de la vitesse du son à l'intérieur d'un véhicule en déplacement uniforme. L'air étant, par exemple, dans les conditions normales de température et de pression, l'observateur trouverait pour cette vitesse, à l'intérieur du véhicule, une valeur moyenne de 333 mètres à la seconde. Le même observateur, mesurant la vitesse du son provenant d'une source fixe, extérieure au véhicule qu'il le transporte, trouverait également en moyenne, dans les conditions normales indiquées, la même valeur de 333 mètres à la seconde rapportée à l'air extérieur.

Ces résultats ne nous permettent pas d'affirmer qu'il n'existe aucun support à la propagation du son ; bien que cette propagation

se caractérise par une valeur moyenne nulle de la fonction d'attente de la pression P , $\square P = 0$.

Cette valeur moyenne ne semble pas dépendre du système de référence choisi et peut donner l'illusion d'un invariant absolu. Nous savons, pourtant, que la vitesse du son est de 333 mètres à la seconde par rapport au milieu défini par l'air ambiant au repos dans les conditions normales. Cela revient à admettre l'existence d'un référentiel fixe, donc privilégié, lié à l'air au repos. Mais qu'est-ce que l'air au repos? — Sinon un amas de molécules innombrables qui sont animées, chacune, des vitesses les plus diverses en amplitude et en direction et qui s'agitent en tous sens dans l'incohérence du mouvement brownien.

Deux conclusions s'imposent alors inévitablement : la première est relative à la propagation et nous conduit à considérer la vitesse du son comme une vitesse statistique moyenne; la seconde est beaucoup plus importante; elle nous fait découvrir le concept physique de milieu de propagation que nous pouvons définir dans un volume particulier τ_0 comme attaché au référentiel dans lequel l'intégrale volumique vectorielle de toutes les quantités de mouvement de toutes les molécules est statistiquement égale à zéro.

$$\iiint_{\tau_0} \rho \cdot \mathbf{v} \cdot d\tau_0 = 0$$

Le trait qui surmonte l'intégrale indique qu'il s'agit d'une valeur moyenne statistique.

Si dans un référentiel \mathcal{R} , cette intégrale n'est pas nulle, et si nous pouvons définir une vitesse $-\mathbf{v}_0$ de déplacement relatif au référentiel associé au milieu en écrivant :

$$\frac{\iiint_{\tau_0} \rho \cdot \mathbf{v} \cdot d\tau}{\iiint_{\tau_0} \rho \cdot d\tau} = \mathbf{v}_0,$$

nous dirons que le milieu, défini dans le volume τ_0 , est à inertie stationnaire car nous pouvons écrire :

$$\iiint_{\tau_0} \rho \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) \cdot d\tau = 0.$$

Dans le référentiel \mathcal{R}_0 lié au milieu, les vitesses sont égales à $\mathbf{v}' = (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)$. Ce milieu se trouve donc bien défini par la valeur statistique moyenne nulle de l'intégrale,

$$\iiint_{\tau_0} \rho \cdot \mathbf{v}' \cdot d\tau_0 = 0.$$

Nous pouvons ainsi définir le référentiel de milieu relativement au volume τ_0 , comme le référentiel par rapport auquel la somme vectorielle de toutes les quantités de mouvement volumiques $\rho \cdot \mathbf{v}$, à l'intérieur du volume τ_0 choisi et fixé dans ce référentiel, reste constamment et statistiquement nulle.

Ceci ne définit en réalité qu'un milieu moyen relatif, puisqu'il dépend essentiellement du domaine d'intégration τ considéré.

Il est intéressant de noter que pour les phénomènes électromagnétiques, le milieu énergétique peut se définir de manière analogue. Nous savons en effet qu'en tout point de l'espace, où règnent des champs électriques et magnétiques, il est possible d'associer à ces champs une quantité de mouvement, par unité de volume, généralement appelée « impulsion », qui correspond au produit vectoriel de l'induction électrique par l'induction magnétique :

$$\mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0 = \rho_0 \cdot \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{D}_0 = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}.$$

Il existe alors également un référentiel particulier que nous pouvons associer au milieu lié au volume τ d'intégration pour lequel, dans ce référentiel,

$$\iiint_{\tau} (\rho \cdot \mathbf{v} + \mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0) \cdot d\tau = 0.$$

Dans cette égalité, $\rho \cdot \mathbf{v}$ doit comprendre, sans aucune exception, toutes les quantités de mouvement volumiques qui ne seraient pas contenues sous forme électromagnétique, dans l'expression $\mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0$. En fait, nous admettons que la quantité $\rho \mathbf{v}$ peut être traduite en termes électromagnétiques et que rien n'interdit d'écrire la forme équivalente :

$$(\rho \cdot \mathbf{v} + \mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0) = \mathbf{D} \wedge \mathbf{B}.$$

Ces considérations nous conduisent à formuler l'hypothèse suivante : les lois de l'électromagnétisme sont statistiquement

valides pour tout référentiel fixe lié au milieu dans lequel s'annule constamment l'intégrale volumique de la totalité des quantités de mouvement de toutes les énergies contenues dans le domaine τ attaché au référentiel comprenant les phénomènes observés, l'observateur, ainsi que tous les éléments qui interviennent dans la mesure et l'observation.

La valeur mesurée de la vitesse de la lumière n'est qu'une valeur statistique moyenne dépendant du milieu de propagation et ce milieu peut être également défini comme celui dans lequel la propagation des ondes électromagnétiques est isotrope.

Notons que la notion générale de milieu, telle qu'elle vient d'être définie, était déjà contenue, en partie, dans l'hypothèse d'existence du milieu subquantique. Cette notion essentielle, justifiée par l'existence des barycentres en mécanique classique, se devait d'être précisée, parce qu'elle constitue, en fait, la base de l'explication physique des théories quantique et ondulatoire et aussi de celle de la Relativité.

Les transformations de Lorentz conservent, en effet, la forme des équations de Maxwell et, par conséquent, celle des lois de l'électromagnétisme dans un milieu homogène. Elles ont donc l'avantage de tenir compte des rapports relatifs entre les phénomènes et le milieu. Elles permettent de prévoir les phénomènes, tels qu'ils se manifestent, lorsqu'ils sont ramenés au milieu d'observation.

Les lois établies par Ampère et Faraday ont permis à Maxwell, grâce à l'hypothèse géniale d'un courant de déplacement qui existe lors même de l'absence de toute charge, d'aboutir à la formulation générale des relations qui, complétées par H. A. Lorentz, régissent les champs et les inductions, électriques et magnétiques. Ces relations s'écrivent actuellement sous forme analytique :

$$\begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \\ \text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \\ \text{div } \mathbf{D} = \rho, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0. \end{array}$$

Dans le cas d'un milieu macroscopiquement homogène et où, par conséquent, la permittivité ϵ et la perméabilité μ peuvent être regardées comme des constantes, Lorentz a constaté qu'un certain

groupe de transformations mathématiques linéaires, où intervenait un coefficient constant ayant les dimensions d'une vitesse de déplacement, conservait la forme des équations du système 1. Ces transformations de Lorentz-Maxwell, nommées aussi, transformations relativistes, parce qu'elles sont à l'origine de la théorie de la Relativité restreinte, ne sont, parmi un ensemble plus large de transformations possibles, qu'un cas particulier. Ce cas fut choisi spécialement parce qu'il avait la propriété de conserver la charge électrique — charge que la théorie de l'électromagnétisme classique considère, par définition, comme un invariant fondamental.

La conclusion que nous pouvons et devons, sans commettre d'erreur, tirer de ces constatations, c'est que les transformations de Lorentz fournissent, à chaque instant, la distribution et la valeur des champs électriques et magnétiques relatifs à des charges en mouvement uniforme, dans un milieu macroscopiquement homogène et isotrope, à condition de connaître au départ cette distribution et cette valeur, relativement à un milieu identique, dans lequel les charges sont au repos. Les valeurs fournies sont macroscopiquement déterministes et les transformations de Lorentz ne peuvent, en aucune manière, nous renseigner sur les modifications éventuelles de formes et de structures au niveau microscopique des particules élémentaires. Elles sont, par contre, utilisables sur un plan macroscopique, dans tout milieu énergétique considéré comme homogène et isotrope et non pas uniquement, comme on pourrait le croire, dans les milieux non matériels.

MASSE D'INERTIE D'UN MILIEU ÉNERGÉTIQUE

Considérons un espace où l'énergie qui se manifeste est supposée pouvoir être traduite, en chaque point, sous forme électromagnétique. Nous allons admettre, comme nous l'avons déjà indiqué, qu'il est possible de définir, à tout instant et en tout point, une densité de quantité de mouvement $\frac{\partial p}{\partial \tau}$, telle que :

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = \mathbf{D} \wedge \mathbf{B}.$$

La quantité de mouvement globale, que nous pouvons associer à un volume τ défini dans le référentiel \mathcal{R} , est obtenue en calculant d'intégrale :

$$\iiint_{\tau} (\mathbf{D} \wedge \mathbf{B}) \cdot d\tau = \mathbf{P}.$$

S'il existe un référentiel \mathcal{R}_0 associé au volume fixe τ_0 , dans lequel l'énergie est stationnaire, nous pouvons écrire :

$$\iiint_{\tau_0} (\mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0) \cdot d\tau = 0.$$

Nous attacherons systématiquement à cette égalité l'hypothèse que le volume fixe τ_0 , associé au référentiel \mathcal{R}_0 , définit, dans ces conditions, un milieu isotrope pour la propagation des ondes électromagnétiques.

Imaginons, suivant les hypothèses et définitions posées, une décomposition des inductions électromagnétiques selon deux

composantes : $\mathbf{D}_0 = \mathbf{D} + \mathbf{d}$ et $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B} + \mathbf{b}$. L'intégrale de milieu s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \iiint_{\tau_0} (\mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0) \cdot d\tau \\ = \iiint_{\tau_0} [(\mathbf{D} \wedge \mathbf{B}) + (\mathbf{D} \wedge \mathbf{b}) + (\mathbf{d} \wedge \mathbf{B}) + (\mathbf{d} \wedge \mathbf{b})] \cdot d\tau = 0, \end{aligned}$$

soit :

$$\begin{aligned} \iiint_{\tau_0} (\mathbf{D} \wedge \mathbf{B}) \cdot d\tau + \iiint_{\tau_0} (\mathbf{d} \wedge \mathbf{b}) \cdot d\tau \\ = \iiint_{\tau_0} [(\mathbf{b} \wedge \mathbf{D}) + (\mathbf{B} \wedge \mathbf{d})] \cdot d\tau. \end{aligned}$$

Nous constatons que la somme vectorielle des quantités de mouvement, relatives à chacun des deux milieux considérés séparément, n'est pas égale à la quantité de mouvement globale du milieu constitué par l'ensemble des deux réunis.

Il est remarquable de constater que les milieux inter-agissent entre eux, en chaque point de l'espace, proportionnellement aux inductions électromagnétiques qui peuvent leur être respectivement associées.

Considérons la région τ où les valeurs de \mathbf{d} et \mathbf{b} restent négligeables devant celles de \mathbf{D} et \mathbf{B} , et choisissons, par contre, le volume τ_0 d'intégration suffisamment vaste pour pouvoir définir un référentiel \mathcal{R}_0 fixe, contenant en particulier l'observateur et le système d'observation. L'application des transformations de Lorentz nous permet, dans ce cas, de calculer simplement et avec une bonne approximation, la quantité de mouvement du milieu défini dans le volume τ , lui-même inclus dans τ_0 , lorsque ce milieu τ est à inertie stationnaire et se trouve animé d'une vitesse de déplacement uniforme v par rapport au référentiel isotrope \mathcal{R}_0 .

Il paraît légitime que le milieu en déplacement, qui est défini de façon restrictive dans le volume τ , soit pratiquement en annulant à inertie stationnaire. Cela s'exprime statistiquement en annulant la quantité de mouvement ramenée au référentiel \mathcal{R} :

$$\iiint_{\tau(\mathcal{R})} (\mathbf{D} \wedge \mathbf{B}) \cdot d\tau = 0.$$

En supposant la permittivité ε et la perméabilité μ constantes dans le volume \mathcal{R} , nous pouvons écrire dans \mathcal{R} .

$$\iiint_{\tau_1(\mathcal{R})} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}) \cdot d\tau = 0.$$

Choisissons deux trièdres de référence $O'xyz$ pour \mathcal{R} et $Ox_0y_0z_0$ pour \mathcal{R}_0 , de telle sorte que les axes $O'x$ et Ox_0 , dirigés suivant la vitesse relative \mathbf{v} du déplacement, soient colinéaires.

La quantité de mouvement, à un instant donné, calculée dans le volume apparent τ_1 correspondant à τ mais ramenée au trièdre $Ox_0y_0z_0$ relatif à \mathcal{R}_0 , admet comme projection sur l'axe Ox_0 :

$$\begin{aligned} P_{0x_0} &= \iiint_{\tau_1(\mathcal{R}_0)} (\mathbf{D}_0 \wedge \mathbf{B}_0) \cdot \mathbf{u}_0 \cdot d\tau_1 \\ &= \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{\tau_1(\mathcal{R}_0)} (\mathbf{E}_0 \wedge \mathbf{H}_0) \cdot \mathbf{u}_0 \cdot d\tau_1 \end{aligned}$$

\mathbf{u}_0 représente le vecteur unité de l'axe Ox_0 .

$\mathbf{D}_0 = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0$ représente l'induction électrique vue de \mathcal{R}_0 dans τ_1 .
 $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$ représente l'induction magnétique également vue de \mathcal{R}_0 dans τ_1 .

La vitesse des ondes électromagnétiques étant, par hypothèse, isotrope dans le référentiel \mathcal{R}_0 , comme elle l'est d'ailleurs dans le référentiel \mathcal{R} , les transformations de Lorentz sont applicables et permettent d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} E_{0x_0} = E_x \\ E_{0y_0} = \frac{1}{\alpha} (E_y + \mu_0 v H_z) \\ E_{0z_0} = \frac{1}{\alpha} (E_z - \mu_0 v H_y) \end{array} \right\} \begin{array}{l} H_{0x_0} = H_x \\ H_{0y_0} = \frac{1}{\alpha} (H_y - \varepsilon_0 v E_z) \\ H_{0z_0} = \frac{1}{\alpha} (H_z + \varepsilon_0 v E_y) \end{array} \end{array}$$

Dans ces relations, $\alpha = \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$, mais il faut aussi tenir compte des égalités, $dx_0 = \alpha dx$, $dy_0 = dy$, $dz_0 = dz$, qui entraînent la transformation $d\tau_1 = \alpha dt$.

Nous pouvons ainsi effectuer le calcul de P_{0x_0} dans le référentiel \mathcal{R} :

$$\begin{aligned} P_{0x_0} &= \frac{\varepsilon_0 \mu_0 v}{\alpha} \iiint_{\tau(\mathcal{R})} [\varepsilon_0 (E_y^2 + E_z^2) + \mu_0 (H_y^2 + H_z^2)] \cdot dt \\ &\quad + \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\alpha} (1 + \varepsilon_0 \mu_0 v^2) \iiint_{\tau(\mathcal{R})} (E_x H_x - E_x H_y) \cdot dt. \end{aligned}$$

Le milieu qui a été défini dans le volume τ (\mathcal{R}) étant un milieu à inertie stationnaire, le second terme du second membre de l'expression précédente est nul et nous pouvons écrire par conséquent :

$$P_{0x_0} = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 v}{\alpha} \iiint_{\tau(\mathcal{R})} [\varepsilon_0 (E_y^2 + E_z^2) + \mu_0 (H_y^2 + H_z^2)] \cdot dt.$$

La partie de cette expression, relative au signe d'intégration, est homogène à une énergie que nous appellerons W_0 . Cette énergie, caractéristique du milieu attaché au référentiel \mathcal{R} , est indépendante de la vitesse v .

P_{0x_0} est égal au module de la quantité de mouvement $m\mathbf{v}$ puisque nous avons supposé le milieu τ (\mathcal{R}) en déplacement uniforme suivant la direction de l'axe Ox_0 de \mathcal{R}_0 ; ce qui permet d'exprimer la masse :

$$m = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 W_0}{\alpha}.$$

Lorsque $v = 0$ et $\alpha = 1$, nous pouvons associer au milieu défini dans \mathcal{R} , l'énergie stationnaire W_0 ainsi que la masse d'inertie $m_0 = \varepsilon_0 \mu_0 W_0$. Mais $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = v_0$ représente la vitesse de propaga-

tion des ondes électromagnétiques dans le milieu d'observation \mathcal{R}_0 . Nous pouvons donc écrire également la relation $W_0 = m_0 v_0^2$.

L'expérience montre que la masse d'inertie est, en première approximation, indépendante du milieu de référence \mathcal{R}_0 alors que W_0 en dépend par l'intermédiaire de ε_0 et μ_0 . Il s'ensuit que lorsque la densité d'énergie du milieu isotrope défini relativement au référentiel \mathcal{R}_0 devient de plus en plus faible au voisinage du volume τ , l'énergie utilisable croît et tend vers $W = m_0 c^2$; c correspond à la limite supérieure vers laquelle tend la vitesse

$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, lorsque la densité d'énergie matière du milieu d'observation, au voisinage du phénomène observé, tend vers zéro [3].

Il semblerait donc que l'énergie de masse utilisable, dans un milieu où la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques est égale à v_0 , soit limitée à $W_0 = m_0 v_0^2$ ($v_0 < c$). Rappelons que cette vitesse v_0 représente une valeur moyenne, elle-même affectée par la concentration plus ou moins importante d'énergie dans le milieu.

Une loi connue, bien que très approchée, comme la loi de Gladstone, semble bien confirmer ce fait. Elle établit, en effet, une proportionnalité entre la variation relative de la vitesse de propagation v_0 et la masse spécifique $\frac{\partial m}{\partial \tau}$ du milieu qui est, elle-même, proportionnelle à la densité d'énergie matière. Cette loi s'écrit :

$$R_n \cdot \frac{\partial m}{\partial \tau} = (n - 1) = \frac{c - v_0}{v_0}.$$

Dans l'expression de la masse d'inertie obtenue précédemment, nous constatons un accroissement de l'énergie,

$$W = \frac{W_0}{\sqrt{1 - \epsilon_0 \mu_0 v^2}} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2}},$$

en fonction de la vitesse v du milieu en déplacement. Cet accroissement, confirmé par l'expérience, montre que la contribution de l'énergie W au milieu énergétique augmente en fonction de la vitesse. Il en résulte, d'après les définitions précédentes, un entraînement partiel du milieu variant avec la proximité plus ou moins grande de la zone en déplacement; entraînant que des mesures directes ne peuvent mettre en évidence : — de là l'échec des expériences de *Michelson et Morley* et le succès de la *théorie de la Relativité restreinte*. Les transformations de Lorentz rendent compte, à la fois, des transferts d'énergie à vitesse constante et de l'entraînement de milieu qui en résulte. Il faut cependant être très prudent quant à l'interprétation de ces transformations.

Elles ne sont qu'approchées. Il y a lieu de les considérer comme des relations remarquablement simples et commodes, qui permettent d'obtenir des résultats statistiquement valables relativement aux variations d'énergie et à la distribution des champs électromagnétiques, vus de l'extérieur et à distance des corps matériels. Elles conduisent, en particulier, à des résultats erronés quant aux énergies propres des milieux eux-mêmes.

Nous avons trouvé, en effet, pour l'énergie au repos du milieu attaché au référentiel \mathcal{R} , l'expression :

$$W_0 = \iiint_{\tau(\mathcal{R})} [\epsilon(E_x^2 + E_y^2 + E_z^2) + \mu(H_x^2 + H_y^2 + H_z^2)] \cdot d\tau, \quad [4]$$

alors que les lois de l'électromagnétisme classique fournissent une expression différente pour une énergie qui, en principe, devrait être la même :

$$W_0 = \frac{1}{2} \iiint_{\tau(\mathcal{R})} [\epsilon(E_x^2 + E_y^2 + E_z^2) + \mu(H_x^2 + H_y^2 + H_z^2)] \cdot d\tau.$$

Cette contradiction manifeste confirme les imperfections et les limites d'une théorie mathématique qui ne peut appréhender entièrement la réalité physique. Elle nous laisse entrevoir la complexité du réel et nous mène à la découverte d'une lacune importante dans l'ensemble des lois physiques connues; lacune que ne peut combler la spéculation mathématique dans un domaine qui a déjà été longuement exploré.

LES LOIS DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME
SUGGÈRENT L'HYPOTHÈSE
D'UNE VALEUR LIMITE UNIVERSELLE
DU CHAMP ÉLECTRIQUE

L'équation de Poisson, $\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0$, obtenue en combinant

les deux égalités, $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ et $\text{div } \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, suppose une distribution continue, dans l'espace, des fonctions potentielles V et de la densité de charge électrique ρ [5].

Les résultats expérimentaux montrent qu'il n'en est rien au niveau des atomes où la distribution des charges s'affirme être très nettement discontinue.

L'électricité se présente sous l'aspect de grains élémentaires, identiques en apparence, et qui occupent des zones presque ponctuelles d'énorme condensation de la charge. Alors qu'en dehors de ces points singuliers, l'équation de Laplace, $\Delta V = 0$, ($\mathbf{E} = -\text{grad } V$, $\text{div } \mathbf{E} = 0$) semble régir des champs électriques ayant un caractère continu. Il existe donc déjà, à ce niveau, un aspect discontinu ou continu selon que l'on considère le champ électrique ou les charges qui paraissent en être responsables.

Lorsque les phénomènes physiques revêtent ainsi un double aspect, la difficulté majeure réside dans l'application du principe de causalité.

- Est-ce la charge qui crée le champ électrique ?
- Est-ce le champ qui crée la charge électrique ?

Ou tous deux ne sont-ils finalement que les deux aspects d'un seul et même fait fondamental ? Et dans ce cas, la question se pose de savoir s'il existe une possibilité de reconnaître le fait dissimulé sous cette double apparence.

Lorsque les surfaces équipotentielles, $V = C^te$, sont des surfaces fermées qui ne présentent pas de point singulier, ce qui correspond aux cas pratiques, l'équation de Laplace entraîne nécessairement, à l'intérieur d'un volume limité par l'une de ces surfaces, l'existence d'une ou de plusieurs régions d'espace où la divergence n'est plus nulle. Cette équation, par conséquent, n'y est plus vérifiée.

Le champ, $\mathbf{E} = -\text{grad } V$, est toujours normal, en chaque point, à une surface $V = C^te$. D'après le théorème de Green et Ostrogradsky, le flux,

$$\iint_{V=C^te} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}, \text{ n'est pas nul; il est égal à l'intégrale de volume } \iiint_V \text{div } \mathbf{E} \cdot d\tau, \text{ et il faut admettre qu'il existe des régions où la divergence n'est pas nulle à l'intérieur du volume } \tau \text{ délimité par la surface régulière } V = C^te.$$

Pour éviter que les champs ne puissent prendre des valeurs infinies en certains points de l'espace, il doit donc exister, dans cet espace, un certain nombre de régions de dimensions finies où ces champs ont une divergence également finie et non nulle.

On a coutume, probablement à tort, de considérer que les charges électriques sont responsables des champs qu'elles créent et dont elles subissent en retour les actions; actions qui se traduisent par des forces qui sont, d'ailleurs, les seuls grandeurs directement mesurables. Il est bon de rappeler à ce sujet qu'un champ n'est autre qu'un vecteur ayant même direction, même grandeur et même sens, que la force qui s'exercerait sur un élément ponctuel de substance unité positive, placée au point considéré et qui ne serait que passive.

L'équation de Poisson possède, à ce sujet, un avantage qui mérite d'être signalé. Elle n'implique pas la notion de substance ou de charge électrique. Pour exprimer les forces qui résultent de l'action des champs électriques, il suffit, en effet, d'écrire la relation différentielle :

$$d\mathbf{F} = \mathbf{E} \cdot \text{div } \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\tau.$$

Cette relation, qui ne dépend que du champ \mathbf{E} et de ϵ_0 , laisse supposer qu'il est possible de ramener ainsi les phénomènes

électromagnétiques à une seule et même cause initiale que tout semble désigner comme étant le champ électrique. Il faut, toutefois, assigner à l'espace des propriétés physiques particulières liées à une hypothèse nouvelle qui concerne ce champ.

Puisque le champ électrique ne peut, physiquement, à aucun moment et en aucun point de l'espace, croître indéfiniment, nous admettrons, par hypothèse, qu'il existe, pour ce champ, une valeur limite supérieure absolue, ϵ_d , que nous calculerons par la suite... Nous appellerons gradient disruptif ou champ disruptif d'espace, cette valeur limite que les gradients ou les champs électriques ne dépassent jamais.

Cette hypothèse entraîne certaines remarques :

— La première est relative au champ magnétique qu'il faut considérer comme la manifestation des variations, dans le temps, du champ électrique. Numériquement, les équations de Maxwell permettent de calculer les valeurs du champ magnétique lorsque celles du champ électrique, ainsi que sa distribution et ses variations dans l'espace et dans le temps, sont connues. Dans le cas d'ondes électromagnétiques transverses, le champ magnétique est égal, au plus, au champ électrique multiplié par le coefficient $\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$.

Il existe donc, suivant le milieu, un champ magnétique limite qui satisfait à la relation : $\mathcal{H}_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \epsilon_d$.

— La deuxième remarque à faire concerne la discontinuité introduite par l'hypothèse d'existence du champ disruptif ϵ_d .

Que se passe-t-il à la limite ?

La réponse nous est donnée par une loi fondamentale de la Nature qui manque à l'ensemble des lois physiques actuellement connues. Nous l'appellerons « loi de matérialisation » parce qu'elle précise la façon dont s'effectue la transformation de l'énergie en matière.

Cette loi fondamentale, très importante, peut s'énoncer ainsi :
S'il arrive, dans un milieu isotrope à inerte stationnaire, qu'au cours du déroulement d'événements électromagnétiques, l'énergie se trouve concentrée en des zones où le champ électrique puisse atteindre la valeur limite ϵ_d , les propriétés de l'espace, dans ces zones limitées à des volumes élémentaires tenus $\Delta\tau$, se modifient

alors de telle sorte que la divergence du champ électrique y prend une valeur non nulle afin d'interdire tout dépassement de la valeur ϵ_d . Il existe alors, au moins, deux volumes microscopiques joints $\Delta\tau_0$ et $\Delta\tau_1$ finis, constituant la zone $\Delta\tau$, dans lesquels l'intégrale bornée de la divergence de l'induction électrique fournit respectivement les valeurs quantifiées : $+q$ et $-q$, avec $q = 1,60 \cdot 10^{-19}$ coulomb.

Lorsqu'il existe seulement deux volumes microscopiques joints $\Delta\tau_0$ et $\Delta\tau_1$, la particule équivalente est un photon et nous pouvons écrire les intégrales de volume :

$$\iiint_{\Delta\tau_0} \text{div } \mathbf{D} \cdot d\tau = -q, \quad \iiint_{\Delta\tau_1} \text{div } \mathbf{D} \cdot d\tau = +q,$$

avec $\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0 = \Delta\tau$.

Il est à noter cependant que la valeur moyenne de la divergence reste nulle dans le volume élémentaire $\Delta\tau$,

$$\text{div}_m \mathbf{D} = \frac{1}{\Delta\tau} \iiint_{\Delta\tau} \text{div } \mathbf{D} \cdot d\tau = 0.$$

Les équations de Maxwell fournissent alors une solution approchée, mais acceptable, qui décrit les phénomènes électromagnétiques associés à la propagation des photons lorsque les dimensions élémentaires, physiquement évaluées dans les expressions quantitatives des phénomènes, sont encore grandes par rapport à celles des volumes microscopiques $\Delta\tau_0$ et $\Delta\tau_1$ où le champ électrique est à sa limite disruptive.

Tout revient en somme, dans cette loi nouvelle, à considérer la charge électrique comme une région d'espace dont la structure se trouve modifiée par le champ disruptif qui entraîne l'apparition d'une divergence non nulle de l'induction électrique, $\text{div } \mathbf{D} \neq 0$. Si la divergence était nulle à cet endroit, la valeur du champ électrique ne pourrait être maintenue en deçà de la limite disruptive ϵ_d .

Une zone divergente d'espace ($\text{div } \mathbf{E} \neq 0$) peut se conserver si, le long de la surface limite la séparant d'avec l'espace non divergent environnant ($\text{div } \mathbf{D} = 0$), le champ électrique possède une valeur égale à la valeur disruptive ϵ_d . Cette surface de séparation se comporte comme un réflecteur parfait et oppose une barrière infranchissable aux ondes électromagnétiques dont le champ électrique tendrait à s'ajouter à ϵ_d .

Au niveau des zones divergentes élémentaires il n'existe plus de forces d'interaction au sens habituel du terme.

Une zone divergente apparaît, se maintient ou disparaît, selon que le champ électrique, dans la région considérée, atteint, conserve sa valeur limite disruptive ou décroît.

L'apparition des zones divergentes, et par conséquent celle de la matière, peut être considérée comme **un véritable phénomène de cavitation électromagnétique**. Par suite de la concentration d'énergie, les propriétés physiques de l'espace se trouvent soudainement modifiées de telle sorte que cette énergie est piégée, localement, par la présence de surfaces microscopiques parfaitement réfléchissantes qui résultent de cette modification. Ainsi se dissipe une part du mystère qui troublait J. A. Wheeler lorsqu'il écrivait : « Un étrange phénomène doit se produire dans cette région. Ou bien les équations de Maxwell ne sont plus valides. Ou bien la région est remplie d'une substance spéciale, une gelée électrique, un fluide magique au delà des explications [2] ». Les équations de Maxwell sont toujours valides à condition de les considérer, au niveau des particules élémentaires, comme des relations moyennes entre les valeurs statistiques des champs. Le véritable problème est surtout un problème de conditions aux limites qu'imposent les lois de la Physique et que la structure linéaire des systèmes mathématiques actuels ne permet pas d'exprimer simplement.

MANIFESTATION ÉLÉMENTAIRE DE L'ÉNERGIE-MATIÈRE, LE PHOTON, CORPUSCULE ET QUANTUM

À la lueur de la loi de matérialisation, il est intéressant d'examiner le comportement d'une onde électromagnétique, qui se propage dans un espace macroscopiquement « non divergent » (1) et qui répond aux lois exprimées par les équations de Maxwell :

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0.$$

Supposons que le champ électrique \mathbf{E} ait tendance à dépasser, localement et momentanément, la valeur ϵ_d dans une zone donnée de l'espace. Pour éviter le dépassement et obéir à la loi de matérialisation, il est raisonnable de penser que la Nature fait apparaître, dans la zone en question, un véritable condensateur microscopique (fig. 1) qui superpose au champ \mathbf{E} , son propre champ \mathbf{E}_c en opposition. Et cela de façon à ce que la résultante en module, $|\mathbf{E}| = |\mathbf{E} - \mathbf{E}_c|$, soit au plus égale à ϵ_d .

Il s'agit là d'une image simplifiée mais acceptable du phénomène qui accompagne la modification des propriétés de l'espace telle qu'elle se manifeste effectivement en accord avec l'hypothèse proposée.

Pour utiliser un modèle qui relève de l'électromagnétisme classique, tout en tenant compte de la loi de matérialisation, nous allons considérer les zones divergentes comme des circuits microscopiques localisés possédant une self et une capacité propres.

(1) Nous appellerons, par définition, espace « non divergent », tout espace dans lequel $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$, par opposition à l'espace « divergent » où $\operatorname{div} \mathbf{D} \neq 0$.

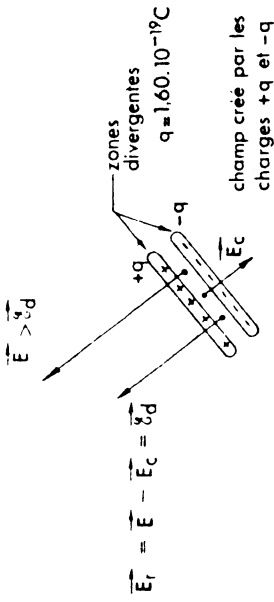


FIG. 1. — Limitation du champ électrique à la valeur $\epsilon_d \cdot |\mathbf{E} - \mathbf{E}_c| = |\mathbf{E}_r| = \epsilon_d$.

L'étude des lignes à constantes réparties sans pertes montre, en premier lieu, que pour des dimensions données, l'impédance caractéristique d'une telle ligne ne dépend que de la configuration spatiale et des caractéristiques du milieu de propagation. Lorsque la ligne est découpée, fictivement, en cellules élémentaires de self L_1 et de capacité C_1 , la matrice de transfert de chaque cellule, exprimée dans le formalisme opérationnel, peut s'écrire :

$$T_c = \left\| \begin{array}{cc} \text{Ch}\sqrt{L_1 C_1} \cdot p & \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cdot \text{Sh}\sqrt{L_1 C_1} \cdot p \\ \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \cdot \text{Sh}\sqrt{L_1 C_1} \cdot p & \text{Ch}\sqrt{L_1 C_1} \cdot p \end{array} \right\| \quad [6]$$

L'impédance caractéristique d'une telle cellule, identique à celle de la ligne, est égale dans ce cas à, $z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$.

Cette impédance caractéristique est en principe indépendante de la variable opérationnelle p et ne dépend, en conséquence, ni de la forme, ni de la fréquence, ni de l'intensité des signaux transmis.

Un guide d'onde élémentaire indéfini, à section rectangulaire, découpé dans un espace homogène, satisfait à ces conditions. Pour obtenir des relations simples, nous allons admettre que chaque circuit microscopique précédemment défini est une cellule élémentaire appartenant à un guide d'onde rectiligne à très petite section rectangulaire dont le côté de longueur Δa serait normal au champ magnétique et le côté Δb serait normal au champ électrique (fig. 2).

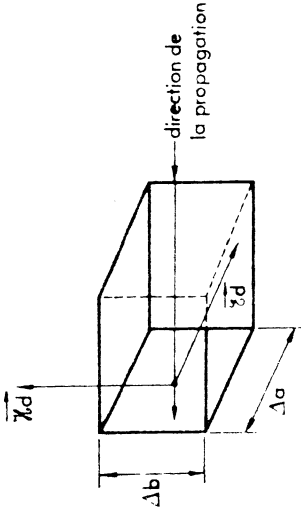


FIG. 2. — Cellule équivalente associée à une zone divergente.

L'impédance caractéristique d'un tel guide d'onde est égale à $z_0 = \frac{\Delta a}{\Delta b} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ ohm.

Nous pouvons donc admettre que les zones divergentes (div $\mathbf{D} \neq 0$), où le champ électrique atteint sa limite disruptive au sein d'une onde électromagnétique rapportée à un milieu stationnaire, correspondent à un ensemble de circuits localisés formant les cellules élémentaires d'un guide d'onde qui possède une self moyenne L_m et une capacité moyenne C_m telles que la valeur de l'impédance caractéristique,

$$z_0 = \frac{\Delta a}{\Delta b} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{L_m}{C_m}}$$

reste constante.

Nous pouvons ainsi démontrer, en nous référant à la loi de Lenz, équivalente à la relation de Maxwell-Faraday,

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

que si un circuit de résistance r , de self L et de capacité C variables, peut se déformer librement avec pour seule contrainte une impédance, $z = \sqrt{\frac{L}{C}}$, constante, ce circuit, lorsqu'il subit l'action d'une onde électromagnétique de pulsation $\omega = 2\pi\nu$, prend une position moyenne telle qu'il s'accorde sur la fréquence excita-

trix $v = \frac{\omega}{2\pi}$. Cela revient à dire que si l'on désigne respectivement par L_m et C_m la self et la capacité moyennes prises par le circuit quand il oscille autour de sa position moyenne, on doit avoir :

$$\frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = \omega = 2\pi v.$$

Appelons $z_m = r_m + j \left(L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega} \right)$ l'impédance moyenne du circuit et posons :

$$\frac{\left(L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega} \right)}{r_m} = \operatorname{tg} \varphi.$$

Pour obtenir le module $|z_m| = \frac{r_m}{\cos \varphi}$, nous supposons que l'induction, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \cdot \cos \omega t$, est uniforme dans la région d'espace occupée par le circuit.

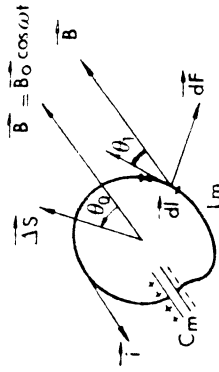


FIG. 3. --- Circuit équivalent à une zone divergente élémentaire.

En adoptant les sens positifs indiqués sur la figure 3, le courant i est égal en valeur algébrique à :

$$i = \frac{U}{|z_m|} = - \frac{\Delta S \cdot \cos \theta_0}{|z_m|} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} (\omega t - \varphi),$$

(1) N, B La résistance r_m , dans le cas de la propagation d'une onde électromagnétique, sans absorption ni défaut d'homogénéité, ne peut être qu'une résistance de rayonnement et nous pouvons écrire, $r_m = z_0$.

$$\text{soit : } i = \frac{\Delta S \cdot \cos \theta_0 \cdot B_0 \omega \cos \varphi}{r_m} \cdot \sin (\omega t - \varphi).$$

La force élémentaire $d\mathbf{F}$ qui agit sur un élément de longueur dl du circuit, $d\mathbf{F} = i \cdot d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B}$, est donnée en valeur algébrique par l'égalité :

$$dF = i \cdot dl \cdot \sin \theta_1 \cdot B$$

$$dF = \cos \theta_0 \cdot \sin \theta_1 \cdot \frac{\Delta S B_0^2 \omega}{r_m} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) \cdot dl.$$

La force élémentaire moyenne calculée sur une période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ vaut en valeur algébrique :

$$dF_m = \frac{1}{T} \int_0^T dF \cdot dt = - \frac{\Delta S \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \theta_1 \cdot B_0^2 \omega}{4r_m} \cdot \sin 2\varphi \cdot dl.$$

Cette force élémentaire moyenne est nulle pour $\varphi = 0$, soit $L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega} = 0$.

Lorsque $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}$, le circuit peut alors être considéré comme soumis à des oscillations mécaniques autour d'une position moyenne d'équilibre.

Compte tenu des sens positifs adoptés, $\varphi < 0$ entraîne $\left(L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega} \right) < 0$ et $dF_m > 0$. La boucle du circuit tend à s'élargir, augmentant la self L_m ainsi que la capacité C_m parce que nous avons supposé $z_0 = \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} = C_1^{10}$.

La valeur de l'impédance $L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega}$ croît alors pour se rapprocher de zéro et le circuit revient vers sa position moyenne d'équilibre. Dans le cas où $\varphi > 0$, on a également $\left(L_m \omega - \frac{1}{C_m \omega} \right) > 0$ et $dF_m < 0$; la boucle tend à se rétrécir, diminuant la self et la capacité, et force également le retour vers la position moyenne

d'équilibre. Le circuit élémentaire oscille donc à la fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ autour d'une position moyenne.

A ces résultats, qui ne font appel qu'aux lois classiques de l'électromagnétisme, associons la loi de matérialisation qui impose aux champs électriques une limite entraînant l'apparition des régions microscopiques divergentes $\Delta\tau_0$ et $\Delta\tau_1$ telles que :

$$\iiint_{V_0} \text{div } \mathbf{D} \cdot d\tau_0 = -q \quad \text{et} \quad \iiint_{\Delta\tau_1} \text{div } \mathbf{D} \cdot d\tau_1 = +q$$

avec $\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 = \Delta\tau$ et $q = 1,60 \cdot 10^{-19}$ coulomb.

Les circuits élémentaires correspondent, dans ce cas, à des doublets constitués par les deux volumes divergents $\Delta\tau_0$ et $\Delta\tau_1$. Ces doublets microscopiques sont formés de charges $+q$ et $-q$ qui apparaissent et disparaissent aux points de concentration des champs électriques disruptifs en s'accordant sur la fréquence de l'onde excitatrice.

Nous admettrons, comme nous l'avons montré, que la self moyenne L_m et la capacité moyenne C_m , associées à chaque doublet, vérifient les deux relations :

$$\sqrt{\frac{L_m}{C_m}} = z_0 = C\tau_0 \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = 2\pi\nu.$$

L'énergie maximale transmise par période et par doublet vaudrait, en régime supposé sinusoïdal :

$$w = \left(\frac{1}{2} \frac{q^2}{C_0} + \frac{1}{2} L_0 i^2 \right) \quad [7]$$

Nous avons admis qu'il existait, dans l'onde électromagnétique, un champ magnétique limite correspondant à \mathcal{E}_d et tel que

$$\sqrt{\epsilon_0 \mathcal{E}_d} = \sqrt{\mu_0 \mathcal{H}_d}. \quad \text{Les énergies électriques } \frac{1}{2} \frac{q^2}{C_0} = \frac{\epsilon_0 \mathcal{E}_d^2}{2} \Delta\tau, \quad \text{et}$$

$$\text{magnétique, } \frac{1}{2} L_0 i^2 = \frac{\mu_0 \mathcal{H}_d^2}{2} \Delta\tau, \quad \text{sont donc égales, et par consé-}$$

quent, $w = \frac{q^2}{C_0}$. La charge q étant constante, seule C varie.

L'énergie w est maximale lorsque C_0 représente la capacité minimale du doublet. Nous pouvons écrire, en régime sinusoïdal,

la relation, $C = \frac{C_0}{\sin^2 \omega t}$; ce qui permet de calculer la valeur moyenne C_m de cette capacité :

$$\frac{1}{C_m} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \frac{1}{C_0} \sin^2 \omega t \cdot dt = \frac{1}{2C_0}.$$

Nous obtenons alors : $w = \frac{2q^2}{C_m}$.

Il suffit de tenir compte des relations admises précédemment, pour calculer la valeur de $\frac{1}{C_m}$ en fonction de l'impédance caractéristique z_0 et de la fréquence ν de l'onde excitatrice :

$$\frac{1}{C_m} = \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = 2\pi z_0 \nu,$$

d'où :

$$w = 4\pi \cdot z_0 \cdot q^2 \cdot \nu$$

Le coefficient $4\pi z_0 q^2$ qui dépend du milieu par l'intermédiaire de l'impédance caractéristique, $z_0 = k_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$, exprime une quantification de l'énergie, en fonction de la fréquence, au niveau des zones divergentes.

A l'opposé des méthodes théoriques habituelles, il n'est besoin de faire appel qu'à des notions élémentaires pour obtenir un résultat qui exige, cependant, plusieurs hypothèses, un raisonnement physique et un effort constant d'évaluation des possibilités du réel. Cet effort trouve justement une heureuse issue dans l'établissement d'un modèle concret du phénomène « photon » et dans les révélations d'une portée, sans doute considérable, qu'apporte finalement ce modèle.

— Une première constatation importante concerne l'aspect quantique des phénomènes. Un photon n'apparaît que dans le cas où la valeur disruptive \mathcal{E}_d du champ électrique est atteinte. Il peut donc exister, quelle qu'en soit la fréquence, des ondes électromagnétiques admettant une distribution continue régie par les équations de Maxwell, même au niveau microscopique, et qui ne contiennent, par suite, aucun photon. Ce ne sont ni les longueurs

d'onde, ni les fréquences, qui sont à l'origine des régions divergentes où sont localisés les quanta d'énergie. Cela dépend essentiellement de la façon dont les ondes électromagnétiques sont émises. Il est certain que Max Planck avait déjà soupçonné ce fait lorsqu'il écrivit : « Nous devons bon gré mal gré, nous résoudre à accepter que ces quanta de lumière possèdent une existence réelle, du moins au moment de leur production. »

Si la limite disruptive du champ électrique est, en effet, atteinte à l'émission, ce qui est le cas, comme nous le verrons plus loin, lorsqu'un électron subit une action soudaine et brève, des zones divergentes apparaissent. Ces zones divergentes sont limitées par des couches disruptives qui se comportent comme des conducteurs parfaits et constituent momentanément, en un point de l'espace, les parois infranchissables, parce que parfaitement réfléchissantes, d'un guide d'onde évanescant.

La plus grande partie de l'énergie se trouve alors concentrée en des points successifs distribués le long d'une trajectoire pratiquement rectiligne, dans un milieu statistiquement homogène, donnant à l'observateur l'impression du déplacement d'une particule individualisée.

Les photons constituent, en somme, le cas limite où l'énergie hésite encore entre les deux aspects, matériel et non-matériel, de ses manifestations.

Notons que dans le cas où l'émission se fait sans que le champ électrique ait atteint sa valeur limite disruptive, l'énergie n'a plus de raison de se maintenir sous forme quantifiée et elle diffuse dans le milieu environnant. Si la valeur de cette énergie est du même ordre de grandeur que celle d'un photon par exemple, seul un bilan énergétique peut alors la mettre en évidence. La mise en œuvre des moyens physiques de détection habituellement adaptés aux particules localisées présente des difficultés presque insurmontables à cause de l'absence d'effet « photo-électrique ». Ces difficultés d'interaction permettent d'expliquer, finalement, sans être en contradiction avec l'expérience, ce qui est très probablement l'hypothétique « neutrino » : une simple dématérialisation de l'énergie sous forme électromagnétique diffuse qui apparaît lors de la séparation des charges.

D'une manière générale, les transferts d'énergie électromagnétique présentent simultanément, en des proportions variables selon le cas, un double aspect quantique et continu.

— La seconde constatation que nous pouvons faire est relative à la constante de Planck. Il serait tentant d'écrire que le coefficient que nous venons de calculer, $4\pi z_0 q^2$, que nous pouvons écrire, $4\pi k_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot q^2$, est égal à la constante h . Mais h est, d'une part, une constante universelle indépendante du milieu de propagation et, d'autre part, l'énergie d'un photon étant étalée sur une longueur d'onde, il doit exister deux maximums opposés du champ électrique, donc deux régions divergentes qui constituent le même photon.

Il faut noter, cependant, comme dans le cas de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques qui admet pour limite c , que le coefficient de quantification va tendre également vers une limite qui doit être égale, dans le cadre des hypothèses émises, à la moitié de la constante de Planck.

Nous pouvons donc écrire dans ces conditions :

$$\frac{h}{2} = 4\pi k_0 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot q^2, \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = c.$$

Ce résultat se retrouve identiquement, bien que k_0 ne soit pas explicite, dans l'expression de la constante de structure fine, $\alpha_0 = \frac{q^2}{2\epsilon \cdot h \cdot c}$, qui fournit l'expression équivalente :

$$h = \frac{q^2}{2\epsilon \cdot \alpha_0 \cdot c} = \frac{1}{2\alpha_0} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot q^2.$$

Cette équivalence conduit au calcul de la valeur numérique du coefficient k_0 :

$$k_0 = \frac{1}{16\pi\alpha_0} \approx 2,725.$$

NOTA : Il est très curieux de constater que dans les limites d'une erreur relative de 3 %₀₀ que l'on peut attribuer aux mesures, k_0 est égal au nombre, $e = 2,718...$, base des logarithmes népériens.

« L'une des choses les plus improbables, comme l'écrivait PAUL KIRCHBERGER, c'est la coïncidence de deux nombres que l'on avait tout lieu de croire indépendants, et il ajoutait plus une conséquence apparaissait invraisemblable, plus sa vérification sera probante pour la théorie dont elle découle » [8].

Une telle coïncidence est si hautement improbable qu'elle n'est cer-

Nous voyons qu'un photon ne possède aucune individualité. Son énergie ne peut correspondre à une fréquence pure, malgré l'hypothèse simplificatrice de la relation de quantification, car cela n'est possible que dans le cas d'ondes sinusoïdales à répartition continue et indéfinie. C'est cet aspect non sinusoïdal et discontinu du photon qui conduit à établir la relation d'incertitude. Aspect discontinu qui est la conséquence de l'existence du champ limite disruptif et de la modification corrélatrice des propriétés physiques de l'espace au niveau des régions microscopiques divergentes.

Les lois de l'électromagnétisme classique appliquées au photon, nous suggèrent l'image d'une énergie électromagnétique qui se propage dans un guide d'onde dont les parois infranchissables, équivalentes à des charges probablement lamellaires $+q$ et $-q$ ($q = 1,60 \cdot 10^{-19}$ coulomb), qui apparaissent et disparaissent de proche en proche en suivant l'onde qui les créent, s'opposent à la diffusion et maintiennent l'énergie prisonnière le long de sa trajectoire de propagation (fig. 4).

L'impédance caractéristique Z_0 d'un tel guide d'onde est égale à $k_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ et lorsque la densité de matière du milieu diminue et tend vers zéro, cette impédance croît et tend vers la valeur limite :

$$Z_0 = \frac{h}{8\pi \cdot q^2} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{k_0}{\epsilon} \approx 1\,025 \text{ ohms.}$$

Il faut noter que ce résultat n'est pas le fait du hasard. Et rien n'interdit, si l'on ne peut en donner encore une explication théorique rationnelle, de poser par hypothèse que k_0 est égale à $e = 2,71828...$

L'expression du coefficient de quantification s'écrit alors :

$$h_0 = 8\pi \epsilon \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot q^2,$$

et celle de la constante de Planck :

$$h = 8\pi \epsilon \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot q^2, \quad \text{ou encore,} \quad h = \frac{8\pi \epsilon \cdot q^2}{\epsilon \cdot c}.$$

La constante de structure fine devient un nombre remarquable :

$$\alpha_0 = \frac{1}{16\pi \epsilon}.$$

Ces résultats révèlent une part de la nature intime des photons et nous renseignent sur la façon dont ils se propagent.

Le photon admet donc, dans le vide, une impédance caractéristique d'environ 1 025 ohms.

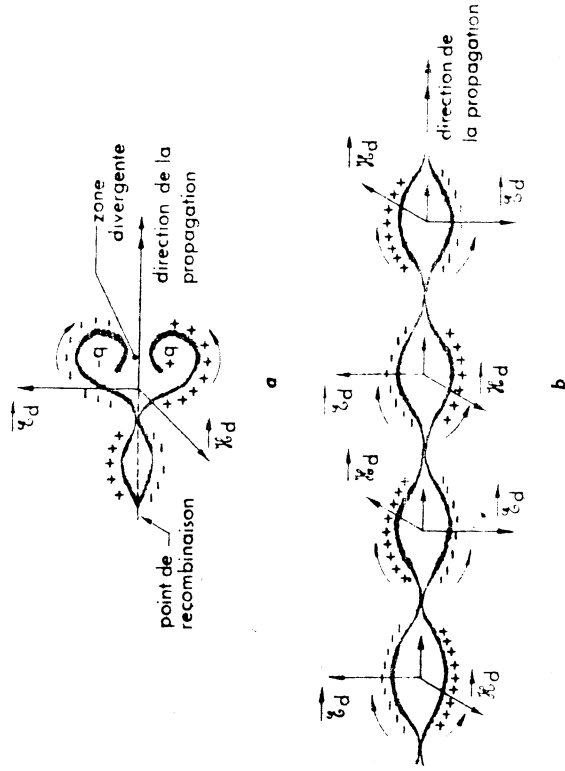


FIG. 4. — Images de photons

telles que la loi de matérialisation permet de les imaginer.

- a) Aspect probable des zones divergentes d'un photon isolé (photon ?)
b) Aspect probable d'un train de photons (photons de lumière visible).

En appelant $\Delta\tau$ le volume élémentaire dans lequel régnent les champs disruptifs électrique \mathcal{E}_d et magnétique \mathcal{H}_d , nous pouvons écrire l'expression correspondante de la quantité de mouvement :

$$\Delta\mathbf{p} = (\epsilon_0 \mathcal{E}_d \wedge \mu_0 \mathcal{H}_d) \cdot \Delta\tau. \quad (\text{voir p. 9})$$

Pour le photon, ces champs ont été supposés être perpendiculaires entre eux et $\sqrt{\epsilon_0} |\mathcal{E}_d| = \sqrt{\mu_0} |\mathcal{H}_d|$. En appelant \mathbf{u} le vecteur unité du produit vectoriel $\mathcal{E}_d \wedge \mathcal{H}_d$, dirigé dans le sens de la propagation, nous pouvons écrire :

$$\Delta\mathbf{p} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot (\epsilon_0 \mathcal{E}_d^2) \cdot \mathbf{u} \cdot \Delta\tau.$$

En tenant compte de la relation $\epsilon_0 \epsilon_d^2 \cdot \Delta \tau = \Delta W = h_0 \nu$, et en posant, $t_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, nous obtenons finalement :

$$\Delta p = \frac{h_0 \nu}{t_0} \cdot \mathbf{u} = \frac{h_0 \nu}{t_0^2} \cdot \mathbf{v}_0 = m \cdot \mathbf{v}_0 \quad [9]$$

Nous pouvons donc attribuer au photon une masse, $m = \frac{h_0 \nu}{t_0^2}$, ainsi qu'une quantité de mouvement qui vaut, en module, $\frac{h_0 \nu}{v_0} = 8\pi k_0 \mu_0 q^2 \cdot \nu$.

Les preuves expérimentales de la quantification de l'énergie et celles de l'existence des photons sont suffisamment abondantes pour qu'il ne soit pas utile d'y revenir et de s'y attarder.

L'énergie d'un quantum peut varier de deux façons différentes selon le cas, soit par variation de la fréquence ν lorsque le milieu n'est pas vu de manière homogène par le photon, relativement à sa longueur d'onde (effet Compton), soit par variation du coefficient h_0 , dans le cas contraire où les milieux conservent un aspect homogène relativement aux longueurs d'onde. Les lois de Descartes sont une preuve intéressante et simple de la variation du coefficient de quantification en fonction des caractéristiques des milieux.

Ces lois, comme nous le savons, sont relatives à des trains de photons lumineux auxquels nous pouvons appliquer statistiquement, les lois classiques de la mécanique reposant sur les principes de conservation de l'énergie et des quantités de mouvement.

Imaginons deux milieux de caractéristiques différentes, $\mathcal{R}_0(\epsilon_0, \mu_0)$ et $\mathcal{R}_1(\epsilon_1, \mu_1)$, délimités par la surface de séparation S. Les coefficients de quantification h_0 et h_1 ont respectivement, dans ces deux milieux, les valeurs, $8\pi k_0 q^2 \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ et $8\pi k_0 q^2 \cdot \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}$. En

posant $t_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ et $v_1 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}}$, nous pouvons exprimer le rapport de ces coefficients,

$$\frac{h_0}{h_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_0}{\epsilon_0 \mu_1}} = \frac{\mu_0}{\mu_1} \cdot \frac{v_0}{v_1}$$

Supposons qu'un pinceau de lumière monochromatique, contenant n_0 photons initiaux de fréquence ν dans le milieu \mathcal{R}_0 , arrive sur la surface S (fig. 5). Appelons n le nombre des photons réfléchis, n_1 le nombre des photons réfractés, i l'angle d'incidence, i' l'angle de réflexion et r l'angle de réfraction. Choisissons comme plan de référence, le plan xOy qui contient le pinceau de photons incidents ainsi que la normale à la surface de séparation S.

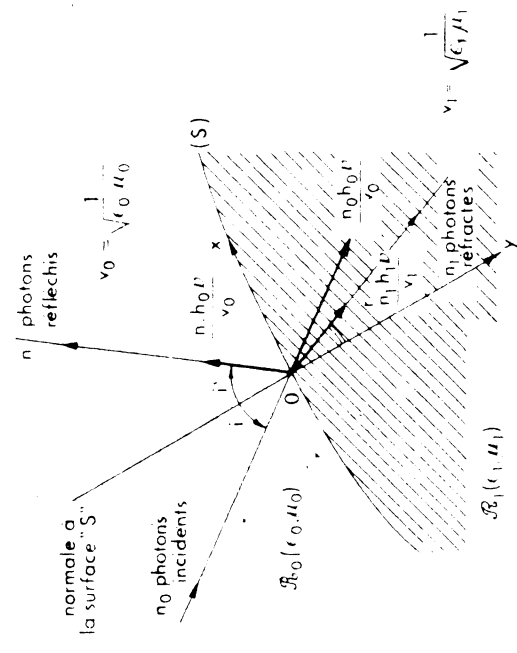


FIG. 5. — Réflexion et réfraction d'un pinceau de photons sur la surface de séparation de milieux ayant des caractéristiques différentes.

Les relations de conservation des quantités de mouvement, ainsi que celle de conservation de l'énergie s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{n_0 h_0 \nu}{t_0} \sin i &= \frac{n_1 h_1 \nu}{v_1} \sin r + \frac{n h_0 \nu}{t_0} \sin i' \\ \frac{n_0 h_0 \nu}{t_0} \cos i &= \frac{n_1 h_1 \nu}{v_1} \cos r - \frac{n h_0 \nu}{t_0} \cos i' \\ n_0 h_0 \nu &= n h_0 \nu + n_1 h_1 \nu \end{aligned}$$

Si les deux milieux apparaissent aux photons, statistiquement homogènes, à la fréquence ν , cette fréquence ne varie pratiquement pas, et les relations précédentes se simplifient et s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{n_0 h_0}{v_0} \sin i &= \frac{n_1 h_1}{v_1} \sin r + \frac{n h_0}{v_0} \sin i' \\ \frac{n_0 h_0}{v_0} \cos i &= \frac{n_1 h_1}{v_1} \cos r - \frac{n h_0}{v_0} \cos i' \\ n_0 h_0 &= n h_0 + n_1 h_1 \end{aligned}$$

Les lois de la réflexion nous imposent $i = i'$, égalité compatible avec les équations écrites. Nous pouvons alors en tirer la relation :

$$\sin i = \left(\frac{n_1}{n_0 - n} \right) \cdot \frac{h_1}{h_0} \cdot \frac{v_0}{v_1} \sin r, \text{ et en utilisant la troisième égalité, } \left(\frac{n_1}{n_0 - n} \right) \cdot \frac{h_1}{h_0} = 1, \text{ nous obtenons finalement :}$$

$$\sin i = \frac{v_0}{v_1} \sin r$$

Ce résultat connu, en accord avec les lois de Descartes, conduit aux conclusions générales suivantes :

— Les régions divergentes qui correspondent aux photons, obéissent aux mêmes lois de propagation que les ondes électromagnétiques qui les accompagnent.

— Pour une même fréquence et une même énergie ramenée au milieu de propagation, le nombre de photons est d'autant plus grand que la vitesse de propagation est plus faible.

— Les photons, comme nous l'avons déjà vu, n'ont aucune individualité : ils sont indiscernables et seront soumis, sur le plan du calcul statistique, à la loi de Bose-Einstein. Leur nombre peut varier dans leur course, au hasard des fluctuations des champs électriques au voisinage de la valeur limite disruptive ξ_p .

Il y a lieu de préciser que les relations écrites ne tiennent compte que des énergies et des trajectoires; elles sont donc incomplètes car les directions des champs n'y apparaissent pas. Nous ne pouvons, en conséquence, prévoir et calculer un quelconque effet de polarisation et encore moins mettre en évidence, par exemple,

le cas particulier de réfraction qui correspondrait à l'incidence brewstérienne.

Les équations de Maxwell, toujours valables, viennent alors à notre aide.

Dans le cas que nous avons envisagé précédemment, le coefficient de réflexion est égal à $\frac{n}{n_0} = \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$, et correspond, d'après les équations de Maxwell, à des photons polarisés de telle sorte que les champs électriques restent parallèles au plan tangent à la surface de séparation des deux milieux et s'annulent sur cette surface. Dans les autres cas, les équations de conservation des quantités de mouvement semblent ne plus être vérifiées et montrent que la surface de séparation réagit tangentiellement sur les photons réfractés. Sous l'incidence de Brewster, en particulier, les vecteurs de Poynting incident et réfracté ont effectivement des directions différentes.

Nous pouvons déjà conclure que le comportement des photons est en plein accord avec les lois de la mécanique quantique et celles de l'électromagnétisme classique.

L'existence du champ disruptif explique clairement cet accord et supprime toutes les contradictions de principe qui alourdisaient la compréhension des phénomènes. Mais il y a lieu de considérer désormais, qu'un rayon lumineux, même lorsqu'il contient des photons en grand nombre, comprend aussi des ondes électromagnétiques du type classique de faible amplitude.

La théorie proposée nous oblige à admettre les deux possibilités qui ne se distinguent, l'une de l'autre, que par l'existence de la limite disruptive du champ électrique ξ_d dont l'effet photo-électrique traduit expérimentalement l'une des conséquences physiques les plus probantes.

ACTION DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES SUR LES ZONES DIVERGENTES. L'ÉLECTRON ET LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

Les lois qui gouvernent les phénomènes au sein des espaces divergents sont encore inconnues. Ces espaces, limités à des volumes d'autant plus réduits que l'énergie est plus importante, ont généralement des dimensions d'une extrême petitesse comparées aux distances qui s'étendent entre eux.

Ces zones divergentes sont en perpétuelle agitation. Elles se déforment et vibrent en subissant l'action énergétique du milieu qui les contient et dont elles constituent la trame.

Aucun des moyens physiques mis à notre disposition ne possède, pour l'instant, l'extrême finesse nécessaire à l'examen de ces sanctuaires subtils où se trouvent jalousement gardés les ultimes secrets de l'Univers.

Pour comprendre, il n'existe pas vraiment d'autre possibilité que d'essayer d'imaginer et d'échafauder les hypothèses, suivant une certaine logique, en espérant qu'un contrôle expérimental indirect pourra en fournir une vérification plausible. Seule l'hypothèse est susceptible de mener à la compréhension rationnelle des phénomènes qui demeurent inaccessibles à l'expérimentation directe.

Nous allons tenter d'étudier, dans cet esprit, l'action des champs électriques et magnétiques sur les condensateurs microscopiques qui constituent, selon l'hypothèse initiale, les éléments des guides d'onde associés aux zones divergentes.

Le principe de matérialisation nous conduit à admettre que la valeur du champ électrique, dans l'espace compris entre les

ACTION DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES 39

armatures de ces minuscules condensateurs, est voisine de la valeur disruptive \mathcal{E}_d , laquelle est atteinte effectivement au niveau même des armatures puisqu'elle est responsable de leur existence. Cela veut dire que dans cet espace, la somme vectorielle du champ E dû aux charges localisées sur les armatures du condensateur associé, et du champ ΔE créé, au même point, par le milieu environnant, ne peut être égale qu'à \mathcal{E}_d .

Soit : $E + \Delta E = \mathcal{E}_d$.

La connaissance du champ d'action extérieur ΔE permet donc de déterminer, au sein de la zone divergente, le champ E créé par les couches disruptives. (fig. 6).

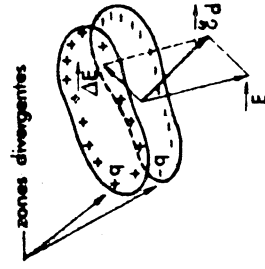


FIG. 6. — Composition vectorielle probable des champs au sein d'une zone divergente. E est le champ créé par les couches disruptives, et ΔE le champ dû au milieu extérieur.

Nous pouvons supposer, en première approximation, que l'onde électromagnétique prisonnière des couches disruptives est transverse et que le champ magnétique \mathcal{H}_d est lié au champ \mathcal{E}_d par la relation : $\sqrt{\mu} |\mathcal{H}_d| = \sqrt{\epsilon} |\mathcal{E}_d|$.

Dans le volume $\Delta\tau$ où elle se trouve concentrée en quasi-totalité, l'énergie w peut alors avoir pour expression :

$$w = \frac{1}{2} (\epsilon \mathcal{E}_d^2 + \mu \mathcal{H}_d^2) \cdot \Delta\tau = \epsilon \cdot \mathcal{E}_d^2 \cdot \Delta\tau.$$

La présence du champ ΔE créé par le milieu environnant entraîne nécessairement une variation d'énergie. Initialement,

$w_0 = \frac{1}{2} (\epsilon \mathcal{E}_d^2 + \mu \mathcal{H}_d^2) \cdot \Delta\tau_0$, et la variation est liée à la modification du volume $\Delta\tau$ puisque les champs, dans les zones divergentes, conservent une valeur extrêmement voisine de la valeur disruptive. Nous devons admettre alors, conformément au principe de conservation, que la part d'énergie initiale, apportée par

l'onde électromagnétique piégée avant l'intervention du champ $\Delta\mathbf{E}$, reste la même en quantité; ce qui veut dire que l'égalité :

$$\frac{1}{2}(\varepsilon\mathcal{E}_d^2 + \mu\mathcal{H}_d^2) \cdot \Delta\tau_0 = w_0 = \frac{1}{2}[\varepsilon(\mathcal{E}_d - \Delta\mathbf{E})^2 + \mu\mathcal{H}_d^2] \Delta\tau,$$

doit être vérifiée.

Nous pouvons ainsi calculer la variation d'énergie :

$$\Delta w = (w - w_0) = \varepsilon \cdot \left[\mathcal{E}_d \cdot \Delta\mathbf{E} - \frac{(\Delta\mathbf{E})^2}{2} \right] \cdot \Delta\tau.$$

Sous l'action du champ $\Delta\mathbf{E}$ s'exerçant dans un milieu supposé homogène et de caractéristiques constantes, un photon doit subir, en conséquence, une variation relative d'énergie et de fréquence fournie, à chaque instant, par la relation :

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{\Delta v}{v} = \frac{\mathcal{E}_d \cdot \Delta\mathbf{E} - \frac{(\Delta\mathbf{E})^2}{2}}{(\mathcal{E}_d)^2}$$

L'étude de l'action d'un champ magnétique $\Delta\mathbf{H}$, sur une zone divergente d'énergie, $w = h\nu$, conduit à une expression tout à fait semblable qui résulte des mêmes considérations énergétiques :

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{\Delta v}{v} = \frac{\mathcal{H}_d \cdot \Delta\mathbf{H} - \frac{(\Delta\mathbf{H})^2}{2}}{(\mathcal{H}_d)^2}$$

Lorsque les valeurs des champs d'interaction $\Delta\mathbf{E}$ et $\Delta\mathbf{H}$ sont négligeables comparées à celles des champs limites \mathcal{E}_d et \mathcal{H}_d qui sont, pour leur part, extrêmement élevées, nous pouvons écrire :

$$\frac{\Delta v}{v} \simeq \frac{\mathcal{E}_d \cdot \Delta\mathbf{E}}{(\mathcal{E}_d)^2}, \quad \text{dans le cas électrique, et,}$$

$$\frac{\Delta v}{v} \simeq \frac{\mathcal{H}_d \cdot \Delta\mathbf{H}}{(\mathcal{H}_d)^2}, \quad \text{dans le cas magnétique.}$$

Si, de plus, ces champs d'interaction et les champs disruptifs se trouvent être colinéaires, nous sommes alors conduits aux expressions très simples suivantes :

$$\frac{\Delta v}{v} \simeq \pm \frac{|\Delta\mathbf{E}|}{|\mathcal{E}_d|} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta v}{v} \simeq \pm \frac{|\Delta\mathbf{H}|}{|\mathcal{H}_d|}.$$

Le double signe indique que les champs $\Delta\mathbf{E}$ et \mathcal{E}_d peuvent être de même sens ou de sens opposés.

Notons que ces variations traduisent des échanges avec le milieu environnant qui est surtout, suivant la définition que nous en avons donnée, constitué souvent par les zones de concentration d'énergie les plus proches, c'est-à-dire les particules les plus voisines.

Au niveau microscopique, à cause de l'existence des champs disruptifs, ces échanges se font, comme nous le savons, suivant des lois quantiques. Mais les relations qui viennent d'être établies nous permettent de préciser ce mécanisme d'échange en liaison avec les lois de l'électromagnétisme classique. Suivant la façon dont le photon subit l'action d'un champ électrique ou magnétique, on doit observer un étalement du spectre autour de la fréquence ν , (échange non quantifié) ou bien l'apparition de raies dues aux résonances électromagnétiques responsables de la quantification (échange quantifié).

Les champs les plus élevés que nous savons produire en laboratoire sont bien trop faibles encore par rapport à $|\mathcal{E}_d|$ et $|\mathcal{H}_d|$ pour que ce phénomène puisse être directement observé. Par contre, des champs intenses, comparables à ceux qui règnent au voisinage de noyaux atomiques peuvent, au moment de l'émission d'un photon, avoir une action observable. Si le photon acquiert ou cède le complément d'énergie $h\nu$, ce complément lui est nécessairement fourni ou pris par le milieu ou la particule avec laquelle s'effectue l'échange... Sans entrer dans le détail des résultats connus, nous savons que lorsque les échanges d'énergie sont quantifiés, la mécanique quantique permet de calculer les raies spectrales qui en résultent et nous pouvons, ainsi, connaître la valeur des champs d'interaction. (Effet Zeemann, par exemple).

Grâce à la connaissance du champ disruptif qui traduit une solution de continuité dans les propriétés de l'espace, les lois de l'électromagnétisme apportent finalement à la mécanique quanti-

que, un complément vectoriel indispensable qui avait été rejeté à cause de son caractère continu apparemment contradictoire.

Reprenons, en particulier, l'expression classique du champ électrique associé à un électron supposé au repos :

$$\mathbf{E} = \frac{-q}{4\pi\epsilon r^2} \cdot \text{grad } r, \text{ pour } r > a.$$

La loi de matérialisation s'oppose à la conception d'un accroissement indéfini de ce champ électrique, et dans le cas de l'hypothèse d'une distribution ayant une symétrie sphérique, nous devons admettre que la limite ϵ_d est atteinte pour $r = a$, rayon supposé de l'électron, avec :

$$a^2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 |\epsilon_d|} \quad \text{où} \quad q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$$

Dans le cas où il y a mouvement, les transformations de Lorentz fournissent, en principe, les valeurs et la distribution des champs dans l'espace environnant non divergent lorsque l'électron est supposé se déplacer, par rapport au milieu, à une vitesse uniforme v .

Nous allons diriger cette vitesse suivant l'axe Oz d'un trièdre de référence afin de pouvoir écrire les composantes des champs.

Le calcul, simple, permet d'écrire les expressions suivantes :

$$\begin{array}{l} \mathbf{E}_{v/m} \\ \mathbf{H}_{v/m} \end{array} \left| \begin{array}{l} \mathbf{E}_x = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{x}{\alpha r_1^3} \\ \mathbf{E}_y = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{y}{\alpha r_1^3} \\ \mathbf{E}_z = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(z-vt)}{\alpha r_1^3} \end{array} \right| \begin{array}{l} \mathbf{H}_x = \frac{qv}{4\pi} \cdot \frac{y}{\alpha r_1^3} \\ \mathbf{H}_y = \frac{-qv}{4\pi} \cdot \frac{x}{\alpha r_1^3} \\ \mathbf{H}_z = 0 \end{array} \quad \mathbf{H}_{A/m} \left| \begin{array}{l} \mathbf{H}_x = 0 \\ \mathbf{H}_y = 0 \\ \mathbf{H}_z = 0 \end{array} \right.$$

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{et} \quad r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + \frac{(z-vt)^2}{\alpha^2}}. \quad [5]$$

Tant qu'il n'était pas tenu compte du champ limite disruptif, il semblait que la sphère de rayon a dût subir, dans la transformation, une contraction longitudinale suivant l'axe Oz et devenir, en principe, un ellipsoïde de révolution d'équation :

$$x^2 + y^2 + \frac{(z-vt)^2}{\alpha^2} = a^2.$$

Le long de cet ellipsoïde, pour $(z-vt) = \alpha a$, le champ électrique longitudinal paraissait ainsi rester égal en module à ϵ_d , tandis que le champ transverse, pour $x^2 + y^2 = a^2$, prenait la valeur maximale :

$$|\mathbf{E}_t| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{\epsilon_d}{\alpha} > \epsilon_d.$$

Ce résultat, qui fournit pour le champ électrique une valeur supérieure à la limite disruptive ϵ_d , est physiquement aberrant.

L'erreur d'interprétation de la Relativité restreinte, qui consiste à nier l'existence d'un milieu support de propagation, apparaît ainsi clairement. Les transformations de Lorentz qui sont valables en moyenne lorsqu'elles sont appliquées dans une région non divergente de l'espace, en supposant un entraînement partiel du milieu de référence, ne le sont plus du tout, et pour cause, au voisinage des discontinuités qui caractérisent les zones divergentes.

Le milieu réagit pour modifier les champs. Cette réaction du milieu se manifeste, en certains points, d'une façon discontinue, afin qu'en ces points le champ électrique ne puisse, en aucun cas, dépasser la valeur limite ϵ_d .

La question se pose alors de savoir si cette action du milieu peut être calculée à l'aide des hypothèses faites et des relations que nous avons établies.

Si le milieu s'oppose, comme nous devons l'admettre, au dépassement de la limite ϵ_d en modifiant localement les propriétés de l'espace (apparition des zones divergentes), c'est lui qui, par réaction, est également responsable des variations des champs électriques et magnétiques que l'on constate expérimentalement aux cours des déplacements de charges.

Nous pouvons alors conclure que le champ en excédent, obtenu à partir des transformations de Lorentz,

$$|\Delta E| = |E_t| - |\epsilon_d| = |\epsilon_d| \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right),$$

n'est pas le fait de la particule elle-même mais le résultat de cette réaction du milieu qui s'oppose physiquement au dépassement de la valeur limite ϵ_d .

Si l'électron correspond effectivement à la présence de zones divergentes localisées, comme nous en avons fait l'hypothèse, nous pouvons utiliser la relation, démontrée précédemment, qui

traduit l'action des champs électriques sur les zones divergentes. Dans le cas qui nous occupe, les champs $\Delta\mathbf{E} = \mathbf{E}_r - \mathbf{E}_d$ et \mathbf{E}_d sont colinéaires et de même sens; et lorsque $\Delta\mathbf{E}$ est négligeable comparée à \mathbf{E}_d nous pouvons écrire :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{|\Delta\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_d|} = \frac{|\mathbf{E}_r| - |\mathbf{E}_d|}{|\mathbf{E}_d|} = \left(\frac{1}{\alpha} - 1\right),$$

puisqu'e, $\mathbf{E}_r = \frac{\mathbf{E}_d}{\alpha}$.

Si d'une façon générale, $\frac{\mathbf{E}_0}{\alpha_1}$ représente, dans le plan transverse contenant la charge électrique, le champ maximal correspondant à la vitesse v_1 ($\alpha_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2}$, $v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$), les transformations de Lorentz permettent alors de calculer le champ qui lui correspondrait, $\mathbf{E}_r = \frac{\mathbf{E}_0}{\alpha}$, à une vitesse quelconque v , avec $\alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2}$.

La variation de champ, imposée par le milieu, serait égale, dans ce cas, à $\frac{\mathbf{E}_0}{\alpha} - \frac{\mathbf{E}_0}{\alpha_1} = \Delta\mathbf{E}$.

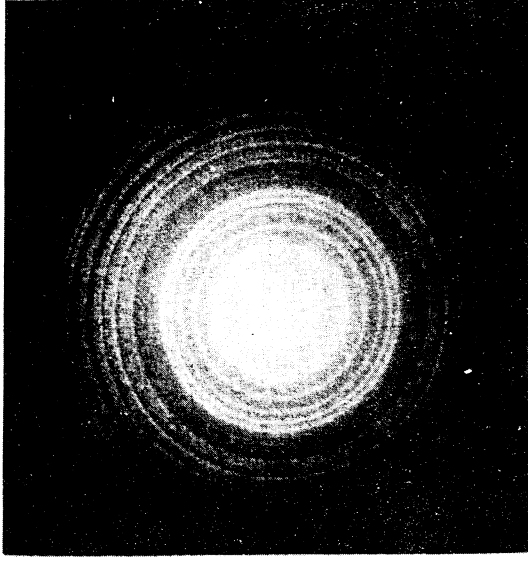
Supposons que pour la vitesse v_1 , la valeur $\frac{\mathbf{E}_0}{\alpha_1}$ soit égale, au point considéré, à la valeur limite \mathbf{E}_d ; nous obtenons alors : $\Delta\mathbf{E} = \mathbf{E}_d \left(\frac{\alpha_1}{\alpha} - 1\right)$, et par suite, la variation relative de fréquence :

$$\frac{\Delta v}{v_1} = \frac{|\Delta\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_d|} = \left(\frac{\alpha_1}{\alpha} - 1\right).$$

En prenant comme origine l'état de repos, $v_1 = 0$, $\alpha_1 = 1$, $v_1 = v_0$, et en appelant Δv , la variation de fréquence due à l'effet cinétique, nous obtenons la relation :

$$\Delta v_c = v_0 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2} - 1 \right)$$

Dans un milieu énergétique non-matériel, $v_0 = c$, l'énergie au repos w_0 est égale à $h\nu_0$. En multipliant par la constante h les deux membres de l'égalité précédente, nous constatons le plein



Pl. I. - Anneaux de diffraction obtenus par dispersion d'électrons à l'aide d'oxyde de zinc en confirmation de la mécanique ondulatoire.

accord de cette expression avec la loi fondamentale de la mécanique ondulatoire qui se trouve ainsi démontrée.

$$h\Delta v_c = w_0 \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - 1 \right)$$

En tenant compte de l'équivalence (« masse-énergie »), $m_0 = m_0 c^2$, nous savons que cette relation peut s'écrire encore :

$$h\Delta v_e = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

Elle conduit, lorsque la vitesse v est négligeable par rapport à la vitesse limite de propagation c , à la relation classique mais approximative :

$$h\Delta v_e = \frac{1}{2} m_0 v^2. \quad [9]$$

L'hypothèse de l'existence, pour le champ électrique, d'une limite universelle δ_d et la loi de matérialisation permettent ainsi, non seulement d'expliciter le coefficient de quantification et la constante de Planck comme limite de ce coefficient, mais concourent également à la détermination de la loi fondamentale de la Mécanique ondulatoire, ce qui n'est certes pas négligeable.

La définition de référentiels barycentriques privilégiés relatifs à des milieux statistiquement moyens, auxquels se rapportent toutes les lois physiques considérées comme déterministes ; c'est-à-dire asymptotiques de lois statistiques, permet non seulement d'éliminer un certain nombre d'erreurs dans l'interprétation des équations de la Relativité restreinte, mais encore de compléter celles-ci, de façon simple, en y introduisant les termes quantiques qu'imposent les résultats des mesures expérimentales. Cela nous engage, dès lors, à rechercher une interprétation concrète du comportement de la matière élémentaire, en la considérant comme constituée simplement d'énergies électromagnétiques extrêmement concentrées et piégées par des zones disruptives qui doivent apparaître, se maintenir ou se mouvoir. En suivant les régions ténues et fugaces où se manifestent des champs électriques égaux ou légèrement inférieurs à la limite δ_d .

L'électron n'est pas, ce que peut suggérer une conception incomplète et simpliste de l'électromagnétisme, une particule sphérique de matière électrique concentrée qui, si cela était, devrait se diluer dans l'espace environnant et disparaître sous l'effet des pressions électrostatiques. Les notions de force et de pression

perdent d'ailleurs leur sens à l'échelle des particules élémentaires. Seules subsistent les discontinuités qui affectent les propriétés de l'espace en fonction de la valeur limite, atteinte ou non, par les champs électriques.

Les ondes électromagnétiques peuvent engendrer sur leur trajectoire de propagation des couches disruptives sur lesquelles elles se réfléchissent totalement. Le long de ces couches, le champ électrique reste, en module, égal à la valeur limite δ_d et dans leur voisinage, la densité d'énergie $\epsilon \delta_d^2$ y dépend, par l'intermédiaire de la permittivité ϵ , de sa propre concentration.

L'électron, le proton et sans doute le neutron doivent donc se présenter comme des systèmes d'ondes électromagnétiques stationnaires à haute densité d'énergie, qui se réfléchissent à l'intérieur d'une ou de plusieurs surfaces disruptives microscopiques. Ces surfaces ne peuvent manifester leur existence qu'aux endroits où les champs électriques atteignent, effectivement, la valeur limite δ_d ; ce qui explique la stabilité toute relative d'une particule en l'absence d'action extérieure.

Un champ extérieur agit en effet sur une couche disruptive de façon à faire disparaître les zones divergentes aux points où le champ extérieur et le champ disruptif sont en opposition, mais fait apparaître, par contre, de nouvelles zones divergentes aux endroits où les deux champs s'ajoutent (fig. 7).

Pour un électron, par exemple, l'action d'un champ électrique aura pour conséquence un déplacement discontinu dans le sens opposé à la direction de ce champ d'action; ce qui est conforme aux résultats expérimentaux.

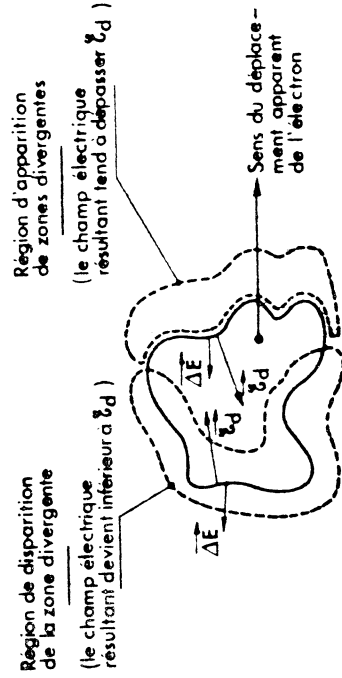


FIG. 7. — Action d'un champ extérieur ΔE sur un électron.

A l'échelle atomique, nous ne devons plus considérer l'électron, dans son déplacement, comme un simple point matériel. Il disparaît d'un endroit pour réapparaître plus loin et la loi de matérialisation implique nécessairement, pour que le phénomène puisse se produire en accord avec le principe de conservation de la charge et de l'énergie, la présence d'au moins deux zones divergentes supplémentaires chargées $+q$ et $-q$.

Très schématiquement, le déplacement peut être représenté suivant les phases successives de la figure 8 (à droite).

L'électron peut être considéré comme accompagné d'un photon, l'onde électromagnétique d'accompagnement se propageant comme dans un guide d'onde en se réfléchissant sur les surfaces disruptives en présence.

Les champs électriques et magnétiques associés à cette onde Broglienne [1] sont extrêmement faibles en dehors des zones divergentes où ils prennent des valeurs très élevées qui se situent au voisinage des valeurs limites δ_d et \mathcal{K}_d au niveau des couches disruptives... Dans l'espace non-divergent extérieur prédominent les champs de Lorentz-Maxwell à distribution continue. Notons que le coefficient de quantification h_0 est toujours relatif à l'énergie totale de la particule, $w = w_i + w_e$, où w_i représente l'énergie au sein des zones divergentes et w_e l'énergie répartie dans l'espace extérieur non-divergent. Il doit être tenu compte également des énergies d'interaction avec le milieu, énergies cinétique et potentielle.

Les dessins très schématiques de la figure 8 (à droite) montrent qu'il n'existe, à proprement parler, ni photon, ni électron, mais en moyenne trois zones divergentes ($-q, +q, -q$) qui disparaissent et réapparaissent à tour de rôle, de proche en proche, donnant grossièrement en première analyse, l'impression du déplacement continu d'une charge unique $-q$.

L'électron semble donc se déplacer, mais son déplacement n'est, en réalité, qu'un transfert d'énergie électromagnétique *ondulatoire* se propageant par réflexions successives le long d'un guide d'onde dont les parois se créent et disparaissent au fur et à mesure de la propagation de l'onde.

L'énergie totale $h\nu$ est égale à la somme de l'énergie au repos $h\nu_0$ et de l'énergie cinétique $h\Delta\nu_c$:

$$h \cdot \nu = h \cdot (\nu_0 + \Delta\nu_c).$$

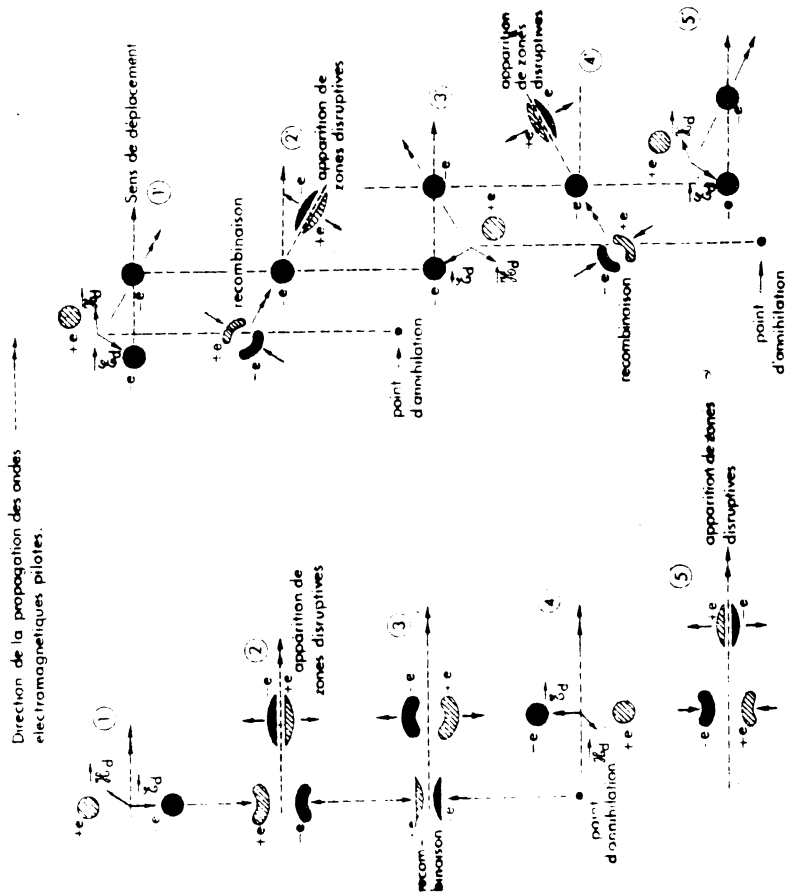


FIG. 8. — La représentation schématique comparée des déplacements d'un photon et d'un électron montre qu'il n'existe pas de différence fondamentale entre les deux phénomènes.

A gauche : Représentation schématique du déplacement d'un photon de haute énergie.

A droite : Représentation schématique du déplacement d'un électron.

Nous avons démontré précédemment que, dans un milieu non matériel à faible densité d'énergie-matière, nous pouvions écrire l'égalité :

$$\Delta\nu_c = \nu_0 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

Cette égalité permet le calcul de la fréquence ν en fonction de ν_0 :

$$\Delta\nu_c + \nu_0 = \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \nu.$$

Nous en déduisons l'énergie totale :

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ soit } w = \frac{w_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

L'électron possède donc bien une masse, $m = \frac{w}{c^2}$, qui au repos devient, $m_0 = \frac{w_0}{c^2} = \frac{h\nu_0}{c^2}$. Nous retrouvons ainsi, au niveau des zones divergentes, un résultat tout à fait en accord avec celui que nous avons obtenu dans le cas de milieux énergétiques en mouvement relatif uniforme (§ 2, p. 16).

Nous retrouvons aussi la valeur de la masse, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ qui correspond à une réalité physique expérimentalement connue et théoriquement établie [10].

Nous prenons ainsi conscience, sans contradictions avec l'expérience et les connaissances acquises, de la façon dont se manifestent, à l'échelle microscopique, les phénomènes au voisinage des zones divergentes.

Tous les résultats obtenus dans l'étude des guides d'onde, relevant de l'électromagnétisme classique, vont donc pouvoir être étendus au mouvement des électrons.

La figure 9 fournit un modèle de configuration simple qui rend compte du comportement de ces guides d'onde associés.

Il faut s'attendre ainsi à ce que les interférences obtenues à partir d'un même faisceau cohérent d'électrons mono-énergétiques, après introduction de différences de marche qui se traduisent par des déphasages, permettent, par la mesure de l'écart entre

les franges d'interférence produites, la détermination de la longueur d'onde de phase :

$$\lambda_\varphi = \frac{1}{\nu} \cdot \frac{c}{\cos \varphi}$$

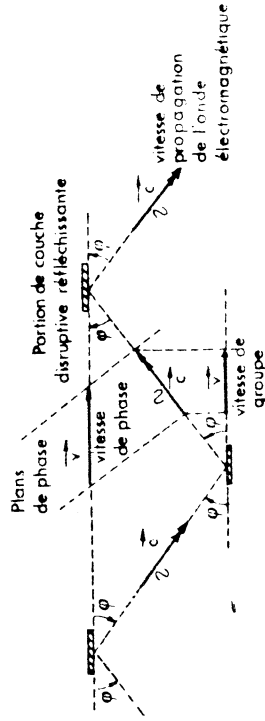


FIG. 9.— Schéma simplifié montrant, par analogie avec les guides d'onde, le trajet suivi par l'onde pilote associée à un électron, ainsi que la distribution des vitesses de propagation, de groupe et de phase.

La vitesse apparente v de déplacement d'un électron est nécessairement égale à la vitesse de groupe de l'onde électromagnétique, $v = c \cdot \cos \varphi$: ce qui permet d'exprimer $\cos \varphi$:

$$\cos \varphi = \frac{v}{c}$$

Nous pouvons calculer la quantité de mouvement d'un électron :

$$mv = \frac{h\nu}{c^2} \cdot v = \frac{h\nu \cos \varphi}{c} = \frac{h}{\lambda_\varphi}.$$

ce qui fournit une autre expression possible de la longueur d'onde de phase :

$$\lambda_\varphi = \frac{h}{m \cdot v} \tag{9}$$

Ces résultats fondamentaux sont connus mais leur interprétation concrète était toujours restée assez obscure [1].

Bien qu'ignorant l'existence des milieux de propagation, la Relativité restreinte a permis, pour sa part et dans les limites de validité de ses équations, de calculer avec succès les variations de la masse et celles de la fréquence des particules en fonction de leur vitesse mesurée dans le référentiel d'observation. Les résultats obtenus sont corrects puisque ce référentiel d'observation est pratiquement toujours confondu avec le référentiel de milieu stationnaire (voir § 1, p. 10).

Il est à noter cependant que la relation $v = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, établie

précédemment, peut s'écrire, $T_0 = \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, en fonction

des périodes respectives, $T = \frac{1}{\nu}$ et $T_0 = \frac{1}{\nu_0}$. Cette relation rend compte d'une modification effective de la fréquence avec la vitesse v dans le milieu à inertie stationnaire de faible densité de matière qui résulte de l'intégration de toutes les quantités de mouvement réparties dans l'espace environnant.

Dans le cadre des conceptions relativistes anciennes, cette relation ne peut s'interpréter autrement que par l'existence d'une contraction du temps dans le référentiel de la particule par rapport à celui de l'observateur : $T = T_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Cette interprétation est certainement inacceptable au moins pour deux raisons. La première est fondamentale. — Il est impossible, sauf erreur grossière, qu'une relation mathématique entre des grandeurs physiques puisse être en contradiction avec la définition même de l'une quelconque de ces grandeurs.

Nous ne devons pas oublier que le temps a été défini comme identique à lui-même en tous les points de l'espace, quels que soient l'éloignement respectif de ces points et l'état de cet espace en leur endroit... C'est en fonction de cette définition qu'ont été établies, en général, les lois de la physique et en particulier les équations de Maxwell [5].

L'unité de temps ne peut donc, dans toute formule, que rester identique à elle-même et si cette unité variait, nous n'aurions, par principe, aucun moyen physique de nous en rendre compte puisque l'unité reste à elle-même sa propre référence.

Parler de contraction touchant l'unité de mesure, car c'est bien de l'unité qu'il s'agit, est sinon absurde, du moins contraire à toute notion de rapport entre les grandeurs physiques mesurables.

— Une deuxième raison réside dans les transformations relativistes qui sont symétriques et qui, suivant le choix de l'origine des temps dans l'un ou l'autre des référentiels, fournissent aussi bien la relation, $T = T_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, que la relation réciproque,

$$T_0 = T \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Pour essayer de lever la contradiction flagrante qui transparaît au vu de ce résultat, admissible uniquement dans le cas d'une propagation instantanée de la lumière ($\frac{v}{c} = 0$), la relativité introduit la notion d'espace-temps; ce qui revient, en posant la vitesse c comme constante universelle, à relier l'unité de temps à l'unité de longueur. La contradiction se trouve alors reportée sur cette dernière. Et le jeu de l'interprétation devient suffisamment subtil pour que l'esprit troublé ne puisse finalement s'y retrouver qu'en utilisant l'appareil mathématique laissé à sa disposition qui, lui, reste, dans la plupart des cas, en accord avec les résultats expérimentaux.

L'existence des milieux énergétiques, confirmée par la Mécanique ondulatoire, vient à point nommé pour préciser les limites de validité des transformations relativistes et mettre un terme à une erreur couramment enseignée... Ainsi devons-nous désormais, bon gré mal gré, comme nous le verrons par la suite, cesser d'accorder définitivement tout crédit à la « légende des contractions relativistes », finalement inutile et caduque.

S'il est exact, par ailleurs, que l'électron en mouvement se compose en moyenne d'au moins trois charges, ($-q, +q, -q$), dont la somme algébrique est égale à $-q$, par raison de symétrie nous devons admettre que le positron en mouvement doit, en moyenne, se composer également de trois charges ($+q, -q, +q$), dont la somme algébrique vaut $+q$. Il faut donc s'attendre à ce

que la rencontre d'un électron et d'un positon se traduise par l'annulation de la charge résultante avec association, deux à deux, des zones divergentes de signe contraire. Qualitativement, l'interaction que l'on nomme habituellement annihilation doit donc fournir en moyenne, lorsqu'elle se produit, trois photons distincts. (voir fig. 10).

L'expérience nous donne confirmation [11] de cette prévision et, du point de vue quantitatif, la relation scalaire de conservation de l'énergie et la relation vectorielle de conservation des quantités de mouvement sont vérifiées; ce qui revient à écrire par rapport au référentiel barycentrique de milieu :

$$m_1 c^2 + m_2 c^2 = h\nu_1 + h\nu_2 + h\nu_3$$

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = \frac{h\nu_1}{c} \cdot u_1 + \frac{h\nu_2}{c} \cdot u_2 + \frac{h\nu_3}{c} \cdot u_3$$

avec $m_1 = \frac{m_{01}}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}}$ et $m_2 = \frac{m_{02}}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}}$

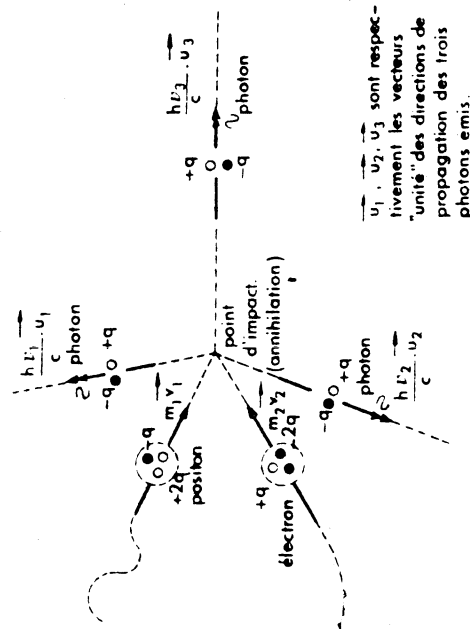


FIG. 10. — L'électron et le positon peuvent être considérés comme des triplets et fournissent, en s'annihilant, trois photons. Il ne s'agit pas vraiment, comme nous le voyons, d'un phénomène d'annihilation puisque les photons sont des particules matérielles qui ne se distinguent des électrons que par le nombre de zones divergentes qui les constitue.

Lorsque l'interaction a lieu à de faibles énergies cinétiques du positon et de l'électron — ce qui est souvent le cas et se produit lorsque les deux particules sont thermalisées — deux des photons ont une énergie voisine de 511 keV et le troisième ne possède plus qu'une très faible énergie qui, lorsqu'elle n'est pas détectée, conduit à penser que l'annihilation ne produit que deux photons γ .

Cette conception nouvelle du mouvement de l'électron, qui résulte d'une interprétation physique concrète et rationnelle de la Mécanique ondulatoire, entraîne un certain nombre de conséquences extrêmement importantes que nous allons essayer de préciser et de discuter afin de progresser plus avant.

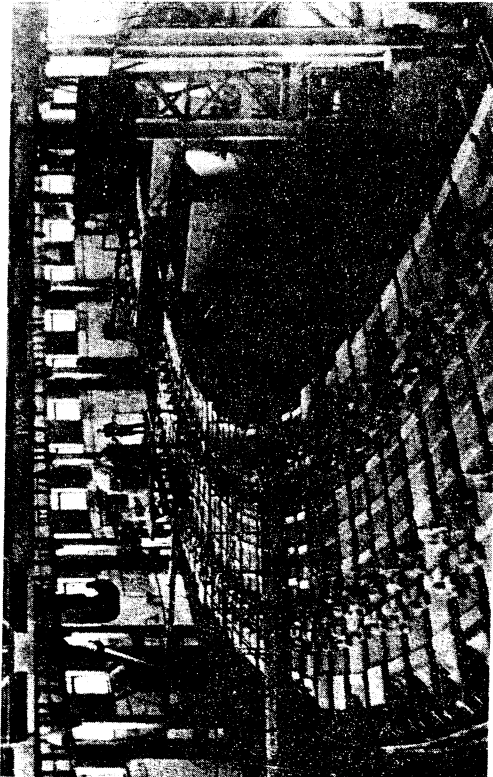
L'électron semble essentiellement composé d'une énergie électromagnétique de nature ondulatoire, très dense, piégée, lorsqu'il y a mouvement, par trois zones disruptives, $-q, +q, -q$ ($q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb), concentrées en des domaines microscopiques de l'espace.

Cet électron, unique en apparence, manifeste sa présence par un champ électromagnétique à très faible densité d'énergie qui se répartit de façon continue dans l'espace extérieur non divergent (espace de Maxwell-Lorentz) et constitue le support des échanges d'énergie avec les autres régions divergentes que sont les particules environnantes. Il progresse d'une façon discontinue en procédant à des sortes de sauts « quantiques » successifs. Il ne peut donc plus être considéré, au niveau élémentaire, comme un simple point matériel. Un freinage brutal, dans ses déplacements, peut entraîner l'émission d'un photon (doublet $+q, -q$) qui poursuit ensuite seul son chemin, en emportant tout ou partie de l'énergie cinétique initiale (émission des rayons X). Lorsque le freinage est par contre plus lent et progressif, l'énergie peut se dissiper par un simple rayonnement électromagnétique à distribution continue, sans qu'il y ait matérialisation de photon (ondes de télétransmission). Comme nous avons eu l'occasion de le voir, tout dépend du champ électrique qui, selon le cas, atteint ou n'atteint pas sa limite disruptive au moment de l'émission.

Réciproquement, un électron peut être entraîné de manière progressive par une onde électromagnétique à distribution continue (accélérateurs de particules) ou accéléré brutalement par un photon qui lui cède tout ou partie de son énergie sous forme cinétique (effet Compton).

Remarquons enfin que les électrons, tout comme les photons,

sont des particules indiscernables qui n'ont aucune individualité. Si les photons obéissent, cependant, à la loi statistique de Bose-Einstein, c'est-à-dire qu'il peut leur arriver de s'interpénétrer et de confondre leurs énergies en un même point de l'espace, il en va tout autrement des électrons qui, à cause de leur charge résiduelle, exercent entre eux des actions répulsives d'autant plus intenses qu'ils sont plus proches. Ne pouvant s'interpénétrer aux basses températures, ils satisfont au « principe d'exclusion » de Pauli et obéissent, par conséquent, à la loi de distribution statistique de Fermi-Dirac [12].



Pl. II - Le grand synchrotron de DOUBNA (U.R.S.S.) permet de communiquer, à des particules chargées, une énergie cinétique de 10 Gev, équivalente à l'énergie qui correspondrait, sensiblement, à la masse d'un atome de Bore au repos.

6

COMMENT LE PHÉNOMÈNE DE CRÉATION DE PAIRE CONDUIT, POUR L'ÉLECTRON, A UN MODÈLE CYLINDRIQUE TOURBILLONNAIRE QUI PERMET LE CALCUL DU CHAMP LIMITE DISRUPTIF ϵ_4 ET EXPLIQUE L'EXISTENCE DU « SPIN »

Il nous paraît indiqué, dans ce qui suit de considérer avec la plus grande attention les informations que fournit l'expérience, afin de tenter de découvrir et de préciser les hypothèses essentielles qui font encore défaut à l'énoncé d'une description correcte des phénomènes connus.

Sachant que toute démarche mathématique trop exclusive voile souvent l'aspect physique d'un phénomène, nous allons essayer, en fonction de résultats concrets, d'imaginer raisonnablement, le réel, plutôt que de le calculer. Le but que nous nous fixons est de rechercher, dans les limites de la théorie électromagnétique, un modèle logiquement concevable de l'électron, valable aussi bien à distance, qu'à proximité des espaces divergents. Ce modèle devra pouvoir être choisi comme base d'une conception plus générale susceptible d'expliquer, aussi simplement que possible, la structure la plus probable des particules élémentaires.

C'est par l'étude de la constitution du photon que nous débuterons puisqu'il semble bien que l'électron soit déjà présent potentiellement dans un grain de lumière.

Une première approche peut être envisagée en évaluant l'évolution des formes et des dimensions d'un photon en fonction de son énergie. Nous disposons, pour cela, de renseignements importants fournis par l'étude de la diffusion et celle de l'effet de « création de paire ». Il serait sans doute plus juste d'utiliser le mot de « séparation » plutôt que celui de « création », puisque tout semble prouver que le doublet électron-positon est déjà matérialisé, à l'origine, dans le photon γ initial. La création se produit, en fait,

au moment de l'émission, laquelle se fait en suivant la loi de matérialisation énoncée au paragraphe 3 précédent.

Dans le domaine des énergies du rayonnement X, J. J. Thomson avait constaté que le coefficient de diffusion σ conservait une valeur constante jusqu'à environ 0,1 Å (123 keV) [13].

— Pour des rayons γ de grande énergie ce coefficient décroît, par contre, avec l'augmentation de la fréquence et Compton fut conduit, pour rendre compte de cette décroissance, à proposer comme expression : $\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + 2\alpha}$; expression dans laquelle α

est égal à $\frac{h \cdot \nu}{w_0}$, w_0 représentant l'énergie propre de l'électron au repos. En introduisant l'interprétation relativiste de Dirac, Klein et Nishina ont calculé une expression plus générale impliquant également une valeur qui décroît lorsque la fréquence augmente [13].

Si l'on admet, ce qui semble parfaitement vraisemblable, que ce coefficient de diffusion doit se trouver presque linéairement lié aux dimensions des zones divergentes, nous disposons alors d'un moyen qui va nous permettre d'évaluer l'ordre de grandeur des distances qui peuvent séparer les couches disruptives + q et - q constituant le photon, à l'endroit où l'énergie $h\nu$ est à son maximum de concentration.

Pour des fréquences très faibles, l'énergie doit être, dans son ensemble, plus largement répartie et la permittivité ϵ_0 voisine de sa limite ϵ dans le vide de matière. Le photon peut être pratiquement assimilé à un condensateur plan de capacité C_0 dont les armatures, de surface S , correspondent aux couches disruptives et sont distantes de d . Nous pouvons écrire dans ces conditions : $h \cdot \nu = \frac{q^2}{C_0}$, ainsi que l'expression correspondante de la capacité C_0 :

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d} = \frac{q^2}{h \cdot \nu}.$$

Sachant que l'énergie $h \cdot \nu$ est aussi égale à $\epsilon_0 \epsilon_d^2 \Delta \tau = \epsilon_0 \epsilon_d^2 S \cdot d$, nous pouvons calculer d :

$$d = \frac{h \cdot \nu}{q \epsilon_d} = \frac{hc}{q \epsilon_d} \cdot \frac{1}{\lambda}$$

et S ,

$$S = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_d}$$

Si l est la largeur du condensateur microscopique associé au photon, nous savons que l'impédance caractéristique z_c du guide d'onde correspondant est approximativement égale à :

$$\frac{d}{l} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}. \quad (\S 4, p. 32)$$

En tenant compte de la valeur de h , $h = 8\pi k_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot q^2$, nous pouvons calculer $l = \frac{d}{k_0} = \frac{hc}{k_0 q \epsilon_d} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{8\pi q}{\epsilon_0 \epsilon_d} \cdot \frac{1}{\lambda}$, d'où :

$$l = \frac{8\pi q}{\epsilon_0 \epsilon_d} \cdot \frac{1}{\lambda}.$$

Finalement nous trouvons, parallèlement à la direction de propagation pour $L = \frac{S}{l}$ longueur approximative présumée du condensateur associé, la valeur : $L = \frac{\lambda}{8\pi}$ (valeur moyenne).

Il est entendu que ces résultats ne doivent pas être regardés comme des valeurs exactes, mais comme des ordres de grandeur très approximatifs, pour de faibles fréquences et dans les limites des hypothèses faites. Nous constatons alors, dans ce cas, que la distance d et la largeur l devraient varier d'une façon sensiblement proportionnelle à la fréquence ν ; c'est-à-dire, inversement proportionnelle à la longueur d'onde λ . La longueur moyenne L semble, pour sa part, rester très approximativement proportionnelle à λ dans un rapport égal à $\frac{1}{8\pi}$.

L'expérience montre, cependant, que si l'augmentation de fréquence reste proportionnelle à l'accroissement global d'énergie, cette dernière se concentre de plus en plus et sa densité croît au fur et à mesure que l'on se rapproche des zones divergentes. Cet accroissement de densité s'accompagne nécessairement d'une augmentation de la permittivité ϵ_0 dans les régions à haute concen-

tration d'énergie, comme nous le suggère l'étude des milieux à inertie stationnaire faite au paragraphe 2.

Il est certain que, lorsque le champ disruptif est atteint, la densité d'énergie est, en première approximation, proportionnelle à la permittivité du milieu divergent limité pratiquement à l'espace intérieur aux couches disruptives puisque, dans ce milieu, le champ électrique ne peut plus varier.

Il faut admettre, toutefois, que le champ s'y trouve très légèrement inférieur à ϵ_d , sauf au niveau des couches disruptives elles-mêmes, le long desquelles nous savons que cette valeur se trouve effectivement atteinte.

L'essentiel des difficultés que nous allons rencontrer, pour étudier le cas des hautes énergies, résulte principalement de notre ignorance actuelle de la loi qui associe certainement, en chaque point d'un milieu, la permittivité ϵ_0 à la densité d'énergie... C'est pour cette raison qu'il est préférable de nous appuyer sur les résultats expérimentaux que met à notre disposition l'étude de la diffusion. Nous allons voir que ces résultats sont finalement comparables à ceux que les équations de Maxwell permettent de prévoir dans le cas des hautes fréquences.

Il est en effet bien connu que des doublets conducteurs parallèles ayant une longueur voisine d'une demi-longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$, alignés dans un plan, produisent un effet de focalisation sur les ondes électromagnétiques de fréquence $\nu = \frac{v_0}{\lambda}$, $v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$.

De tels doublets, ainsi disposés, constituent un véritable guide d'onde sélectif pour la longueur d'onde λ .

Si nous admettons qu'aux hautes énergies, les photons se comportent justement comme des doublets conducteurs de ce genre, nous devons conclure alors que les zones divergentes $+q$ et $-q$ se séparent, se concentrent et se différencient nettement au passage de l'onde électromagnétique pour se recombiner ensuite (fig. 8).

La valeur maximale qu'atteint la distance de séparation doit alors varier, en pratique, proportionnellement à la longueur d'onde, c'est-à-dire à l'inverse de la fréquence; ce qui semble, cette fois, être en bon accord avec l'évolution du coefficient de diffusion aux énergies élevées.

Ainsi, avec l'augmentation d'énergie, la forme des photons doit évoluer progressivement d'un guide d'onde à surfaces disruptives étalées, à un guide d'onde sélectif constitué de doublets $+q$, $-q$, où les charges sont concentrées et nettement séparées en position d'éloignement maximal.

Nous pouvons alors proposer un modèle simple du phénomène photon (fig. 11) ne présentant aucune contradiction avec les résultats expérimentaux.

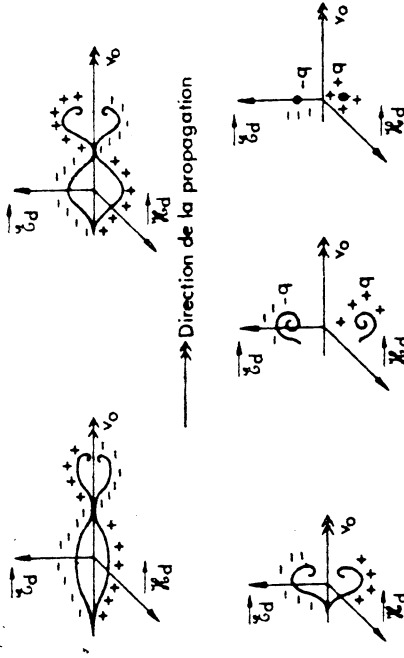


FIG. 11. — Évolution présumée, en fonction de la fréquence, de la distribution et de la position relative des couches disruptives qui caractérisent un photon.

Ce modèle rend compte de la matérialisation de l'énergie et nous conduit à considérer, en fonction de la fréquence, une variation de la distance moyenne d entre zones disruptives, conforme à la courbe représentative de la figure 12.

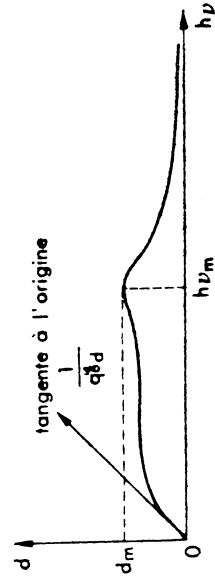


FIG. 12. — Variation probable de la distance moyenne d entre couches disruptives en fonction de l'énergie $h\nu$ du photon correspondant.

La distance d croît avec l'augmentation de l'énergie puis décroît ensuite après être passée par un maximum qui correspond à une fréquence que, pour l'instant, nous appellerons ν_m . A cette fréquence, les couches disruptives se trouvent séparées en deux charges $+q$ et $-q$ dont l'action électromagnétique réciproque est minimale puisque la distance qui les sépare atteint, dans ce cas, son amplitude maximale.

Un photon possédant l'énergie $h\nu_m$, soumis à un champ électrique intense comme ceux qui règnent à proximité des noyaux fortement chargés, ayant par conséquent un numéro atomique élevé, peut sembler se matérialiser par rupture des forces de recombinaison et séparation consécutive de l'électron et du positron qui en constituaient la structure initiale. Ce phénomène de création de paire, bien connu, fournit expérimentalement la valeur de 1,022 MeV pour l'énergie $h\nu_m$. La fréquence de résonance ν_m correspondante est égale à $25 \cdot 10^{10}$ GHz : soit une longueur d'onde en milieu non matériel de 0,012 Å.

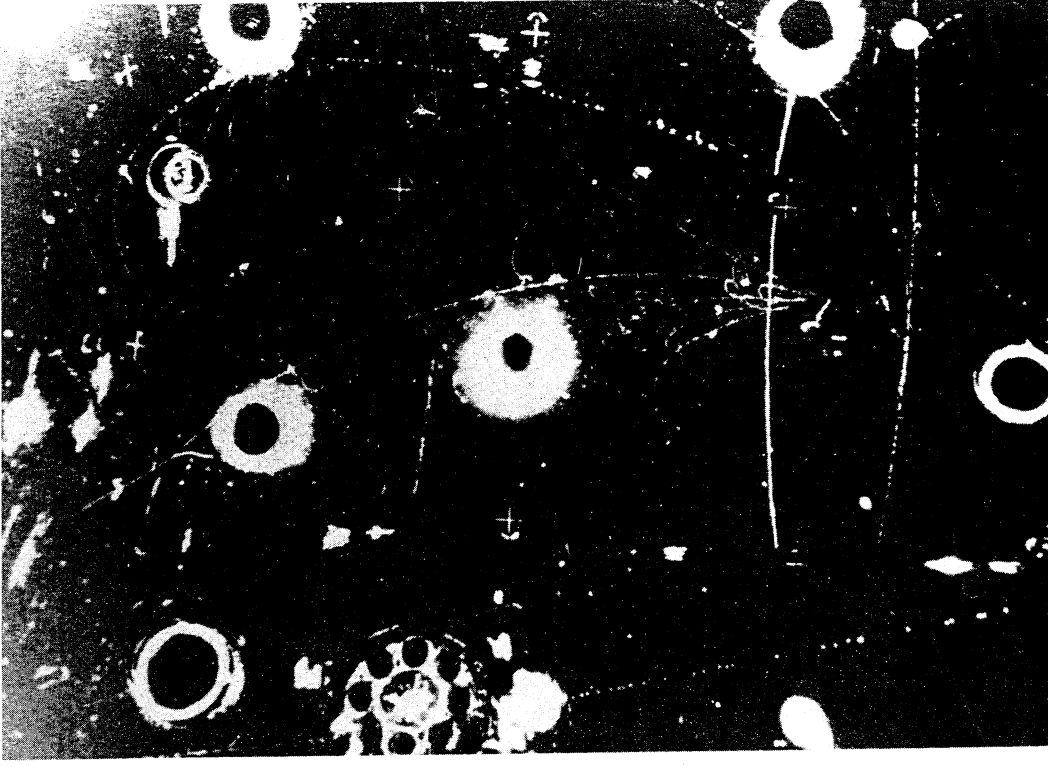
Le principe de conservation de l'énergie et le rôle symétrique que jouent l'électron et le positron, nous permettent de calculer l'énergie propre à chacun d'eux, laquelle est alors : $\frac{1022}{2} = 511$ keV

[12]. Sans nous étendre sur des résultats parfaitement connus nous allons tenter, sachant maintenant comment peut naître un électron, de définir sa forme et son comportement lorsqu'il se manifeste sous forme de particule isolée.

Il paraît essentiel, d'abord, de préciser les concepts physiques qui s'attachent à la notion de perméabilité μ_0 , d'une part, et à celle de permittivité ϵ_0 , d'autre part; bien que dans les expressions mathématiques formelles, ces deux coefficients paraissent, *a priori*, jouer des rôles symétriques — l'un magnétique, l'autre électrique. Les particularités physiques qui les caractérisent accusent des différences fondamentales qu'il importe de mettre en évidence.

La perméabilité magnétique semble, dans tous les cas expérimentaux connus, liée à l'existence, au sein du milieu considéré, de doublets magnétiques correspondant, en apparence, à des courants électriques qui suivent des parcours fermés.

Comme l'a suggéré Ampère, par l'étude des feuillets magnétiques, ces doublets élémentaires s'orientent sous l'action du champ d'excitation \mathbf{H} et l'induction magnétique $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ résulte de la superposition de leur propre champ au champ d'excitation.



Pl. III. - Séparations de paires "électron-positron" obtenues dans la grande chambre à bulles du C.E.R.N. à partir de rayons " γ " produits par interaction du milieu diffus (neutrino-mu).

Au niveau microscopique, les masses magnétiques semblent bien ne correspondre à aucune réalité physique.

En tout point d'un espace voisin d'une particule élémentaire, il ne peut donc exister que des champs magnétiques et la perméabilité μ_0 doit, en conséquence, être localement la même que celle qui est mesurée dans un milieu non matériel :

$$\mu_0 = \mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ M. K. S. A.}$$

La permittivité ϵ_0 résulte, par contre, de l'hypothèse de conservation de la charge dans la loi de Coulomb :

$$f = \frac{q \cdot q'}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \text{grad}(r). \quad [5]$$

La force f d'interaction se voit imposer de dépendre alors de la caractéristique ϵ_0 du milieu, même lorsque les phénomènes sont envisagés au niveau microscopique. Il est admis, en effet, qu'à ce niveau les charges électriques existent physiquement et correspondent à des couches disruptives. L'hypothèse faite de leur existence réelle et de leur conservation n'est certainement pas arbitraire puisqu'elle résulte des lois de Dalton, de Faraday et surtout de l'expérience probante de Millikan relative à la charge de l'électron dont nous allons poursuivre l'étude plus avant, en formulant deux hypothèses essentielles.

Première hypothèse

Compte tenu de sa formation, la surface disruptive qui retient prisonnière l'énergie de l'électron peut difficilement être assimilée à une sphère.

Dans le cas exceptionnel où, pendant un court instant, elle est momentanément immobile en un point déterminé du milieu énergétique, la surface de l'électron doit revêtir l'aspect très approximatif d'un cylindre de révolution de rayon r_0 en rotation apparente autour de son axe (fig. 13).

Nous admettons, cependant, que le développement de cette surface cylindrique est égal à celui d'une surface sphérique de même rayon ; ce qui donne pour le cylindre une hauteur égale à $2r_0$.

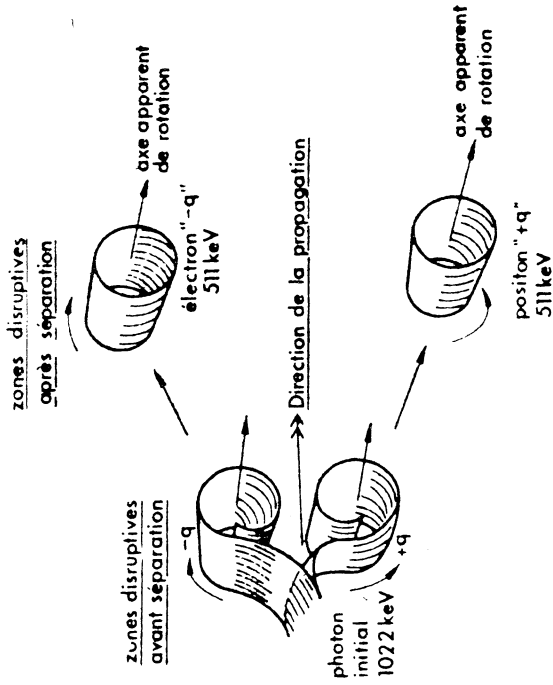


FIG. 13. — L'existence de surfaces disruptives, qui se séparent pour donner naissance à un électron et à un positron, conduit à attribuer à ces particules une forme cylindrique tourbillonnaire.

Deuxième hypothèse

Pour être en accord avec la mécanique quantique, nous admettons, d'une part, que l'onde électromagnétique piégée à l'intérieur de la surface disruptive se propage le long de cette surface, par réflexions successives infiniment proches, à la vitesse

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}},$$

et qu'il faut, d'autre part, que la circonférence du cylindre soit égale, pour cette vitesse v_0 , à la longueur d'onde du photon initial; c'est-à-dire à la moitié de la longueur d'onde correspondant à la fréquence qui peut être associée à l'énergie propre de l'électron (fig. 14) :

$$2\pi r_0 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad \lambda_0 = \frac{v_0}{\nu_0}, \quad h\nu_0 = m_0 c^2.$$

Il est raisonnable de penser que les lois classiques de l'électromagnétisme, à la valeur près de ϵ_0 qui dépend de la densité d'énergie, sont utilisables en espace non divergent, même au voisinage des couches disruptives. Elles ne le sont, peut-être plus, en milieu divergent, où les propriétés de l'espace sont modifiées par l'excessive concentration d'énergie responsable de l'apparition de la valeur limite ϵ_d du champ électrique. Nous utiliserons donc ces lois au voisinage extérieur immédiat de l'électron, sans préjuger

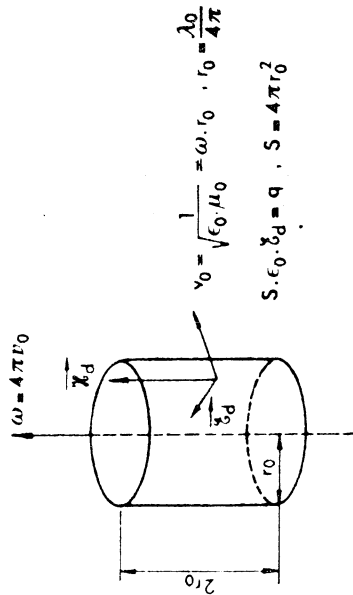


FIG. 14. — *Cylindre disruptif que l'on peut, par hypothèse, associer à un électron au repos.*

La permittivité ϵ_0 , dans cette zone à haute densité d'énergie, est certainement supérieure à celle du vide de matière et reste la principale inconnue du problème.

ce qui se passe dès que l'on pénètre à l'intérieur de la couche disruptive.

D'après les hypothèses faites, la surface du cylindre qui constitue la couche limite de l'électron est égale à $4\pi r_0^2$. Cela nous permet de calculer le champ disruptif ϵ_d .

$$\epsilon_d = \frac{q}{\epsilon_0 S} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \cdot r_0^2},$$

$$\text{mais : } r_0 = \frac{\lambda_0}{4\pi} = \frac{v_0}{4\pi \nu_0} = \frac{1}{4\pi \nu_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

Nous en déduisons :

$$\epsilon_d = 4\pi \mu_0 \nu_0^2 q$$

Pour le calcul de ϵ_d , nous utiliserons l'expression de l'énergie au repos, $w_0 = h\nu_0$, correspondant à 511 keV pour l'électron, et le fait que $\mu_0 = \mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$. D'où nous tirons :

$$\epsilon_d = 4\pi \mu_0 \cdot \frac{w_0^2}{h^2} \cdot q (q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}).$$

Dans les limites des hypothèses qui ont été faites, nous obtenons alors, pour ϵ_d , la valeur numérique suivante :

$$\epsilon_d = 38,67 \dots 10^{15} \text{ V/m}$$

A la limite de la couche disruptive, l'onde électromagnétique piégée se déplace à la vitesse de propagation v_0 en suivant, par réflexions successives, des cercles de section droite du cylindre (fig. 14). Nous pouvons admettre que les champs électrique et magnétique sont encore liés, en module, à ce niveau, par la relation $\sqrt{\epsilon_0} |\epsilon_d| = \sqrt{\mu_0} |H_d|$ et sont perpendiculaires entre eux.

Nous admettrons que le théorème des nappes de courant est encore applicable et nous savons que, dans ce cas, le champ magnétique peut être considéré comme créé par une densité de charge σ en déplacement le long de la surface à la vitesse v_0 de telle sorte

que l'on ait l'égalité : $H_d = v_0 \wedge \sigma \left(v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \right)$. σ doit avoir

la même direction que ϵ_d , perpendiculaire à v_0 , et nous pouvons écrire, en module :

$$|H_d| = |v_0| \cdot |\sigma| = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \sigma.$$

Comme $|H_d|$ est égal à $\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\epsilon_d|$, nous obtenons :

$$\sigma = \epsilon_0 \cdot \epsilon_d.$$

Le champ magnétique \mathcal{H}_d est donc identique à celui créé par la charge, $S \cdot \epsilon_0 \cdot \mathcal{E}_d = 4\pi\epsilon_0 \cdot \mathcal{E}_d r_0^2 = q$, répartie uniformément sur la surface du cylindre qui serait animée d'une vitesse angulaire de rotation

$$\frac{v_0}{r_0} = \frac{4\pi v_0}{\lambda_0} = 4\pi v_0.$$

Tout se passe donc, vu sous l'angle des champs électromagnétiques, comme si la charge de l'électron était animée d'un mouvement apparent de rotation, alors que le champ magnétique détecté à l'extérieur de la région divergente nous informe, en réalité, de la présence d'une énergie électromagnétique qui se propage et s'agit, enfermée à l'intérieur de sa prison disruptive microscopique.

Ainsi les charges et les courants ne sont-ils, en définitive, que des manifestations de l'énergie. Nous retrouvons ce que nous savions déjà : qu'il n'existe fondamentalement, en tous points d'un espace non-divergent, aucune différence essentielle entre les effets de la propagation des ondes électromagnétiques et ceux des charges électriques en mouvement. Il serait, cependant, extrêmement intéressant de pouvoir procéder à des mesures qui nous renseignent, au voisinage immédiat des zones divergentes, sur la valeur de la permittivité ϵ_0 , afin de déterminer le rayon le plus probable de l'électron tourbillon.

La variation de ϵ_0 entraîne en effet une distorsion apparente des dimensions sans modifier cependant, comme nous l'avons vu, la valeur des charges électriques ni celle du champ disruptif.

Vu d'un point suffisamment éloigné, dans un milieu à faible densité d'énergie, donc de permittivité, $\epsilon = \frac{10^{-9}}{36\pi}$ M. K. S. A., l'électron paraît avoir un rayon r tel que $\mathcal{E}_d = \frac{q}{4\pi\epsilon r^2}$.

Puisqu'il n'y a pas variation d'énergie, la fréquence ν_0 ne change pas et nous devons constater, en ce point éloigné d'observation, les mêmes effets magnétiques que si l'électron était remplacé par un doublet élémentaire orienté suivant l'axe apparent de rotation et qui aurait comme moment magnétique, $\mathcal{M} = v \cdot q \cdot r$, avec

$$v = \omega r = 4\pi v_0 r \text{ et } r^2 = \frac{q}{4\pi\epsilon\mathcal{E}_d}.$$

Nous en déduisons :

$$\mathcal{M} = \frac{\nu_0 q^2}{\epsilon \mathcal{E}_d}$$

Nous avons calculé, par ailleurs, la valeur de \mathcal{E}_d , $\mathcal{E}_d = 4\pi\mu\nu_0^2 q$; ce qui entraîne : $\mathcal{M} = \frac{q}{4\pi\epsilon\mu\nu_0}$. Si nous multiplions maintenant

le numérateur et le dénominateur de cette expression par la constante h , en tenant compte de la relation : $h\nu_0 = m_0 c^2 = \frac{m_0}{\epsilon\mu}$, nous obtenons :

$$\mathcal{M} = \frac{h}{4\pi} \cdot \frac{q}{m_0}$$

Il n'est pas utile de préciser plus avant l'importance de ce résultat parfaitement connu qui définit le *magnéton de Bohr* et qui explique l'existence du spin de l'électron [5].

Nous n'insisterons pas, non plus, sur les heureuses conséquences qui ont résulté, ces dernières années, de la confirmation expérimentale de l'existence du spin, notamment en physique nucléaire et pour le magnétisme.

Ce qu'il faut retenir surtout, c'est que le moment magnétique de l'électron ne semble pas dû, comme on l'a cru longtemps, à une rotation réelle de la particule, mais à la propagation, en une sorte de reptation superficielle le long des couches disruptives, de l'onde électromagnétique qui s'y trouve emprisonnée.

Il serait déraisonnable, en effet, d'imaginer de la matière, si au sens habituel matière il y avait, qui fût animée par rapport au milieu à inertie stationnaire environnant d'une vitesse égale à celle de la lumière dans ce milieu.

Pour en bien saisir la signification, nous allons refaire, pas à pas les démarches qui, partant des résultats expérimentaux, ont conduit à l'équation de Schrödinger. Rappelons que l'auteur de cette équation s'était surtout fixé, comme but essentiel, d'établir une relation mathématique simple et pratique opérant la synthèse des lois fondamentales de l'optique classique et de celles de la Mécanique ondulatoire. Il est clair qu'il n'a jamais prétendu donner, ni tenter de rechercher, une explication physique concrète des phénomènes décrits quantitativement par cette relation.

La base de départ choisie est l'équation fondamentale bien connue de l'optique physique : (équation générale de propagation des mouvements vibratoires), $\Delta\psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$, que nous pouvons considérer comme exprimant le principe de Fermat. Mais nous constatons que la fonction ψ est, en fait, indéterminée quant à sa signification physique. Toutes les dérivées partielles continues $\psi_1 = \frac{\partial^n \psi}{\partial p^n}$ de ψ par rapport à un paramètre quelconque p , toutes les fonctions ψ_2 , obtenues en multipliant ψ par une constante quelconque a , avec ou sans dimension, sont en effet solutions de l'équation précédente. Cette équation ne nous renseigne, finalement, que sur la répartition que doit avoir, dans l'espace, la fonction ψ pour que la propagation du phénomène qu'elle représente se fasse à une vitesse isotrope et constante en module. On peut, comme cela s'est fait, considérer ψ comme un potentiel vérifiant le système d'équations vectorielles :

$$\left| \begin{array}{l} \rho v = -\text{grad } \psi \\ \text{div } \rho v = -\frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \end{array} \right.$$

dans lequel ρv représente une quantité de mouvement volumique, ou action volumique, et $\frac{\partial \psi}{\partial t} = \kappa$, une densité d'énergie. Cela rejoint une hypothèse proposée par M. Madelung. Mais il est tout autant possible de considérer ψ comme l'une des composantes d'un champ magnétique ou électrique se propageant dans un milieu où le produit $\epsilon_0 \mu_0$ est égal à $\frac{1}{v^2}$. Nous pouvons aussi, comme cela se fait couramment, donner à ψ^2 la signification d'une

7

L'ÉQUATION DE SCHRÖDINGER TRADUIT QUANTITATIVEMENT LES CONSÉQUENCES DE LA LOI DE MATÉRIALISATION ET PERMET ÉGALEMENT DE CALCULER LA LIMITE ϵ_d DU CHAMP ÉLECTRIQUE

Les concepts mécanistes, qui avaient présidé au développement de l'électromagnétisme classique, ne pouvaient conduire à la découverte de la loi de matérialisation parce que l'énergie et la matière y étaient considérées comme deux principes de nature différente. Depuis, la Relativité a montré qu'il existait une équivalence énergie-matière. Mais la confusion introduite entre le formalisme mathématique et la réalité expérimentale a entraîné l'interprétation des transformations de Lorentz-Maxwell dans l'impasse d'un concept très abstrait d'espace-temps qui condamnait, sans espoir, toute possibilité d'imaginer, en dehors de la vitesse de la lumière, constante universelle, d'autres limites s'opposant à l'accroissement indéfini de l'un des paramètres physiques présents dans la théorie.

La Mécanique ondulatoire, par contre, formalisée par l'équation de Schrödinger, n'a jamais cessé de nous suggérer l'existence de deux possibilités de manifestation de l'énergie et, par suite, celle d'une limite marquant la frontière de séparation entre ces deux possibilités.

Les problèmes que posent la double solution, le continu et le discontinu, l'onde pilote et le corpuscule, l'énergie matière et l'énergie diffuse, les espaces divergents et non-divergents, ne peuvent être, en effet résolus de façon satisfaisante, que si nous admettons qu'il existe réellement, quelque part, une solution de continuité, une frontière, de part et d'autre de laquelle les lois physiques doivent accuser des différences précises.

densité de probabilité qui varie en fonction du temps et se propage à la vitesse u .

Tout cela montre bien qu'il n'a jamais été vraiment question de donner à ψ une signification physique précise, laquelle n'avait d'ailleurs aucun intérêt dans les cas où il était prévu d'utiliser l'équation de Schrödinger.

Afin de pouvoir introduire dans l'équation fondamentale, $\Delta\psi - \frac{1}{u^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$, les relations quantiques indispensables, on procède à une décomposition de ψ en termes sinusoïdaux, $\psi = \Sigma \psi_i(x, y, z) \cdot e^{2\pi i j \nu t}$. Et dans le cas de l'étude d'une particule d'énergie $w = h\nu$, par exemple, on pose $\psi = \psi_0(x, y, z) \cdot e^{2\pi i j \nu t}$. La fonction d'onde ψ_0 doit vérifier la relation :

$$\Delta\psi_0(x, y, z) + \frac{4\pi^2 \nu^2}{t^2} \cdot \psi_0(x, y, z) = 0.$$

Il suffit alors de remplacer $\frac{\nu^2}{t^2}$ par $\frac{1}{\lambda_\phi^2}$, où λ_ϕ représente la longueur d'onde de phase de la particule; c'est-à-dire $\lambda_\phi = \frac{h}{m\nu}$. Lorsque la vitesse v est suffisamment faible par rapport à la vitesse limite c dans un milieu non-matériel à faible densité d'énergie, nous pouvons écrire

$$\lambda_\phi \simeq \frac{h}{\sqrt{2m\left(\frac{mv^2}{2}\right)}} = \frac{h}{\sqrt{2m \cdot W_k}},$$

où W_k représente l'énergie cinétique de la particule. Si W_p représente son énergie potentielle, $W_k = W - W_p$, nous obtenons la longueur d'onde

$$\lambda_\phi = \frac{h}{\sqrt{2m(W - W_p)}}$$

qui, étant introduite dans la relation précédente [12], conduit finalement à l'équation de Schrödinger :

$$\Delta\psi_0(x, y, z) + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - W_p) \cdot \psi_0(x, y, z) = 0.$$

Pourquoi ce rappel ? sinon pour montrer qu'indépendamment de l'indétermination qui s'attache à la signification physique de la fonction d'onde ψ_0 , il existe dans le calcul précédent deux approximations qu'il est important de signaler.

— L'une, parfaitement connue, correspond au cas où la vitesse v est jugée comme étant faible devant c (cas non-relativiste). Cela conduit à écrire $\lambda_\phi = \frac{h}{\sqrt{2mW_k}}$, alors qu'en tenant compte de l'expression exacte,

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = mc^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right),$$

il faudrait écrire :

$$\lambda_\phi = \frac{h}{\sqrt{\left(2m - \frac{W_k}{c^2}\right) W_k}}.$$

— La seconde approximation relève d'un concept entièrement physique et doit être mise en évidence dans la loi même, $w = h\nu$, base des théories, quantique et ondulatoire. Comme nous l'avons déjà constaté (§ 4, p. 32), il n'est pas physiquement concevable d'associer une simple onde sinusoïdale, ayant une fréquence unique ν , à une particule prise isolément. Une telle onde sinusoïdale, en supposant que la propagation se fasse suivant l'axe Ox d'un trièdre de référence, s'écrit en général :

$$\psi_0 = A_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) + B_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

ψ_0 prend alors les mêmes valeurs, à un instant donné, pour tous les points des plans parallèles à $x = 0$, situés de $-\infty$ à $+\infty$ ayant pour équation $\frac{x - x_0}{v} - k_1 T = 0$, quel que soit $|k_1|$ entier aussi grand que l'on veut. Le long d'un même plan d'équation, $x = x_0$, ψ_0 reprend, d'autre part, des valeurs identiques à des instants $t = k_2 T$, quel que soit k_2 entier s'étendant de $-\infty$ à $+\infty$. Il n'est pas utile d'insister pour s'apercevoir qu'une telle fonction, qui se reproduit périodiquement dans tout l'espace

et à tout instant, ne saurait être raisonnablement associée à un phénomène physique qui, à un instant donné, doit se trouver, dans sa quasi-totalité, circonscrit dans un domaine limité de l'espace, pour pouvoir correspondre effectivement à la définition d'une particule.

La loi de matérialisation et l'existence de zones divergentes localisées qui aboutissent, partant de l'électromagnétisme classique, à la loi de quantification $w = 8\pi z_0 q^2 \cdot v$, montrent bien que dans cette loi, v ne doit pas être considérée comme une fréquence pure mais comme une valeur moyenne statistique des fréquences composant le spectre associé à la particule décrite. L'étalement de ce spectre dépend du milieu environnant. Il est logique d'admettre que plus il y aura de particules groupées en un train d'onde dont la distribution se rapprochera d'une forme sinusoïdale et plus la fréquence moyenne v paraîtra voisine d'une fréquence pure. Mais plus on désirera, par contre, étudier une particule isolément, plus l'étalement du spectre des fréquences interviendra dans les mesures. C'est cet aspect physique de la Mécanique ondulatoire que traduisent les relations d'incertitude de Heisenberg, et non pas une raison obscure qui semble mystérieusement s'opposer à la mesure précise des paramètres d'un phénomène à l'échelle des particules, comme le laisse plus ou moins entendre l'interprétation courante. Cette interprétation confuse provient du fait que la loi de départ, $w = hv$, est habituellement introduite en considérant des phénomènes parfaitement sinusoïdaux. Ce que contredit l'expérience.

Dans les limites des deux approximations que nous venons de signaler et des réserves faites, l'équation de Schrœdinger permet de compléter, avec succès, celles de la mécanique, au niveau des particules élémentaires. Contrairement à la Relativité, la Mécanique ondulatoire, dans sa forme actuelle, propose un formalisme assez bien adapté à la loi de matérialisation et à ses conséquences mesurables.

Bien qu'il n'ait jamais été question de zones de discontinuité où le champ électrique atteint une limite disruptive, l'existence de ces zones est implicitement contenue dans l'expression discontinue des phénomènes en Mécanique quantique ou ondulatoire.

L'équation de Schrœdinger traduit particulièrement bien les échanges incessants d'énergie qui se font au sein des atomes où les ondes électromagnétiques s'entremêlent et rebondissent sur

les nappes disruptives qui se forment dès que le champ électrique tente de dépasser la valeur limite δ_d .

Lorsque nous y regardons de plus près, les orbites électroniques d'un atome ne sont pas cependant des nuages diffus, mais de véritables guides d'onde courbés sous l'action des champs développés par le noyau. Ces guides d'onde se referment sur eux-mêmes et peuvent se maintenir, selon la théorie classique, aussi longtemps que l'onde électromagnétique qui s'y propage se retrouve en phase après chaque révolution complète. Cela impose à la circonférence moyenne d'une orbite $2\pi a$, a étant le rayon, d'être égale à un nombre entier de fois la longueur d'onde de phase :

$$2\pi a = n\lambda_{\phi} = \frac{nh}{mv}$$

Nous en déduisons l'expression de la quantité de mouvement :

$$mv = \frac{nh}{2\pi a}$$

Dans le cas de l'atome d'hydrogène, si l'on suppose que le noyau n'agit sur l'électron que par l'intermédiaire de son champ électrostatique, nous pouvons écrire qu'il y a égalité entre la force centrifuge et l'attraction :

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon a^2}, \quad \text{soit} \quad mv^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon a}$$

Connaissant mv et mv^2 nous pouvons calculer le rapport $\frac{v}{c}$:

$$\frac{v}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{mv^2}{mv} = \frac{1}{n} \cdot \frac{q^2}{2\epsilon hc}, \quad \text{avec } n \text{ entier.}$$

Nous savons, d'une part, que le rapport $\frac{q^2}{2\epsilon hc}$ est égal à la cons-

tante de structure fine $\frac{q^2}{2\epsilon hc} = \frac{1}{16\pi k_0} = \alpha_0$, et que l'énergie de

l'électron sur son orbite est égale, d'autre part, à une constante près, à la différence :

$$\Delta W_n = W_0 - W_n = m_0 c^2 - \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

En remplaçant le rapport $\frac{v}{c}$ par ses différentes valeurs possibles $\frac{\alpha_0}{n}$, nous obtenons une première expression des niveaux quantifiés d'énergie de l'atome d'hydrogène.

$$\Delta W_n = -m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\alpha_0^2}{n^2}}} - 1 \right)$$

Si nous tenons compte du fait que $\frac{\alpha_0^2}{n^2}$ est toujours inférieur à 10^{-4} , nous pouvons développer l'expression,

$$\left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\alpha_0^2}{n^2}}} - 1 \right) = \frac{\alpha_0^2}{2n^2} + \frac{3}{8} \cdot \frac{\alpha_0^4}{n^4} + \dots,$$

et nous obtenons alors :

$$\Delta W_n \approx -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_0 c^2 \alpha_0^2}{2}$$

Cette expression n'est autre que le résultat classique obtenu, dans le cas non-relativiste, en écrivant, $\Delta W_n = -\frac{1}{2} m v^2$, et généralement connu sous la forme :

$$\Delta W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_0 q^4}{8 \varepsilon^2 h^2} \cdot (q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}). \quad [12]$$

Pour le niveau fondamental ($n = 1$) l'orbite est stable et nous admettons que ΔW_n correspond à une énergie qui s'échange entièrement et par périodes vibratoires, entre le noyau d'hydrogène et l'électron qui lui est lié. Nous pouvons, dans ce cas, utiliser la relation établie au paragraphe 5 (p. 39) correspondant à l'action des champs électriques sur les zones divergentes $\left(\frac{\Delta v}{v_0} = \pm \frac{|\Delta E|}{\varepsilon_d} \right)$.

Du fait du double signe, qui tient compte du champ alterné

dû au mouvement de l'électron, l'écart total de fréquence est $2\Delta v$. Ce qui permet d'écrire :

$$|\Delta W_1| = \frac{m_0 c^2 \alpha_0^2}{2} = 2h\Delta v.$$

$$\frac{|\Delta W_1|}{W_0} = 2 \cdot \frac{|\Delta E|}{\varepsilon_d},$$

$$\text{avec } |\Delta E| = \frac{q}{4\pi \varepsilon a^2}, \quad W_0 = m_0 c^2, \quad a = \frac{h}{2\pi \alpha_0 m_0 c}.$$

Nous pouvons ainsi calculer la limite ε_d du champ électrique :

$$\varepsilon_d = 2 \frac{W_0 |\Delta E|}{|\Delta W_1|} = \frac{4\pi m_0 v_0 q}{eh} = 4\pi \mu v_0^2 q.$$

Nous retrouvons bien, pour cette limite, la même expression que nous avions calculée dans le cas de l'électron isolé (p. 67).

Le Dalembertien $\square Q$ s'exprime par une relation symétrique en x, y, z et T : (voir Annexe 4, p. 128).

$$\square Q = \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} = 0$$

Nous savons que tout changement d'axes de référence, ainsi que toute multiplication des coordonnées ou des composantes par un même scalaire, conservent la valeur nulle du Dalembertien, $\square Q = 0$.

Par raison de symétrie et par extension, toute transformation du type ci-après, aura pour propriété de conserver la forme des équations de Maxwell-Heaviside :

$$\left. \begin{aligned} x &= ax_1 \\ y &= ay_1 \\ z &= az_1 \cos \theta + aT_1 \sin \theta \\ T &= aT_1 \cos \theta - az_1 \sin \theta \end{aligned} \right\} \begin{aligned} Q_{1x_1} &= b(Q_x \cos \theta - Q_y \sin \theta) \\ Q_{1y_1} &= b(Q_y \cos \theta + Q_x \sin \theta) \\ Q_{1z_1} &= bQ_z \end{aligned}$$

Ces transformations entraînent l'implication réciproque :

$$\left(\text{rot } Q + \frac{\partial Q}{\partial T} = 0, \text{ div } Q = 0 \right) \Leftrightarrow \left(\text{rot } Q_1 + \frac{\partial Q_1}{\partial T_1} = 0, \text{ div } Q_1 = 0 \right)$$

Pour pouvoir séparer les parties réelles et imaginaires qui correspondent physiquement aux champs électriques et magnétiques exprimés dans les unités de Maxwell, nous sommes conduits à donner à θ la valeur $j\varphi$. D'où : $\cos \theta = \text{Ch } \varphi$ et $\sin \theta = j \text{Sh } \varphi$; ce qui aboutit aux transformations :

$$\left. \begin{aligned} x &= ax_1 \\ y &= ay_1 \\ z &= a \text{Ch } \varphi \left(z_1 - \frac{t_1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \text{th } \varphi \right) \\ t &= a \text{Ch } \varphi \left(t_1 - z_1 \sqrt{\epsilon\mu} \text{th } \varphi \right) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} Q_{1x_1} &= b \text{Ch } \varphi (Q_x - jQ_y \text{th } \varphi) \\ Q_{1y_1} &= b \text{Ch } \varphi (Q_y + jQ_x \text{th } \varphi) \\ Q_{1z_1} &= bQ_z \end{aligned}$$

Si un ensemble de charges Σq est à l'état de repos par rapport au référentiel de milieu, le champ magnétique est nul et le théorème

ÉTUDE DE LA RELATIVITÉ RESTREINTE MODIFIÉE A L'AIDE DU SYMBOLISME PROPOSÉ PAR HEAVISIDE

Dans un milieu homogène de permittivité ϵ , de perméabilité μ et ne contenant aucune charge, Heaviside a montré, en posant $Q = \sqrt{\epsilon E} + j\sqrt{\mu H}$ (vecteur électromagnétique complexe) et $T = j\sqrt{\frac{\epsilon\mu}{c}}$ (variable complexe d'espace-temps), que les équations de Maxwell pouvaient très simplement s'écrire :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } Q + \frac{\partial Q}{\partial T} &= 0 \\ \text{div } Q &= 0. \end{aligned} \right\} \text{(voir Annexe 5, p. 129).}$$

Lorsqu'une relation linéaire complexe, constatée entre des grandeurs physiques de même dimension, revêt une telle simplicité, il est rare qu'elle ne conduise, également, à de très intéressantes simplifications dans le traitement mathématique des expressions qui en résultent. C'est ainsi que l'on peut écrire pour le champ complexe de Maxwell-Heaviside :

$$\text{rot rot } Q = \text{grad} (\text{div } Q) - \Delta Q = -\Delta Q,$$

mais aussi,

$$\text{rot rot } Q = -\frac{\partial}{\partial T} \text{rot } Q = \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2}$$

soit :

$$\Delta Q + \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} = \square Q = 0.$$

de Gauss nous permet, pour une surface S fermée contenant toutes les charges, d'écrire la relation suivante :

$$\iint_S (\mathbf{E}_x dy dz + \mathbf{E}_y dz dx + \mathbf{E}_z dx dy) = \sum_q \frac{q}{\epsilon}$$

Pour exprimer les champs que créent les charges lorsqu'elles sont en mouvement uniforme à la vitesse v par rapport au milieu, nous pouvons utiliser les transformations précédentes en prenant l'état de repos, $\mathbf{H} = 0$, comme référence.

D'où :

$$\left| \begin{array}{l} x = ax_1 \\ y = ay_1 \\ z = a \operatorname{Ch} \varphi \cdot (z_1 - vt_1) \\ t = a \operatorname{Ch} \varphi \cdot (t_1 - \epsilon \mu v z_1) \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{l} \mathbf{E}_{1x_1} = b \operatorname{Ch} \varphi \cdot \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_{1y_1} = b \operatorname{Ch} \varphi \cdot \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_{1z_1} = b \mathbf{E}_z \end{array} \right.$$

$$\left| \begin{array}{l} \mathbf{H}_{1x_1} = -b \operatorname{Ch} \varphi \cdot v \epsilon \mathbf{E}_y \\ \mathbf{H}_{1y_1} = b \operatorname{Ch} \varphi \cdot v \epsilon \mathbf{E}_x \\ \mathbf{H}_{1z_1} = 0 \end{array} \right.$$

Pour que le résultat de ces transformations ait un sens physique, il faut, nécessairement qu'elles conservent les charges et que l'on ait :

$$\iint_S (\mathbf{E}_{1x_1} dy_1 dz_1 + \mathbf{E}_{1y_1} dz_1 dx_1 + \mathbf{E}_{1z_1} dx_1 dy_1) = \sum_q \frac{q}{\epsilon}$$

En posant $z'_1 = (z_1 - vt_1)$, nous pouvons écrire :

$$\left| \begin{array}{l} dx = adx_1 \\ dy = ady_1 \\ dz = a \operatorname{Ch} \varphi \cdot dz'_1 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{l} \mathbf{E}_{1x_1} = b \operatorname{Ch} \varphi \cdot \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_{1y_1} = b \operatorname{Ch} \varphi \cdot \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_{1z_1} = b \mathbf{E}_z \end{array} \right.$$

Nous en tirons :

$$\iint_S (\mathbf{E}_{1x_1} dy_1 dz'_1 + \mathbf{E}_{1y_1} dz'_1 dx_1 + \mathbf{E}_{1z_1} dx_1 dy_1) \\ = \left(\frac{b}{a}\right) \cdot \iint_S (\mathbf{E}_x dy dz + \mathbf{E}_y dz dx + \mathbf{E}_z dx dy).$$

Afin que les charges soient conservées, il faut faire :

$$\left(\frac{b}{a}\right) = 1$$

Nous découvrons ainsi que les transformations relativistes qui ont comme propriétés essentielles de conserver la forme des équations de Maxwell et aussi les charges électriques, ne sont qu'un cas particulier d'un groupe plus général de transformations ayant les mêmes propriétés, et qui peut s'écrire, dans le cas où le déplacement s'effectue suivant l'axe Oz :

$$\left| \begin{array}{l} x = a(v)x_1 \\ y = a(v)y_1 \\ z = \frac{a(v)}{\alpha} (z_1 - vt_1) \\ t = \frac{a(v)}{\alpha} (t_1 - \epsilon \mu v z_1) \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{l} \mathbf{E}_{1x_1} = \frac{a^2(v)}{\alpha} [\mathbf{E}_x + \mu v \mathbf{H}_y] \\ \mathbf{E}_{1y_1} = \frac{a^2(v)}{\alpha} [\mathbf{E}_y - \mu v \mathbf{H}_x] \\ \mathbf{E}_{1z_1} = a^2(v) \mathbf{E}_z \end{array} \right.$$

$$\left| \begin{array}{l} \mathbf{H}_{1x_1} = \frac{a^2(v)}{\alpha} [\mathbf{H}_x - \epsilon v \mathbf{E}_y] \\ \mathbf{H}_{1y_1} = \frac{a^2(v)}{\alpha} [\mathbf{H}_y + \epsilon v \mathbf{E}_x] \\ \mathbf{H}_{1z_1} = a^2(v) \mathbf{H}_z, \text{ avec } \alpha = \sqrt{1 - \epsilon \mu v^2}. \end{array} \right.$$

Pour que ces transformations répondent à des conditions de continuité lorsque la vitesse v est nulle, il est nécessaire que le coefficient $a(v)$ tende vers 1 quand cette vitesse v tend vers zéro. Notons alors que le calcul des quantités de mouvement tel que nous l'avons fait au paragraphe 2 (p. 15) fournirait une expression de la forme, $m v = \frac{a^{(t)} \epsilon \mu W_0 v}{\alpha}$.

De cette expression nous pouvons tirer l'équivalence masse-énergie, $m = \frac{a^{(v)} \epsilon \mu W_0}{\alpha}$, qui conduit toujours à la même relation :

$$W_0 = \frac{m_0}{\epsilon \mu}, \text{ lorsque } v = 0.$$

Deux importantes conclusions s'imposent alors :

— En premier lieu, l'existence d'un paramètre $a(v)$ variable en fonction de la vitesse v , qui peut aussi dépendre des coordonnées x, y, z , dans la limite des lois physiques actuellement connues, montre clairement que les transformations relativistes correspondant à $a(v) = 1$, sont restrictives. Elles font disparaître un paramètre important dont nous pouvons déjà soupçonner la signification, en liaison avec la valeur locale de la permittivité ϵ , elle-même fonction de la densité d'énergie dont la composante cinétique varie nécessairement avec la vitesse v .

— Nous constatons, en second lieu, que l'existence de ce paramètre arbitraire $a(v)$ ôte aux transformations relativistes toute possibilité d'interprétation physique concrète. Ces transformations retrouvent ainsi leur signification véritable dans ce rôle d'opérateurs simples mais purement mathématiques que, finalement, elles n'ont jamais cessé de jouer.

L'application au déplacement uniforme d'une charge électrique isolée, nous a permis de contrôler que le groupe de transformations faisant intervenir le paramètre $a(v)$ fournit effectivement, pour la distribution et pour la valeur des champs électriques et magnétiques associés, un seul et même résultat indépendant de $a(v)$. Ce paramètre peut être quelconque et nous ne disposons, pour l'instant, d'aucun résultat expérimental qui nous autorise à en préciser l'expression. Il est donc peu raisonnable de parler de contraction des longueurs et du temps, car si nous prenions, par exemple, $a(v) = \alpha = \sqrt{1 - \epsilon\mu v^2}$, ce qui reste compatible avec la conservation des charges et celle de l'isotropie de la vitesse de propagation, nous obtiendrions :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \alpha x_1 \\ y = \alpha y_1 \\ z = z_1 - vt_1 \\ t = t_1 - \epsilon\mu vz_1 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} E_{1x_1} = \alpha[E_x + \mu v H_y] \\ E_{1y_1} = \alpha[E_y - \mu v H_x] \\ E_{1z_1} = \alpha' E_z \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{1x_1} = \alpha[H_x - v E_y] \\ H_{1y_1} = \alpha[H_y + v E_x] \\ H_{1z_1} = \alpha^2 H_z \end{array} \right.$$

Une telle transformation, interprétée comme une dilatation des longueurs dans des directions transversales, serait absurde.

Notons que la négation de l'existence des milieux énergétiques de propagation, conduit à attribuer la valeur constante unité au paramètre $a(v)$, quelle que soit la vitesse relative v . Il est clair que cela relève d'une hypothèse physique dont est seule responsable la théorie de la Relativité, et non de résultats expérimentaux qui, dans les cas que nous avons précisés en Mécanique quantique, contredisent formellement cette hypothèse.

En résumé nous pouvons dire, sans grand risque d'erreur, que les transformations de Lorentz-Maxwell sont des opérateurs mathématiques simples qui permettent, avec une très bonne approximation, de calculer, dans un milieu à inertie stationnaire supposé homogène, la distribution des champs électriques et magnétiques créés par des charges en mouvement uniforme par rapport à ce milieu; à condition de rester suffisamment éloigné du milieu en déplacement qui contient ces charges et se trouve en grande partie défini par leur présence.

Pour reprendre la théorie de la Relativité sur des bases valables et plus conformes aux réalités connues, il nous a paru indiqué d'utiliser le symbolisme de Heaviside, parce que ce symbolisme est adapté à la description des phénomènes dans des espaces physiques à trois dimensions relatifs à des milieux homogènes à inertie stationnaire, et aussi, parce qu'il attribue d'une manière claire aux expressions complexes introduites, un rôle qui est uniquement mathématique. Nous l'utiliserons toujours dans le cas où la divergence est nulle à cause de l'existence de la valeur limite ϵ_y du champ électrique qui, à l'échelle microscopique, fait disparaître la condition d'homogénéité du milieu. Les phénomènes, à cette échelle, répondent aux lois de la Mécanique ondulatoire. Finalement, les équations de Maxwell-Heaviside, comme nous l'avons vu, s'écrivent très simplement :

$$\operatorname{rot} \mathbf{Q} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \mathbf{T}} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{Q} = 0.$$

Elles ont déjà permis, pour des milieux homogènes, de traiter simplement des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques, dans le cas d'antennes, de guides d'onde et de cavités résonnantes. Elles conduisent, dans la limite des hypothèses

énoncées, au groupe de transformation de Lorentz qui, parfois, peut revêtir une forme complexe. Lorsque $v > \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, on obtient une distribution et des valeurs parfaitement acceptables des champs électriques et magnétiques en milieu non divergent. Citons, par exemple, le cas de l'effet « Cerenkov » qui correspond à la transformation complexe :

$$\begin{array}{l} x = x_1 \\ y = y_1 \\ z = \frac{j}{\sqrt{\frac{v^2}{v_0^2} - 1}} (z_1 - vt_1) \\ t = \frac{j}{\sqrt{\frac{v^2}{v_0^2} - 1}} \left(t_1 - \frac{v}{v_0^2} z_1 \right) \end{array}$$

Les équations de Maxwell-Heaviside peuvent se mettre sous une forme particulière remarquable qui permet la séparation des surfaces d'onde et la détermination des rayons de propagation. Cette forme s'obtient à partir des expressions intrinsèques des différentielles particelles, du rotationnel et de la divergence, ramenés à des surfaces $s_i(x, y, z, t)$, fonctions de l'espace et du temps.

Nous pouvons écrire en effet :

$$\begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{Q} = \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \\ \text{div } \mathbf{Q} = \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \quad (\text{voir Annexe 1, 2 et 3, p. 127 et 128).} \\ \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial T} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial T} \end{array}$$

Ces relations conduisent alors, pour les équations de Maxwell-Heaviside, à la forme suivante :

$$\begin{array}{l} \sum_{i=1}^n \left(\text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial T} \right) = 0 \\ \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} = 0 \end{array}$$

La décomposition selon des surfaces $s_i(x, y, z, t)$ est arbitraire. Il est donc possible, de fixer le choix de ces surfaces de telle sorte que chacune d'elles puisse satisfaire séparément aux relations :

$$\begin{array}{l} \text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial T} = 0 \\ \text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} = 0 \end{array}$$

Ces relations sont compatibles avec les précédentes et permettent d'exprimer les conditions que doivent remplir les fonctions s_i pour qu'une telle décomposition puisse effectivement se faire. Il faut, en particulier, que les vecteurs $\sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i}$ et $\sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i}$ soient perpendiculaires entre eux, égaux en module et perpendiculaires à $\text{grad } s_i$. Il faut, d'autre part, que le module de $\text{grad } s_i$ soit égal à $\left| \frac{\partial s_i}{\partial T} \right|$, $(\text{grad } s_i)^2 + \left(\frac{\partial s_i}{\partial T} \right)^2 = 0$, ce qui implique que les surfaces $s_i = C^{ie}$ sont des surfaces parallèles que l'on peut choisir de façon que le gradient $\text{grad } s_i$ soit un vecteur unité. On obtient en résumé : (voir annexe 6, p. 129 à 135).

$$\begin{array}{l} (\text{grad } s_i)^2 = 1. \quad \frac{\partial s_i}{\partial T} = \pm j, \quad \text{soit } s_i(x, y, z) \pm jT = C^{ie} \\ \text{grad } s_i \wedge \sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} = \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} \\ \text{grad } s_i \wedge \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} = -\sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i}. \end{array}$$

Chaque point d'une surface $s_i = C^{te}$ se déplace alors suivant la normale à cette surface avec une vitesse constante égale à $\frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$.

Par extension, bien que les fonctions s_i ne soient pas précisées, les surfaces correspondantes peuvent être appelées « surfaces d'onde ». Grâce à cette décomposition particulière, nous allons pouvoir procéder à l'étude de milieux à inertie stationnaire, vides de matière, que rien ne nous interdit de supposer constitués d'un très grand nombre d'ondes électromagnétiques qui s'entremêlent en tous sens formant un bruit de fond diffus et représentant une énergie sans doute importante.

Cette hypothèse avait été envisagée par M. Tommasina [15] qui avait déjà imaginé que « l'éther », à l'époque où l'on en parlait encore, était parcouru dans tous les sens par des ondes électromagnétiques venues de tous les points de l'espace. L'erreur fut de croire, cependant, que les actions gravifiques étaient dues à la pression de radiation exercée par ces ondes — conception infirmée par les principes de la thermodynamique. Une pression présente, en effet, une force par unité de surface généralement provoquée par des chocs cinétiques, alors qu'un champ de gravitation est une accélération potentielle qui peut agir sur chaque atome constituant une masse. Une accélération et une pression ont des dimensions et une nature physique différentes dont il n'est pas possible, raisonnablement, de confondre les aspects concrets respectifs. Notons, à ce sujet, que la thermodynamique tend, dans de nombreux cas, à ne pas tenir compte des milieux énergétiques et, par suite, de l'énergie potentielle qui leur correspond, parce qu'elle a été conçue plutôt pour exprimer des pressions, des quantités de mouvement et des énergies cinétiques.

La notion de potentiel, en thermodynamique, reste assez imprécise. C'est ainsi qu'en l'absence de signification physique concrète on peut aboutir paradoxalement à des énergies négatives que Dirac [12] même n'a pas hésité à considérer comme des réalités. Nous devons toujours garder présent à l'esprit le fait que la pression, autant que la température, sont des concepts mécanistes liés à l'existence de particules matérielles.

La température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne des molécules d'un gaz, $\frac{1}{2} M \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT$. Elle ne peut nous four-

nir aucune information sur la densité d'énergie diffuse, ni sur l'énergie des masses. Quant à la pression, la définition statistique qui en est donnée veut, qu'en l'absence d'un nombre suffisant de particules, cette notion n'ait aucun sens.

Il existe, par conséquent, une différence fondamentale, qu'il est important de noter, entre l'énergie au sens thermodynamique et l'énergie au sens électromagnétique des termes.

Un thermomètre ne peut effectivement mesurer que des énergies cinétiques. Placé entre les armatures d'un condensateur, il n'accusera aucune différence de température, que le condensateur soit chargé ou non. Hormis les pertes par effet Joule, il se trouve être impropre et inadapté à la détection de toute énergie électromagnétique diffuse. C'est pourquoi la thermodynamique, malgré son utilité certaine dans l'étude des mouvements mécaniques et des machines thermiques, a ignoré jusqu'à l'existence même de cette énergie et qu'il fût nécessaire, afin de rester en accord avec les principes posés, d'introduire la notion d'énergie utilisable de « Maxwell » [7]. Comme il était difficile, par ailleurs, de rejeter l'existence des champs de forces, supports des interactions à distance qu'impliquait manifestement l'expérience, on admit, par principe, que ces champs ne pouvaient être dus qu'à la présence de charges et de masses — ayant donc un caractère matériel — qui étaient seules responsables des énergies constatées. Une densité d'énergie attribuée aux champs se devait donc d'être considérée, sous peine de heurter les principes et le bon sens, non pas comme une réalité, mais comme une apparence, une facilité de calcul, dépourvue de toute signification physique. Il est certain que cette pétition de principe a eu de très lourdes conséquences sur l'évolution de la Physique. Elle a conduit, en particulier, beaucoup de physiciens à refuser d'admettre que des champs puissent, dans certains cas, transmettre à distance de l'énergie sans qu'il soit nécessaire de supprimer la présence de particules matérielles destinées à en assurer le transport.

Ce refus, à l'origine de l'hypothèse apparemment gratuite de l'existence des gravitons, nous aide à mieux comprendre l'échec des différentes tentatives de quantification des champs.

Nous avons déjà vu qu'en considérant, à l'opposé d'une telle conception, la matière comme une conséquence de l'existence des champs électriques dont elle traduit les singularités, tout devient alors plus clair. La définition des milieux énergétiques

nous a permis, en partant des équations de Maxwell, de démontrer la loi d'équivalence de la masse, matérielle ou non, et de l'énergie, $w = mc^2$. De la même manière nous allons pouvoir expliquer la Gravitation et en démontrer l'origine électromagnétique, sans faire appel à la géométrie compliquée d'un espace-temps à quatre dimensions dont l'hypothèse, à l'instar des principes Relativistes, ne semble plus ni utile, ni souhaitable.

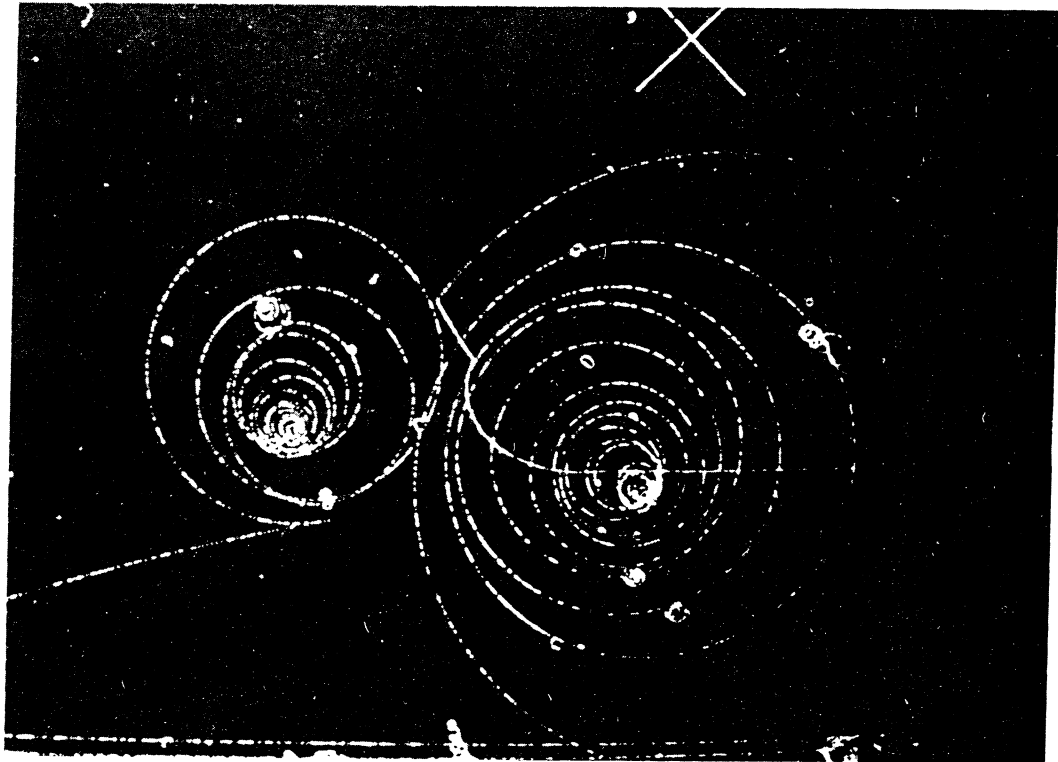
9

LA GRAVITATION ET LE RAYONNEMENT COSMIQUE TROUVENT UNE ORIGINE COMMUNE DANS L'ÉNERGIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DIFFUSE

Il nous paraît intéressant de montrer comment le rayonnement cosmique diffus, le comportement surprenant des neutrinos ainsi que l'existence des forces de gravitation, peuvent trouver une explication satisfaisante dans le cadre de l'hypothèse des milieux énergétiques et de la loi de matérialisation.

Nous avons vu (§ 2) que la relation d'équivalence de la masse et de l'énergie avait été établie, assez paradoxalement, comme une loi plus absolue que relativiste, par la Relativité restreinte, parce que cette théorie ne pouvait envisager, sans aller à l'encontre de son principe même, d'appliquer les transformations de Lorentz-Maxwell à des milieux homogènes où $v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ peut être une vitesse différente de la limite c considérée, *a priori*, comme une constante universelle.

Nous avons montré, en effet, que les lois de l'électromagnétisme nous conduisent à admettre, pour l'énergie de masse disponible, une valeur qui dépend de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu considéré, $w_0 = m_0 v_0^2 < m_0 c^2$. Cette inégalité montre clairement que l'énergie de masse augmente lorsque la densité moyenne d'énergie matière s'amenuise, ou, ce qui revient au même, lorsque des déplacements s'effectuent vers des régions où la densité de matière est plus faible. Cela se produit, en particulier, lorsqu'on s'éloigne des corps matériels qui représentent une gigantesque concentration d'énergie. La différence des carrés des vitesses de propagation peut être alors considérée comme l'équivalent d'une différence de potentiel



Pl. IV - Traces de particules chargées dans la chambre à bulles du C.E.R.N.. Du fait de la charge, les trajectoires s'enroulent en spirales sous l'action des champs magnétiques.

gravifique. Cette équivalence que nous allons démontrer plus loin, en partant des équations de Maxwell, permet d'écrire :

$$v_1^2 - v_0^2 = \frac{\Delta W}{m_0} = V_{g_1} - V_{g_0}$$

Le signe de cette différence fait ressortir la tendance générale de l'énergie matière à se concentrer et nous laisse entrevoir, déjà, l'origine des forces de gravitation.

Une difficulté surgit, cependant, quand on considère le fait expérimental suivant : en dehors de la résultante des pressions exercées sur sa surface extérieure, un corps solide possède un poids qui ne paraît pas dépendre du milieu matériel environnant. Que ce soit dans l'air ou dans le vide, le poids d'un corps donné, mesuré à la surface de la terre, n'accuse aucune différence. Il faut donc, et les calculs le laissent prévoir, que la vitesse v_0 prise en considération soit celle des ondes électromagnétiques au sein du milieu diffus qui s'étend entre les zones divergentes constituant la matière.

La différence $c - v_0$ entre la vitesse c dans le vide intersidéral, d'une part, et la vitesse v_0 dans le vide de matière existant à la surface de la terre, d'autre part, doit pouvoir alors se calculer facilement puisque l'on connaît la différence de potentiel gravifique qui lui correspond. Cette différence est égale à $9,81 \cdot R_r$ (M. K. S.), où R_r représente le rayon de la terre :

$$9,81.6,37 \cdot 10^6 = c^2 - v_0^2 \simeq 2c \cdot (c - v_0),$$

d'où :

$$c - v_0 = \frac{9,81.6,37}{6} \cdot 10^{-2} = 0,10 \text{ m/s.}$$

Une telle différence, pour une vitesse c sensiblement égale à $3 \cdot 10^8$ m/s, est ridiculement petite et sa mesure expérimentale par les moyens physiques actuels reste hors de question.

Aussi surprenant que cela puisse paraître, c'est pourtant bien cette infime différence de vitesse qui semble responsable de l'existence des potentiels gravifiques. Et l'on comprend alors l'échec des théories qui ont voulu expliquer la gravitation en considérant la vitesse de la lumière dans le vide comme une constante universelle.

Il existe d'autres résultats connus qui militent en faveur de l'existence des milieux énergétiques diffus responsables des inter-

actions de gravitation. Reprenons, en effet, la loi élémentaire de Newton $f = -\frac{km m'}{r^2} \cdot \text{grad } r$, avec $k = 6,7 \cdot 10^{-11}$ (M. K. S.).

Nous constatons que cette loi entraîne les mêmes conséquences formelles pour les champs, les potentiels et les énergies, que la loi de Coulomb en électrostatique; à la différence près que deux masses de même nature exercent entre elles des forces d'attraction, alors que deux charges électriques de même nature ont une action répulsive. Rappelons que le champ de gravitation \mathbf{G} dérive d'un potentiel V , $\mathbf{G} = -\text{grad } V$, avec $V = -\frac{km}{r} + C^{\text{te}}$.

A l'intérieur d'un milieu de masse volumique $\rho = \frac{\partial m}{\partial \tau}$, la divergence a pour expression, $\text{div } \mathbf{G} = -4\pi k\rho$.

Pour tout déplacement élémentaire $d\mathbf{l}$ d'une masse ponctuelle m dans un champ \mathbf{G} , le travail élémentaire fourni par cette masse est égal à :

$$d\mathcal{E} = \mathbf{f} \cdot d\mathbf{l} = -m \cdot \text{grad } V \cdot d\mathbf{l} = -m \cdot dV.$$

Soit W_1 l'énergie initiale d'un système donné et W_2 l'énergie finale après passage d'un état (1) à un état (2), nous pouvons écrire :

$$W_1 - W_2 = \int_1^2 d\mathcal{E} = -\int_1^2 m \cdot dV = m(V_1 - V_2).$$

Considérons un solide fini limité au volume indéformable τ_0 de densité $\rho(x, y, z)$ et de masse totale m , ramené à trois axes de coordonnées qui lui sont associés.

Supposons que ce solide soit soumis à un champ de gravitation dérivant du potentiel $V_1(x, y, z)$; lors d'une translation $\Delta l(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$, la fonction potentiel V_1 , ramenée aux axes du solide, devient $V_2(x, y, z)$ et satisfait à l'égalité :

$$V_2(x - \Delta x, y - \Delta y, z - \Delta z) = V_1(x, y, z).$$

Si cette fonction est définie en tout point de l'espace, l'énergie que fournit le solide dans sa translation, peut être calculée en faisant la somme intégrale, dans le volume τ_0 qui le limite, des énergies fournies par chaque volume élémentaire $d\tau$:

$$W_1 - W_2 = \iiint_{\tau_0} (V_1 - V_2) \cdot \rho \cdot d\tau.$$

En appelant \mathbf{G}_0 le champ créé par le solide lui-même, en utilisant la relation $\rho = -\frac{\text{div } \mathbf{G}}{4\pi k}$ et en notant que $\text{div } \mathbf{G}_0 = 0$ à l'extérieur du solide, nous pouvons étendre l'intégrale à tout l'espace en écrivant :

$$W_1 - W_2 = -\frac{1}{4\pi k} \iiint (V_1 - V_2) \cdot \text{div } \mathbf{G}_0 \cdot d\tau.$$

En utilisant la relation :

$$\text{div} (V_1 - V_2) \mathbf{G}_0 = (V_1 - V_2) \text{div } \mathbf{G}_0 + \text{grad} (V_1 - V_2) \cdot \mathbf{G}_0,$$

et en appliquant le théorème de Green et Ostrogradsky, nous obtenons :

$$\begin{aligned} W_1 - W_2 &= -\frac{1}{4\pi k} \iiint_S (V_1 - V_2) \mathbf{G}_0 \cdot d\mathbf{S} + \frac{1}{4\pi k} \iiint \text{grad} (V_1 - V_2) \cdot \mathbf{G}_0 \cdot d\tau. \end{aligned}$$

S est une surface fermée qu'il faut faire tendre vers l'infini puisque l'intégrale s'étend à tout l'espace.

Dans ces conditions, si $(V_1 - V_2)$ tend vers zéro, ce qui est le cas si l'on suppose que le potentiel V est dû à des masses situées à distance finie, l'intégrale le long de la surface S , $\iiint_S (V_1 - V_2) \mathbf{G}_0 \cdot d\mathbf{S}$, s'annule puisque, $\iiint_S \mathbf{G}_0 \cdot d\mathbf{S} = -4\pi k m_0$, prend, par ailleurs, une valeur finie. (Théorème de Gauss)

Nous pouvons écrire par conséquent :

$$W_1 - W_2 = -\frac{1}{4\pi k} \iiint \text{grad} (V_1 - V_2) \cdot \mathbf{G}_0 \cdot d\tau,$$

soit :

$$W_1 - W_2 = -\frac{1}{4\pi k} \iiint (\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_2) \cdot \mathbf{G}_0 \cdot d\tau.$$

Nous constatons que \mathbf{G}_2 se déduit de \mathbf{G}_1 par la translation Δl et que nous avons donc pour tout l'espace :

$$\iiint (\mathbf{G}_2)^2 d\tau = \iiint (\mathbf{G}_1)^2 d\tau$$

ce qui entraîne :

$$W_1 - W_2 = -\frac{1}{8\pi k} \left[\iiint (G_0 + G_1)^2 \cdot dt - \iiint (G_0 + G_2)^2 \cdot dt \right].$$

Nous en déduisons :

$$\frac{\partial W_1}{\partial \tau} = \rho_0 - \frac{1}{8\pi k} \cdot (G_0 + G_1)^2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial W_2}{\partial \tau} = \rho_0 - \frac{1}{8\pi k} \cdot (G_0 + G_2)^2.$$

$G_0 + G_1$ représente le champ total de gravitation qui existait dans l'espace avant la translation et $G_0 + G_2$ celui qui subsiste après cette translation. Nous obtenons ainsi l'équivalence énergétique des champs de gravitation :

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = \rho_0 - \frac{1}{8\pi k} \cdot (\gamma)^2$$

γ représente, dans cette relation, le champ de gravitation et ρ_0 la densité d'énergie diffuse. Considérer $\rho_0 = 0$ est une erreur qui conduit, pour $\frac{\partial W}{\partial \tau}$, à une énergie négative, en contradiction flagrante avec le principe de conservation de l'énergie.

Cette erreur, qui résulte de l'oubli d'un terme complémentaire non négligeable, a néanmoins été commise en Relativité générale [14].

Nous sommes ainsi contraints d'admettre que le vide de matière doit contenir, en réalité, une importante quantité d'énergie diffuse ayant une densité finie ρ_0 dans l'espace interstellaire. Un calcul simple montre, en effet, qu'un mètre cube d'espace vide de matière à la surface de la terre contient, sous forme d'énergie diffuse 57 000 Mégajoules de moins qu'un mètre cube d'espace interstellaire. Il faut donc bien que cette énergie existe, que ce soit sous une forme ou sous une autre !

L'énergie de gravitation est une réalité de tous les jours. Nous savons la mesurer, la calculer, l'utiliser. Nous savons aussi qu'elle résulte de la présence de la matière dans l'univers, donc de celle des masses matérielles et si, comme nous l'avons admis, ces masses sont équivalentes à des énergies électromagnétiques localement emprisonnées au sein de zones divergentes, il doit y avoir, nécessairement, un rapport étroit entre la gravitation et l'électro-

magnétisme, rapport depuis longtemps soupçonné, susceptible d'expliquer les effets constatés expérimentalement.

Reportons-nous à la décomposition des ondes électromagnétiques diffuses et à leurs composantes transverses élémentaires, envisagées à la fin du paragraphe 8 précédent (p. 84). Cette décomposition nous permet, après intégration, d'écrire pour chaque surface s_i indépendante, les relations suivantes :

$$\frac{\partial p_i}{\partial \tau} = \varepsilon \mathbf{E}_i \wedge \mu \mathbf{H}_i = \frac{1}{c^2} (\mathbf{E}_i \wedge \mathbf{H}_i), \quad \varepsilon (\mathbf{E}_i)^2 = \mu (\mathbf{H}_i)^2, \quad \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{H}_i = 0.$$

Le théorème de Poynting permet par ailleurs d'obtenir :

$$\operatorname{div} \left(\frac{\partial p_i}{\partial \tau} \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\varepsilon (\mathbf{E}_i)^2 + \mu (\mathbf{H}_i)^2}{2} \right] = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 W_i}{\partial \tau \partial t},$$

avec

$$\frac{\partial W_i}{\partial \tau} = \varepsilon (\mathbf{E}_i)^2.$$

Si nous choisissons comme surfaces d'onde, les surfaces $s_i(x, y, z) + \overline{t} = C \cdot t$, avec $(\operatorname{grad} s_i)^2 = 1$, nous pouvons calculer :

$$\left| \begin{aligned} \frac{\partial p_i}{\partial \tau} &= \frac{\varepsilon (\mathbf{E}_i)^2}{c} \cdot \operatorname{grad} s_i = -\frac{\partial U_i}{\partial s_i} \cdot \operatorname{grad} s_i, \\ \frac{\varepsilon (\mathbf{E}_i)^2}{c} &= -\frac{\partial U_i}{\partial s_i} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial W_i}{\partial \tau}. \end{aligned} \right.$$

Si $\varepsilon (\mathbf{E}_i)^2$ ne dépend que de la fonction s_i et de t ; ce que nous allons supposer afin d'exprimer l'indépendance des surfaces d'onde les unes par rapport aux autres, nous obtenons :

$$\frac{\partial p_i}{\partial \tau} = -\operatorname{grad} U_i$$

En appelant ρ la densité d'énergie électromagnétique diffuse en chaque point de l'espace que l'on supposera homogène, et en posant successivement :

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 p_i}{\partial \tau \partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial t} = \frac{\rho}{c^2} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\rho}{c^2} \cdot \gamma.$$

et

$$\frac{c^2}{\rho} \sum_{i=1}^n \frac{\partial U_i}{\partial t} = \frac{c^2}{\rho} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} = V,$$

nous obtenons finalement :

$$\begin{aligned} \gamma &= - \text{grad } V \\ \text{div } \gamma &= - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \end{aligned}$$

Le vecteur $\gamma = \frac{\partial v}{\partial t}$ est une accélération ou, ce qui revient au même, un champ de gravitation créé dans l'espace par la présence de l'énergie électromagnétique diffuse de densité ρ . V représente le potentiel de gravitation et le résultat obtenu, en remarquant que $\text{div grad } V = \Delta V$, permet d'écrire que la fonction Dalembertienne du potentiel V est nulle :

$$\square V = \Delta V - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0$$

Cette relation exprime qu'une perturbation gravifique quelconque se propage, dans un milieu énergétique diffus à inertie stationnaire, à la même vitesse que les ondes électromagnétiques. *Ce résultat peut expliquer, sans faire appel à la Relativité Générale, l'avance du périhélie de la planète Mercure. Le calcul correspondant a été fait, voici quelques années, par M. Surdin [16].*

Les équations obtenues montrent que les forces de gravitation sont dues à des différences de densité énergétique diffuse qui correspondent à des fréquences statistiques extrêmement élevées, comme nous le verrons plus loin. Si nous admettons, par ailleurs — ce qui est vraisemblable — que la densité d'énergie $\frac{\partial W}{\partial t}$ est égale à ρ , nous obtenons pour le potentiel gravifique :

$$V = \frac{c^2}{\rho} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{c^2}{\rho} \frac{\partial W}{\partial t} = c^2 = \frac{1}{\epsilon \mu}$$

Cette relation confirme la valeur du potentiel de gravitation qui n'est autre que le carré de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu donné à inertie stationnaire, vide de matière.

Dans le cas où le potentiel ne varie pas en fonction du temps, nous retrouvons les équations classiques que confirme la loi de Newton (voir Annexe 8, p. 135 et 136).

$$\gamma = - \text{grad } V, \quad \text{div } \gamma = 0.$$

Nous pouvons alors écrire la forme générale des équations qui régissent les champs de gravitation :

$$\begin{aligned} \gamma + \text{grad } V &= 0 \\ \text{div } \gamma + \frac{1}{V} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + 4\pi k \rho_m \right) &= 0 \end{aligned}$$

Dans ces équations, $V = \frac{1}{\epsilon \mu}$, $k = 6,7 \cdot 10^{-11}$ (M. K. S.) représente la constante de gravitation et ρ_m la densité d'énergie matière au point considéré.

Il est important de noter que ces équations ne sont qu'approchées et qu'elles ne se justifient que dans le cas où les variations relatives de la permittivité ϵ du vide de matière restent faibles.

L'équivalence énergétique, $\rho = \rho_0 - \frac{(\gamma)^2}{8\pi k}$, nous laisse supposer, cependant, que les champs de gravitation, tout comme les champs électriques, ont une limite. Il n'est pas impossible que cette limite, sensiblement égale à $\gamma_0 = 2\sqrt{2\pi k \rho_0}$, soit atteinte à la surface d'étoiles formées par une concentration fantaisique d'énergie-matière. Le long de leur surface, les forces d'attraction gravitationnelles peuvent avoir tendance à se rapprocher de la limite γ_0 . Elles doivent pouvoir disparaître alors soudainement, pour réapparaître ensuite, créant ainsi, par relaxation, des oscillations entretenues. Le potentiel gravifique et, par conséquent, la vitesse de propagation, étant presque nuls dans leur voisinage, ces astres doivent être obscurs et n'émettre que des signaux électromagnétiques de très grande longueur d'onde ramenée à l'espace énergétique diffus [19].

Il est important de constater, par ailleurs, qu'une onde électromagnétique peut être considérée comme la manifestation statistique moyenne d'une perturbation du milieu énergétique dont elle semble bien être le constituant fondamental. Cette perturbation se propage en entraînant partiellement le milieu, suivant le volume d'intégration τ_m envisagé (1) et implique, par conséquent, l'existence d'un champ de gravitation d'accompagnement. Ce champ peut, aisément, être calculé lorsque nous connaissons la densité totale d'énergie ρ dans le référentiel lié au milieu à inertie stationnaire d'observation.

Nous obtenons alors, pour une onde électromagnétique décrite par les équations de Maxwell, l'expression du champ gravifique associé.

$$\gamma = \frac{c^2}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{c^2}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \mathbf{E} \wedge \mu \mathbf{H}).$$

Soit :

$$\gamma = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$$

Nous voyons ainsi que le champ gravifique, créé par une onde électromagnétique, est d'autant plus élevé, que le champ électrique est lui-même élevé, que ses variations dans le temps sont plus rapides et que la densité d'énergie ρ est plus faible.

Lorsque les longueurs d'onde sont suffisamment grandes, l'agitation électromagnétique qui constitue le milieu diffus est mesurable à l'aide de circuits accordés que nous savons construire. Nous constatons, cependant, que dans le domaine des longueurs d'onde mesurables, la densité d'énergie est trop faible pour justifier l'importance des forces de gravitation qui se manifestent au voisinage des corps matériels. Nous constatons aussi que pour des longueurs d'onde du même ordre de grandeur que les dimensions des atomes, nous ne possédons aucun moyen physique de détection

(1) Rappelons à ce sujet que le milieu est défini dans le volume τ_m par l'intégrale moyenne :

$$\iiint_{\tau_m} (\epsilon \mathbf{E} \wedge \mu \mathbf{H}) \cdot d\tau = 0.$$

de l'énergie électromagnétique diffuse, hormis les forces de gravitation elles-mêmes.

L'énergie matérialisée des photons peut, par contre, être détectée par effet photoélectrique. Cette différence fondamentale permet d'expliquer le comportement bizarre des hypothétiques neutrinos qui refusent, en général, de se manifester par effet photoélectrique. Ne s'agit-il pas là, clairement et simplement, d'un cas de dématérialisation de l'énergie matière qui retourne au milieu diffus ? Cette hypothèse satisfaisante est dans la ligne de la théorie proposée.

Réciproquement, si l'énergie diffuse, comme il faut l'admettre, est effectivement très élevée dans l'espace cosmique, les champs électriques correspondants doivent quelquefois y atteindre leur limite disruptive ϵ_d et donner naissance, suivant la loi de matérialisation, à des particules qui, compte tenu des fréquences mises en jeu, posséderont, en général, des énergies très élevées. Ne peut-on voir là, également, une explication satisfaisante et simple du rayonnement cosmique diffus ?...

Il n'est pas surprenant que ce rayonnement prenne naissance au sein de l'espace interstellaire où nous avons vu que la densité d'énergie diffuse était maximale. La courbe de distribution des énergies cosmiques est donc susceptible de nous fournir de précieux renseignements sur la densité moyenne ρ_0 d'énergie diffuse dans l'espace galactique.

Si nous appelons c la vitesse moyenne de propagation des ondes électromagnétiques dans cet espace de densité ρ_0 , le potentiel gravifique V , à la surface d'un astre sphérique de rayon R et de masse M plongé dans cet espace, est alors donné par la relation :

$$V = c^2 - k \frac{M}{R} = v^2$$

où v représente la vitesse de propagation dans le vide de matière à la surface de l'astre et k la constante de Newton.

Cette relation nous permet de calculer la vitesse v à la surface de n'importe quel astre, lorsque nous en connaissons la masse et les dimensions.

Nous avons déjà vu qu'entre l'espace sidéral et la surface de la terre, la différence $c - v$, était de l'ordre de 0,1 m/s.

En ce qui concerne la surface du soleil, le calcul montre que la

différence $c - v$, est d'environ 300 m/s. Soit une différence relative $\frac{\Delta v}{c} = 10^{-6}$.

L'extrême petitesse de ces variations relatives nous aide à mieux comprendre pourquoi la vitesse de la lumière dans le vide de matière a pu nous donner, si longtemps, l'illusion d'une constante universelle. Cette vitesse dépend, en réalité, de la proximité de l'énergie matière, et les variations de l'indice de réfraction qui résultent de cette proximité plus ou moins grande entraînent des déviations calculables de la trajectoire des rayons lumineux et des ondes électromagnétiques [17].

10

LE PRINCIPE D'INERTIE, L'EFFET MOSSBAUER ET LE PHÉNOMÈNE DE DISPERSION DE FAISCEAU

La relation d'équivalence entre la masse et l'énergie, telle que l'a établie A. Einstein, $W = mc^2$, comprend implicitement l'énergie potentielle de gravitation du corps matérialisé de masse m .

Nous pouvons ainsi écrire que l'énergie totale d'un corps solide m_0 animé d'un mouvement uniforme de vitesse v , dans un milieu à inertie stationnaire correspondant au potentiel gravifique, $c^2 = V$, est la somme de son énergie cinétique, $m_0 c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$,

et de son énergie potentielle, $m_0 V = m_0 c^2$.

$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = mc^2 = mV$$

Nous constatons alors que l'énergie totale W d'un corps matériel en chute libre reste constante et nous en déduisons les égalités :

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_0 c_0^2,$$

$$-v \cdot dv = \left(1 - 3 \frac{c^4}{c_0^4} \right) \cdot c \cdot dc$$

La vitesse c est, en général, très peu différente de c_0 et nous pouvons écrire :

$$v \cdot dv \simeq -2c \cdot dc,$$

soit :

$$v \cdot \frac{dv}{dt} \simeq -2c \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial c}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} + \frac{\partial c}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} \right),$$

$$v \cdot \gamma \simeq -v \cdot \text{grad } c^2.$$

Il ressort pourtant de cette approximation que l'égalité, $\gamma = -\text{grad } V$, n'est valable que dans le cas où les potentiels de gravitation restent, en valeur relative, suffisamment voisins. Cette constatation confirme l'imperfection des lois de la physique, qui sont toujours des lois approximatives. Elles sont souvent asymptotiques de lois réelles statistiques, impossibles à formuler dans l'absolu, mais que nous pouvons, cependant, améliorer en précision numérique, par l'intermédiaire de termes ou de paramètres complémentaires qui tiennent compte des résultats nouveaux fournis par des mesures expérimentales plus fines. *Énergie de masse, énergies cinétique et potentielle sont de même nature. Il est difficile d'établir entre elles une distinction nette et cela, sans poser de principe, conduit à l'équivalence des forces de gravitation et des forces d'inertie.*

A un observateur placé dans un milieu à inertie stationnaire extérieur à un véhicule mobile de masse totale au repos m_0 , se déplaçant, par rapport à ce milieu, d'un mouvement uniforme à la vitesse v , il apparaîtra que la masse du véhicule a augmenté de

$$\Delta m = m_0 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right).$$

Pour l'observateur entraîné, par contre, avec le milieu à inertie stationnaire intérieur au véhicule ou très proche de celui-ci, par exemple, c'est le carré de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques qui aura varié de la quantité

$$\Delta c^2 = \Delta V = c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right).$$

Cela revient, dans les deux cas, à attribuer la même énergie totale W , au véhicule en déplacement :

$$W_1 = m_0 c^2 + m_0 c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = (m_0 + \Delta m) c^2 = m_0 (c^2 + \Delta c^2).$$

Pour l'observateur extérieur, l'énergie W_1 est égale à $m c^2$; mais pour celui qui opère à l'intérieur du véhicule, cette énergie est égale à $m_0 c_1^2$ avec $c_1^2 = c^2 + \Delta c^2$. Il y a bien conservation de l'énergie et $m c^2$ reste égale à $m_0 c_1^2 = m_0 V_1$.

Nous découvrons ainsi une généralisation du principe de l'inertie où la chute libre dans un champ de gravitation ne peut, en aucune façon, être distinguée du mouvement uniforme.

A l'intérieur d'un milieu à inertie stationnaire limité à un volume τ_0 indéformable, la vitesse de la lumière c à l'extérieur des zones divergentes reste constante et isotrope en tout point du milieu, dans les limites d'écartis statistiques extrêmement réduits, inaccessibles à la mesure.

Toute anisotropie de la vitesse c entraîne, dans un milieu énergétique, l'apparition d'accélération, $\gamma = -\text{grad } c^2$, responsables des forces de gravitation $m\gamma$ ou des forces d'inertie $-m\gamma$. Au sein du milieu, qui, de ce fait, n'est plus à inertie stationnaire, forces d'inertie et forces de gravitation sont équivalentes et rien ne permet de distinguer une accélération de l'action d'un champ de gravitation. Nous déciderons, pour cette raison, d'appeler *potentiel synergétique* la quantité $V = \frac{1}{\epsilon\mu} = c^2$, carré de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide de matière.

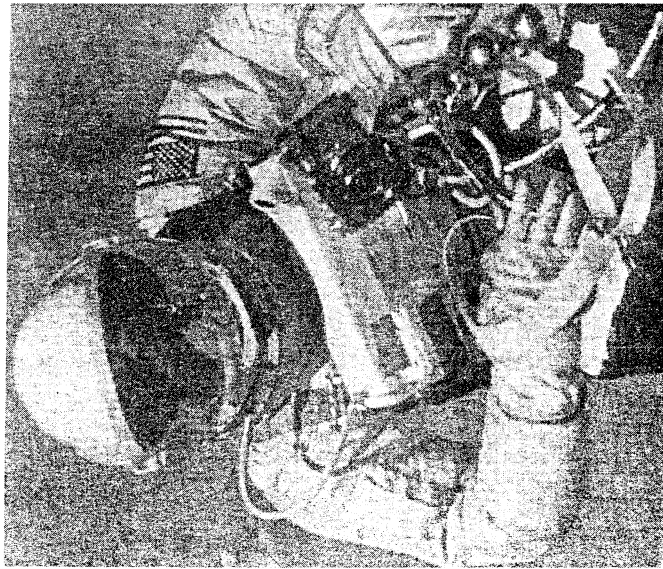
Nous avons montré que le coefficient de quantification, $h = 8\pi k_0 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot q^2 = 8\pi k_0 \mu c \cdot q^2$, ainsi que la vitesse de propagation c , $c = \sqrt{\frac{1}{\epsilon\mu}}$, n'étaient pas des constantes universelles. Il semble, par contre, que dans les milieux non matériels il soit possible, avec une bonne approximation, de considérer la

perméabilité μ comme un invariant; ce qui permet d'écrire :

$$\frac{h}{c} = 8\pi k_0 \mu q^2 = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8} = 2,208 \cdot 10^{-42} \text{ Js}^2 / m$$

$$\frac{h}{c} = C^{\text{te}}$$

Dans le cadre des hypothèses proposées, il apparaît que la fréquence associée à un phénomène quantique déterminé, ramené



Pl. V - ANIME DU DESIR DE CONNAITRE POUR MIEUX PREVOIR ET MAÎTRISER SON DESTIN, L'HOMME A ENGAGÉ L'AUDACIEUSE CONQUÊTE DE L'ESPACE QU'ILLUSTRE CETTE PHOTO DE L'ASTRONAUTE EDWARD WHITE EN CHUTE LIBRE AU VOISINAGE DE NOTRE PLANÈTE.

La connaissance précise de la vitesse de la lumière, dans le vide le matière, permettrait de connaître, à tout instant et en tout point de l'espace, le potentiel synergétique c^2 , gravifique et cinétique, par rapport à la surface de la terre ou par rapport à tout autre milieu pris comme référence.

à son milieu stationnaire d'émission, reste pratiquement indépendante de la concentration d'énergie dans ce milieu; ce qui conduit à supposer que les fréquences propres associées aux particules élémentaires stables, électrons, protons, noyaux, sont indépendantes des caractéristiques physiques du milieu. Une telle hypothèse suggère que la stabilité de ces particules élémentaires pourrait fort bien correspondre à des fréquences de résonance dans la courbe de distribution de l'énergie diffuse qui serait ainsi semblable à la courbe de distribution de l'énergie matière quantifiée.

Considérons un photon émis à la fréquence ν_0 dans un milieu où la vitesse de la lumière est égale à c_0 , c'est-à-dire où le potentiel synergétique est $V_0 = c_0^2$. Ce potentiel peut être dû à une action gravifique, à l'effet d'inertie d'un milieu en mouvement uniforme, ou à celui d'un milieu en chute libre. L'énergie, $W_r = h_0 \nu_0$, du photon se conserve, dans chacun des cas, et si ce photon est reçu dans un milieu où la vitesse de la lumière est c_1 et où, par conséquent, le potentiel synergétique est égal à c_1^2 , cette énergie est égale à $W_r = h_1 \nu_1$, soit : $h_0 \nu_0 = h_1 \nu_1$. Nous pouvons écrire alors, en fonction des longueurs d'onde, l'égalité :

$$\frac{h_0 c_0}{\lambda_0} = \frac{h_1 c_1}{\lambda_1}$$

Le rapport entre le coefficient de quantification h et la vitesse de propagation c étant constant, $\frac{h_0}{c_0} = \frac{h_1}{c_1}$, nous sommes finalement conduits aux relations :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{c_1^2}{c_0^2} = \frac{V_1}{V_0}$$

Ces relations traduisent quantitativement ce que l'on a coutume d'appeler « l'effet Mössbauer » que nous pouvons également exprimer sous la forme différentielle [18] :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta c^2}{c^2} = \frac{\Delta V}{V}$$

Dans le cas où le milieu, de potentiel synergétique $V_0 = c_0^2$, se déplace à la vitesse uniforme v au sein du milieu de potentiel $V_1 = c_1^2$, ($V_1 < V_0$), v étant faible devant c_1 , la variation Δc^2 est également très faible et nous pouvons écrire dans le milieu d'observation :

$$c_0^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_1^2}} = c_1^2$$

c peut être considérée comme une valeur moyenne, $c^2 = c_0 c_1$, par exemple, d'où :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_1^2}}}$$

Ce résultat ne tient pas compte de l'effet Doppler qui intervient également dans les mesures. Différents cas sont à considérer selon le milieu dans lequel s'effectue la plus grande partie du trajet de propagation des photons.

Si le milieu en déplacement occupe une faible zone d'espace dans le milieu de l'observateur et se rapproche de ce dernier en suivant un axe passant par le point d'observation, le résultat de la mesure fournit la longueur d'onde :

$$\lambda_2 = \lambda_1 \left(1 - \frac{v}{c_1}\right) = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c_1}}{1 + \frac{v}{c_1}}}$$

Si, par contre, le milieu en déplacement s'éloigne en suivant le même axe, l'observateur mesure alors la longueur d'onde λ'_2 :

$$\lambda'_2 = \lambda_1 \left(1 + \frac{v}{c_1}\right) = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c_1}}{1 - \frac{v}{c_1}}}$$

Nous pouvons aussi considérer le cas où l'observateur se trouve dans le milieu en déplacement et mesure la longueur d'onde des photons émis par une source fixe placée dans le milieu environnant, $V_1 = c_1^2$, où s'effectue la propagation. Il trouve alors dans ce cas :

— s'il se rapproche de la source,

$$\lambda_3 = \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c_1}\right) = \lambda_1 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c_1}}{1 + \frac{v}{c_1}}}$$

— et s'il s'en éloigne,

$$\lambda'_3 = \lambda_1 \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c_1}}{1 - \frac{v}{c_1}}}$$

Toutes ces considérations nous permettent de découvrir un phénomène nouveau. Imaginons, en effet, un faisceau compact de particules monoénergétiques qui se déplacent à la vitesse v dans un milieu d'observation à inertie stationnaire. Nous avons admis que cette concentration d'énergie, en déplacement uniforme, produit dans le faisceau même et dans son voisinage immédiat, un entraînement du milieu. La vitesse d'entraînement Δv peut être calculée à partir de la relation :

$$\Delta v = \frac{\iiint_{\Delta \tau_0} \frac{\partial m v}{\partial \tau} \cdot dt}{\frac{1}{c_0^2} \iiint_{\Delta \tau_0} \frac{\partial W}{\partial \tau} \cdot dt} = \frac{\iiint_{\Delta \tau_0} (\epsilon \mathbf{E} \wedge \mu \mathbf{H}) \cdot dt}{\epsilon_0 \mu_0 \iiint_{\Delta \tau_0} \left(\rho + \frac{\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2}{2}\right) \cdot dt}$$

Dans cette relation \mathbf{E} et \mathbf{H} représentent les champs électrique et magnétique associés aux particules en mouvement, $\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$ le carré de la vitesse de propagation dans le milieu d'observation dont la densité d'énergie diffuse, au niveau du faisceau, est égale à ρ . La composition des vitesses doit se faire suivant les lois de la cinématique classique et nous permet d'écrire que la vitesse de chaque particule, dans le milieu d'observation, est égale à

sa vitesse v dans le milieu entraîné, augmentée de la vitesse d'entraînement Δv .

Soit : $v_0 = v + \Delta v$.

Si l'énergie d'une particule matérielle, dans le faisceau, est égale à $W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)}}$ elle doit posséder, par rapport au

milieu d'observation extérieur, une énergie sensiblement égale à :

$$W_0 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v + \Delta v}{c}\right)^2}}$$

Soit une différence

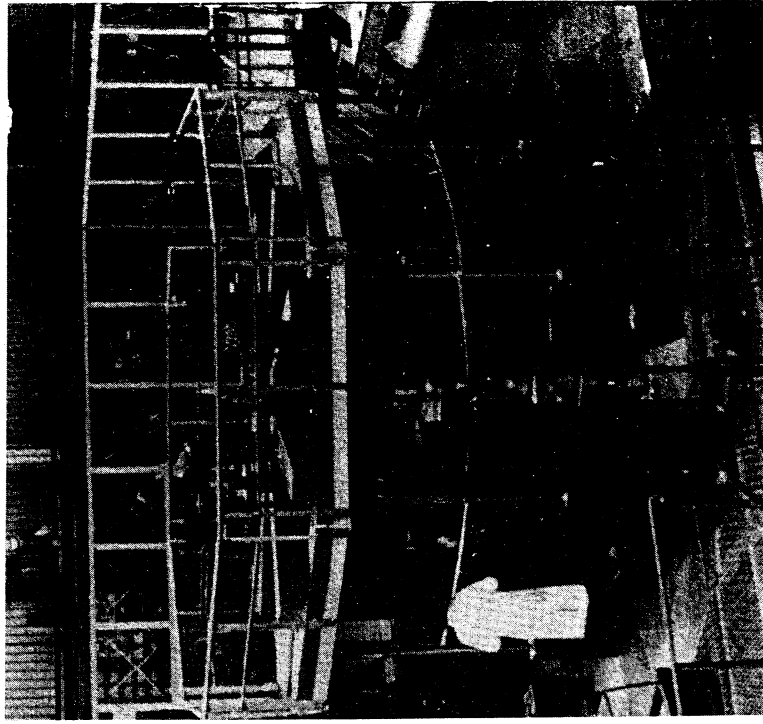
$$\Delta W = W_0 - W \approx \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \Delta v.$$

L'étude électromagnétique des relations quantiques nous a montré que le coefficient de quantification $h_0 = \frac{\mu q^2}{2\alpha_0} \cdot v_0$ (§ 4, p. 31) dépendait du milieu par l'intermédiaire de la vitesse de propagation v_0 . La relation $W = h \cdot \nu$ nous fournit donc, en tenant compte de l'effet Doppler, une information précise sur l'énergie d'une particule par rapport au milieu énergétique qui l'environne. Il s'ensuit que la dispersion brutale du faisceau mono-énergétique à l'aide d'une cible matérielle, par exemple, fait disparaître la vitesse d'entraînement Δv . En remarquant que la variation de c est en pratique très faible, la dispersion doit permettre la mise en évidence d'une différence de fréquence $\Delta \nu$ telle que :

$$h \cdot \Delta \nu = h \cdot (\nu_0 - \nu) = W_0 - W \approx \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \Delta v.$$

Lorsque la vitesse v est assez voisine de c , la différence $W_0 - W$ peut être très élevée et par conséquent mesurable.

Il peut donc être intéressant, même avec un faible accroissement de la puissance globale, d'augmenter la concentration et la densité



Pl. VI - Ce tore de fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique du plasma du type "ТОКАМАК", conçu par des physiciens soviétiques, a permis de prouver qu'il était possible de capter l'énergie diffuse de gravitation par reconstitution, dans un plasma, d'isobares radioactifs "bêta".

énergétique des faisceaux dans les grands accélérateurs actuellement en service.

Une preuve expérimentale particulière de ce phénomène peut être aisément donnée en concentrant, sur une cible solide, le faisceau infrarouge d'un laser de puissance. *Les effets constatés sont, sans aucun doute, le fait de particules ayant, dans le milieu d'observation, une énergie bien supérieure à celle qu'un photon infrarouge isolé serait en mesure de fournir.*

ÉLECTROGRAVITATION ET PROPULSION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Nous avons vu qu'une onde électromagnétique était accompagnée d'un champ de gravitation égal à $\gamma = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$. Ce champ doit être, en général, extrêmement faible. Bien que nous en ignorions la valeur exacte, ρ représente sans doute une énergie très élevée.

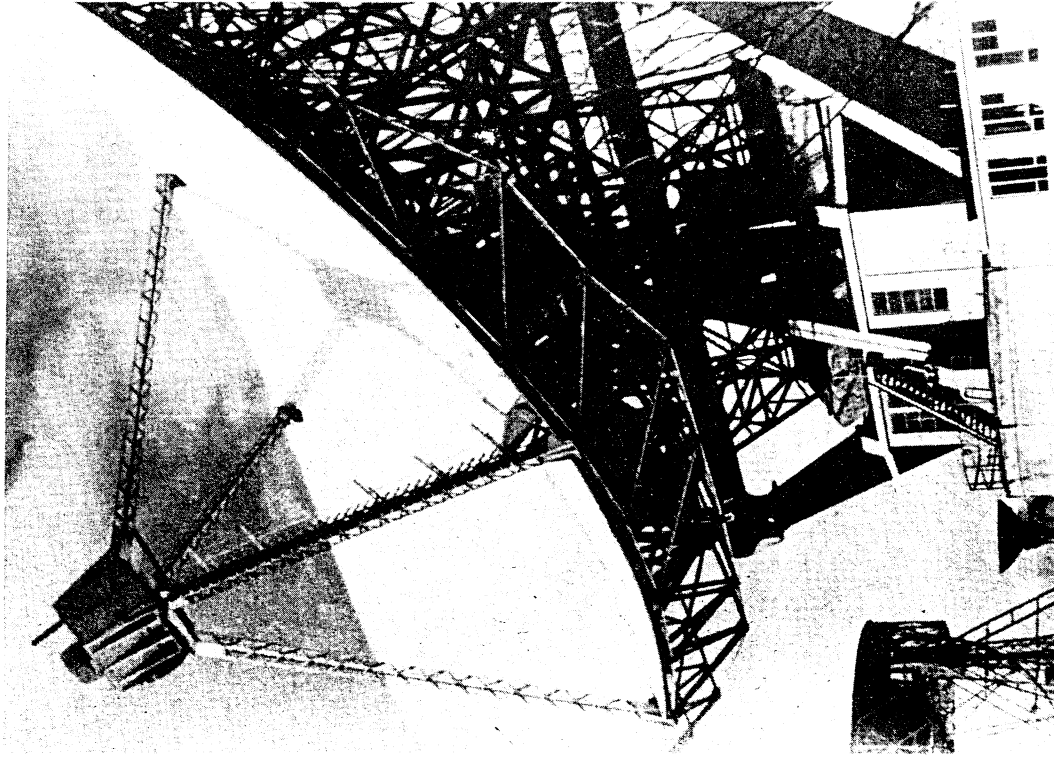
Afin de pouvoir évaluer les possibilités que peut offrir la création artificielle de champs de gravitation par l'intermédiaire des ondes électromagnétiques, il y a lieu d'envisager des expériences susceptibles de permettre la détermination de la valeur de cette densité d'énergie diffuse ρ .

Dans ce but, il paraît opportun d'étudier l'action combinée d'un champ électrique \mathbf{E} et d'un champ magnétique \mathbf{H} , de valeurs élevées, perpendiculaires entre eux et variables en fonction du temps, sur une masse d'épreuve de faibles dimensions, constituée d'un matériau diélectrique qui n'entraîne que de très faibles variations dans les lignes de champ aussi bien électriques que magnétique. (fig. 15). En faisant passer rapidement le champ de la valeur initiale \mathbf{E}_0 à l'instant zéro, à une valeur nulle atteinte à l'instant θ , nous pouvons écrire l'égalité :

$$\int_0^\theta (m + M)\gamma \cdot dt = \int_0^\theta \frac{m}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}) \cdot dt,$$

égalité dans laquelle M représente la masse de l'armature support de m .

En remarquant que γ est égal à $\frac{dV}{dt}$, nous pouvons procéder



Pl. VII. - CET IMPOSANT RADIOTELESCOPE, INSTALLE A JODRELL BANK, NE POSSEDE QU'UN ETROIT CANAL OUVERT DANS LE SPECTRE DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE DIFFUSE QUI PARCOURT L'IMMENSITE DE L'UNIVERS.

Pour des longueurs d'ondes correspondant à des fractions d'angström, l'énergie diffuse non matérialisée semble ne pouvoir être détectée que par ses effets gravitationnels.

FIG. 15. — Les pièces polaires d'un électroaimant et les armatures chargées d'un condensateur créent un champ magnétique H_0 et un champ électrique E_0 . La décharge du condensateur fait disparaître le champ E_0 et doit communiquer à la masse m la quantité de mouvement :

$$(m + M)v = -\frac{m}{\rho} (\mathbf{E}_0 \wedge \mathbf{H}_0).$$

à l'intégration des deux membres de l'égalité précédente et obtenir entre les quantités de mouvement, la relation suivante :

$$(m + M)v = -\frac{m}{\rho} (\mathbf{E}_0 \wedge \mathbf{H}_0).$$

\mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 étant perpendiculaires entre eux, nous pouvons, connaissant la vitesse v , les masses et les champs, déterminer la densité ρ cherchée :

$$\rho = \frac{m}{(m + M)} \cdot \frac{|\mathbf{E}_0| \cdot |\mathbf{H}_0|}{|v|}$$

La difficulté d'une telle expérience réside, non seulement dans la mesure de faibles vitesses, mais aussi dans le fait physique qu'il est difficile, à la limite, de distinguer une force de gravitation d'une action électromagnétique, puisqu'il s'agit, en réalité, des deux aspects d'un même phénomène.

Il faut éviter, en particulier, des résonances avec les pseudo-périodes de variation du champ qui peuvent se traduire par une dissipation calorifique dans la matière même de la masse d'épreuve et considérer, surtout, que l'expression, $\gamma = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$, n'est valable, en principe, que pour une onde électromagnétique transverse.

Il n'est pas impossible que l'utilisation de barreaux magnétiques de ferrite permette plus facilement de mettre en évidence l'accé-

lération de gravitation ayant pour expression; $\mathbf{Y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$.

Nous avons dit, en effet, (§ 6, p. 62) que l'induction, $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H}$, semble correspondre, en réalité, à un champ magnétique qui résulte de la superposition du champ d'excitation \mathbf{H} et des champs dus aux spins des atomes orientés sous l'action de \mathbf{H} .

Dans un barreau de ferrite, l'accélération de gravitation doit donc pouvoir prendre la valeur, $\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) = \frac{\mu_r}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$,

où μ_r représente la perméabilité relative du ferrite par rapport au vide de matière. Il peut être alors procédé à une expérience utilisant un équipage suspendu à un fil de torsion, par exemple, (fig. 16) dont le bras horizontal supporte, à ses extrémités, deux barreaux de ferrite polarisés en sens inverse. Ces barreaux peuvent, dans leurs déplacements, passer entre les armatures de deux condensateurs.

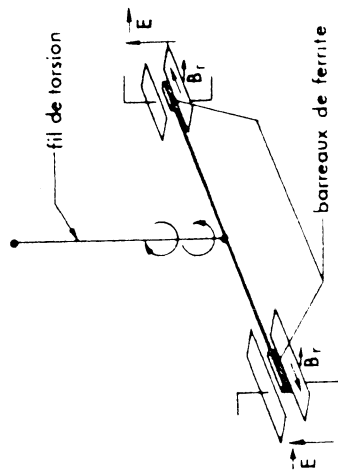


FIG. 16. — A chaque passage entre les plateaux des condensateurs, l'inversion du champ électrique fournit aux barreaux de ferrite, A et B, des impulsions de gravitation qui doivent produire des oscillations du pendule de torsion constitué par l'équipage suspendu.

En inversant le champ électrique à chaque passage des barreaux de ferrite entre les armatures des condensateurs, il doit être possible, par l'intermédiaire des impulsions de gravitation qui en résultent, de communiquer des oscillations entretenues à l'équipage suspendu par le fil de torsion.

Il importe de préciser que les expériences qui viennent, dans

leur généralité, d'être très sommairement décrites, n'ont pas, pour l'instant, fait l'objet de réalisations pratiques. Il serait surprenant, cependant, que le résultat n'en fût pas positif.

S'il existait des laboratoires où de telles expériences auraient été faites et gardées secrètes, disons à leur rencontre qu'il ne peut y avoir de secret pour une découverte aussi simple et objective et qu'elle se devait d'être largement et rapidement diffusée. La connaissance doit être mise à la disposition du plus grand nombre, et si elle ne l'était pas, elle ne pourrait avoir aucune valeur.

Nous avons vu qu'une onde électromagnétique transverse est toujours accompagnée d'un champ de gravitation dont les effets sont très faibles et probablement très difficilement mesurables. Ces effets sont masqués, d'une part, par une densité d'énergie diffuse ρ , sans doute considérable, et par l'importance prépondérante des actions électromagnétiques associées, d'autre part. Il est donc difficile de mettre en œuvre un mode de propulsion électrogravitationnel qui utiliserait des ondes électromagnétiques, car il faudrait faire appel, avec un rendement médiocre, à des énergies prohibitives.

Le calcul montre en effet, dans tous les cas, que la poussée obtenue, $P = \frac{1}{c} \frac{\partial W}{\partial t}$, est proportionnelle à l'énergie éjectée par unité de temps et inversement proportionnelle à la vitesse d'éjection. Cette dernière étant égale à la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques, la poussée est réduite à son minimum pour une même énergie utilisée.

Afin d'obtenir une poussée de un kilo, par exemple, il faudrait éjecter, sous forme d'ondes électromagnétiques, une énergie de 3000 mégajoules par seconde; soit une puissance de 3000 mégawatts.

Nous pouvons en déduire que tout espoir de mettre en œuvre un moyen de propulsion économique, utilisant la Gravitation, suppose, au préalable, la découverte d'une possibilité d'action directe sur la répartition de la densité d'énergie diffuse ρ , sans qu'il y ait émission d'ondes électromagnétiques.

La découverte d'une telle possibilité ne peut, à notre avis, que résulter d'une connaissance plus approfondie des propriétés de la matière, compte tenu des éléments nouveaux que révèle la théorie développée qui repose sur l'existence de milieux énergétiques définis.

avec l'énergie potentielle de Gravitation de la masse m , $W = mV_g$, en une seule et même expression,

$$mV_g = mc^2 = \frac{m}{\epsilon\mu_0}$$

— toute onde électromagnétique transverse est accompagnée d'un champ de gravitation qui a pour expression,

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})$$

— pour de faibles variations, le potentiel de gravitation, V_g , obéit à l'équation de propagation :

$$\Delta V_g - \frac{1}{V_g} \left(\frac{\partial^2 V_g}{\partial t^2} + 4\pi k \rho_m \right) = 0$$

Notons que la sommation vectorielle de champs de gravitation, ou celle de champs électriques ou magnétiques, n'est possible, en première approximation, que dans le cas de faibles variations de la permittivité ϵ , parce que ces champs participent à l'existence même du milieu énergétique de propagation.

La découverte la plus importante est certainement celle de milieux constitués d'énergie électromagnétique diffuse à haute concentration, responsables des forces d'inertie et des accélérations gravifiques; découverte qui ouvre la voie à de nouvelles recherches.

L'existence de ces milieux diffus est confirmée par les champs électromagnétiques et les champs de gravitation qui sont des éléments mesurables et qui traduisent, avec certitude, l'existence d'une énergie utilisable.

Les masses d'eau qui dévalent d'un barrage de retenue, par le canal des conduites forcées, vers l'usine hydroélectrique, utilisent l'énergie diffuse de gravitation pour actionner les turbines. Cette énergie diffuse est alors transformée, canalisée puis transportée, à très basse fréquence, autour de conducteurs « haute tension » qui utilisent la propriété des particules chargées de pouvoir conden-

LES PERSPECTIVES D'UNE THÉORIE ÉNERGÉTIQUE QUANTIQUE ET GRAVITATIONNELLE

Il ne pouvait s'agir, dans cet ouvrage, d'étudier en détails tous les phénomènes qui se trouvent expliqués par l'existence des milieux énergétiques et la loi de matérialisation.

Le fait de retrouver, en partant des lois de l'électromagnétisme classique, les équations de la Relativité, celles de la Mécanique ondulatoire et de la Gravitation, sont des éléments que nous avons jugés suffisants pour affirmer que toutes les vérifications expérimentales relatives à chacune de ces théories pouvaient, globalement, être portées à l'actif d'une théorie générale qui les confirme.

Il existe, cependant, des résultats particuliers et nouveaux à retenir, qui sont, en résumé, les suivants :

— La constante de Planck, et la vitesse de la lumière qui est égale à la racine carrée du potentiel de Gravitation, ne sont pas des constantes universelles; alors que la perméabilité μ_0 du vide de matière peut être considérée comme telle,

$$h = 8\pi k_0 \mu_0 q^2 c$$

et

$$c = \sqrt{V_g} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu_0}}$$

— L'énergie équivalente à la masse, $W = mc^2$, dont l'expression fut établie par Einstein, et démontrée dans sa généralité (§ 2, p. 15) sans faire appel aux principes de la Relativité, se confond

ser ou véhiculer cette énergie avec de faibles pertes. Il est connu, en effet, que l'énergie électrique transportée par un conducteur se trouve, en majeure partie, localisée, sous forme diffuse, dans l'espace extérieur au conducteur et que l'utilisation de champs électriques élevés, correspondant à de hautes tensions, permet d'augmenter la proportion de cette énergie extérieure avec, pour conséquence, une diminution des pertes dans le conducteur sous forme thermique (Effet Joule).

L'existence de cette énergie non-matérialisée, et qui n'est pas thermodynamique, est également confirmée par la dématérialisation des neutrinos et par le rayonnement cosmique diffus qui prend naissance au sein des espaces intersidéraux où, comme nous l'avons vu, la densité d'énergie diffuse est la plus élevée.

Essayons d'imaginer comment peut naître une particule cosmique.

Quand le champ électrique tend, en un point de l'espace et au hasard de ses fluctuations, à dépasser la valeur limite \mathcal{E}_d , il doit se produire une véritable « implosion » d'énergie. Les zones disruptives qui apparaissent doivent provoquer une augmentation de la permittivité ϵ et, par suite, une déformation des lignes de force du champ électrique. La concentration qui en résulte entraîne une dépression d'énergie diffuse au voisinage du photon cosmique ainsi créé, lequel est projeté à la vitesse $\frac{1}{\sqrt{\epsilon/\mu_0}}$ dans la direction

de l'onde diffuse qui lui a donné naissance, tout en prélevant une énergie proportionnelle à sa fréquence moyenne, $W = h\nu_m$, au chaos diffus environnant. La matérialisation cosmique se présenterait donc comme un véritable phénomène de « Négentropy ». Si la répartition de l'énergie diffuse est aléatoire, il doit lui correspondre une courbe de distribution dont le relevé, déterminé expérimentalement, permettrait de connaître la densité d'énergie la plus probable dans chaque domaine de fréquence ν , $\nu + d\nu$. Cette courbe de distribution constitue, peut-être, la clef du mystère de la stabilité des particules matérielles élémentaires, expliquant la Radioactivité naturelle autant qu'artificielle.

Pourquoi les particules stables, électrons, protons, noyaux atomiques, et leurs anti-particules, ne correspondraient-ils pas à des pics énergétiques de cette courbe particulière ? (fig. 17).

La stabilité n'est peut-être, en somme, que la traduction d'un phénomène de résonance qui résulte de l'interaction d'une

particule avec le milieu diffus pour une fréquence correspondant à l'un des pics de la courbe de distribution.

Et pourquoi les pics ne seraient-ils pas distribués selon la répartition d'une décomposition en série de Fourier ? ... avec deux fréquences moyennes fondamentales se modulant l'une l'autre : celle du proton ν_p et celle du neutron ν_n . Le terme général de cette intermodulation aurait très approximativement pour expression :

$$A_{k_0} \cos(k_0 \nu_p t - \varphi_0) \cdot A_{k_1} \cos(k_1 \nu_n t - \varphi_1)$$

soit :

$$1/2 A_{k_0} \cdot A_{k_1} \{ \cos[(k_0 \nu_p + k_1 \nu_n)t - (\varphi_0 + \varphi_1)] + \cos[(k_0 \nu_p - k_1 \nu_n)t - (\varphi_0 - \varphi_1)] \}.$$

Si le produit $A_{k_0} \cdot A_{k_1}$ est maximal pour $k_0 = k_1$, cela peut expliquer la stabilité des noyaux dans lesquels le nombre de nucléons se répartit également entre neutrons et protons. Cela pourrait expliquer également l'existence et la stabilité des électrons et des deutérons, correspondant à $k_0 = k_1 = 1$.

Les décalages de pics dus aux superpositions pourraient expliquer aussi l'existence des énergies de liaison. La probabilité de désintégration d'une particule d'énergie, $E = h\nu$, serait alors d'autant plus faible que la dérivée correspondante $\frac{dE}{d\nu}$, sur la courbe de distribution d'énergie diffuse, serait plus faible.

Cela devrait entraîner l'existence, entre les pics, de *particules métastables* dont les durées de vie pourraient accuser d'assez grandes variations suivant les fluctuations du milieu. Ces particules ne mériteraient-elles pas alors, d'être appelées « particules étranges » ? ... Pourquoi ne correspondraient-elles pas aux « mésons » dans la portion de courbe située entre le pic de l'électron et celui du proton, et aux « baryons » entre le pic du proton et celui du deutéron ?

Si cela était, les Physiciens nucléaires devraient découvrir, à l'aide des accélérateurs de très haute énergie actuellement en construction, de *nouvelles particules métastables, des sortes « d'hyper-baryons »*, se situant entre le pic du deutéron et celui de la particule α , et même au-delà. Le « triton » étant, parmi ces particules, celle qui possède, probablement, la plus grande durée de vie.

Il n'est pas impossible que la radioactivité naturelle soit, finalement, la conséquence d'une instabilité due à la faible amplitude

relative du pic énergétique qui correspond à un noyau radioactif, comparée à celle des fluctuations statistiques du milieu ambiant.

Les hypothèses qui viennent d'être faites ne sont que des suggestions susceptibles d'orienter les recherches vers une interprétation satisfaisante des phénomènes nucléaires. Nous pensons, cependant, que l'étude de ces phénomènes en rapport avec la structure intime de la matière et la physique en général, comme avec l'Astronomie et la Cosmologie, ne peuvent plus, désormais, ignorer l'existence des milieux électromagnétiques diffus qui semblent constituer la trame de notre Univers, nous obligeant, dans certains domaines, à une révision profonde de nos conceptions scientifiques.

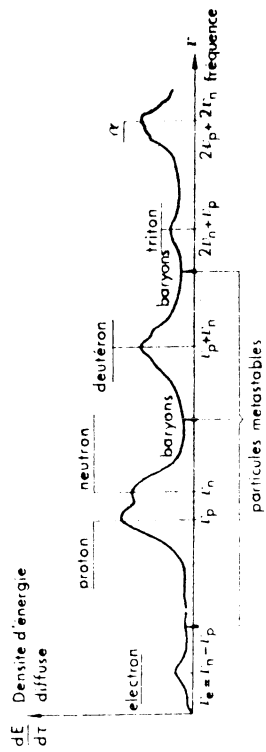
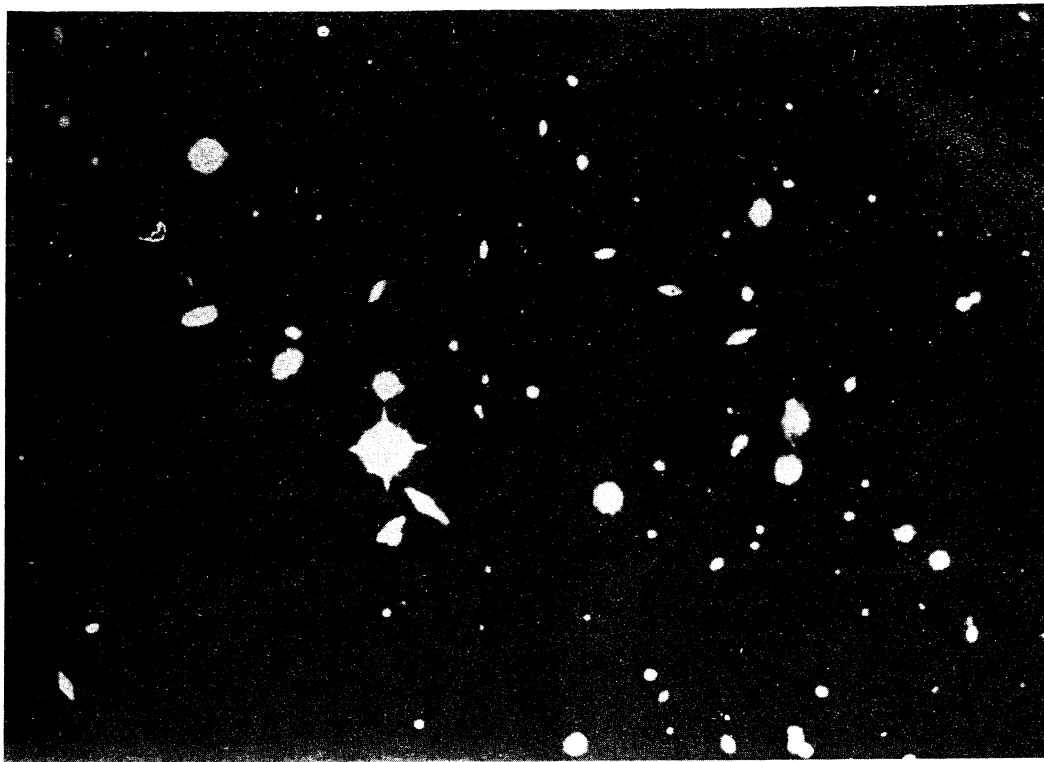


FIG. 17. — Nous pouvons imaginer une courbe de distribution donnant la densité la plus probable d'énergie électromagnétique diffuse en fonction de la fréquence, et dans laquelle, les pics correspondraient aux particules et noyaux atomiques les plus stables. Dans cette courbe le pic de l'électron aurait pour abscisse $\nu_e = \nu_n - \nu_p$. La différence $h\nu_e$ correspond à l'énergie que l'on associe au neutrino et qui traduit simplement l'échange d'énergie avec le milieu diffus.

Nous vivons certainement dans un monde en équilibre précaire dont il nous faut, pas à pas, découvrir tous les liens secrets qui en constituent la réalité causale, si nous voulons avoir une chance d'assurer l'avenir et la pérennité de notre espèce menacée par des limites, sans doute très étroites, dans les conditions naturelles de survie.

Si, par exemple, la fonction de distribution de l'énergie diffuse est, comme il semblerait, responsable de la stabilité de la matière, il est sûr que le moindre décalage de fréquence relativement aux pics de cette fonction, peut entraîner un effroyable cataclysme qui transformerait, presque instantanément, notre système solaire en une gigantesque nova, ou même une supernova, où plus d'un



Pl. VIII. — AMAS DE GALAXIES VUES AU GRAND TELESCOPE DU MONT PALOMAR DANS UNE INFIME PARTIE DE L'HEMISPHERE BOREAL.

Ces multitudes d'Univers-iles, qui semblent peupler l'immensité du Cosmos, correspondent à des condensations locales fantastiques d'énergies matérielisées, bien que la densité d'énergie diffuse y soit encore très élevée dans les régions interstellaires.

million d'années d'aventure humaine viendrait s'abîmer, sans qu'aucune trace n'en subsistât, dans un fantastique embrasement. Cela s'est déjà produit et se produit encore dans toutes les galaxies, bien que la probabilité d'un tel bouleversement soit très faible.

Pour éviter d'être les victimes ignorantes d'un sort aveugle et implacable, pour avoir quelque chance d'agir sur notre destin, nous devons prévoir — et prévoir, c'est d'abord connaître. Et cela nécessite un ensemble de connaissances à la base, pragmatiques, simples et cohérentes.

Rappelons que la théorie d'énergétique quantique et gravitationnelle repose, essentiellement, sur la possibilité d'une représentation électromagnétique de toute densité de quantité de mouvement, $\frac{\partial mv}{\partial \tau} = \mathbf{D} \wedge \mathbf{B}$, représentation suggérée, à l'origine, par l'existence du vecteur de Poynting. Ce lien, entre la mécanique classique et l'électromagnétisme, nous fait découvrir alors que l'ensemble des concepts de la mécanique, de l'optique et de la physique en général, matière, énergie, potentiels, photons ou particules, peuvent être exprimés en termes électromagnétiques établis à partir des équations fondamentales de Maxwell-Ampère et de Maxwell-Faraday.

Ne s'agit-il pas, en fait, d'une véritable théorie unitaire ? qui place l'électromagnétisme et l'électronique à la base de l'existence même de la matière et de notre Univers sensible et observable.

Il serait, cependant, peu raisonnable de dire que cet Univers n'est doué que de propriétés électromagnétiques, parce qu'il ne nous est pas possible d'exprimer scientifiquement la nature des choses. Mais nous pouvons affirmer par contre, parce qu'il s'agit de rapports, que toutes les lois physiques actuellement connues doivent pouvoir s'exprimer en termes qui relèvent de l'électromagnétisme classique.

Notons qu'il n'existe, quant aux résultats expérimentaux, aucun conflit entre la théorie proposée, la Mécanique classique, la thermodynamique, la théorie quantique, la Mécanique ondulatoire, la Relativité restreinte ou généralisée, que nous pouvons même, à tout instant, invoquer comme preuves des hypothèses qui ont été avancées. Nous devons, pourtant, rejeter de ces théories certains principes a priori. Non pas que nous pensions devoir les juger faux ou discutables, mais parce qu'ils sont (certains)

simplement inutiles et parfois nuisibles à la compréhension de l'ensemble.

Nous avons montré, à l'aide des équations de Maxwell et des transformations de Lorentz qui en sont issues, sans faire appel aux principes relativistes, qu'à un milieu énergétique, en général, pouvait être associée une masse d'inertie que nous avons calculée (§ 2, p. 15). Nous avons démontré, en utilisant la loi de matérialisation, l'équation fondamentale de la Mécanique quantique (§ 4, p. 29) et celle de la Mécanique ondulatoire (§ 5, p. 46) qui légitiment l'équation de Schrödinger dont les limites de validité ont été précisées. Nous avons établi, finalement, les équations des champs de gravitation, sans faire appel à la Relativité Générale et en rejetant même le principe d'une vitesse de la lumière, « Constante universelle ».

Nous ne doutons pas un seul instant, car c'est une réalité indéniable, que la Relativité pourrait parvenir aux mêmes résultats, à condition, toutefois, d'y introduire les lois de l'électromagnétisme qu'il n'est pas possible de considérer comme une géométrisation de l'espace. Mais nous ne voyons pas l'intérêt qu'il y aurait à maintenir des principes, dont l'utilité ne se justifie plus, qui n'entraînent que des complications, se traduisent par des conceptions peu familières et risquent de conduire à des erreurs engendrées par le brassage d'idées inhabituelles, abstraites et parfois déroutantes, où notre logique finit par se perdre dans les dédales de l'incertitude et des paradoxes.

CONCLUSION

Une conclusion n'est pas une fin.

Elle marque le terme d'une étape et, dans le cas présent, se devait de préciser les voies ouvertes à l'investigation et aux recherches nouvelles.

Malgré les imperfections, le chemin parcouru est irréversible et les données nouvelles restent désormais acquises.

Grâce à une compréhension objective et à une représentation concrète des phénomènes, il apparaît maintenant, de façon claire, que l'énergie peut revêtir deux aspects différents, continu ou discontinu. Ces deux aspects sont différenciés et séparés par des zones qui impliquent l'existence d'une limite supérieure précise du champ électrique liée au milieu et fonction de la charge élémentaire de l'électron.

La Gravitation cesse d'être un mystère insondable. L'énigme $W = mc^2$ qui intriguait L. Brillouin [21] se trouve éclaircie en parfaite harmonie avec les phénomènes électromagnétiques et la loi de l'attraction universelle.

Le fait important qu'il faut surtout retenir : c'est que l'unité de la physique semble pouvoir et vouloir se faire autour de l'électromagnétisme. Cela se comprend si l'on remarque que les énergies, les masses, les quantités de mouvement, les forces de toute nature doivent pouvoir s'exprimer en termes électromagnétiques.

Comparées à celles des autres disciplines de la physique, les lois de l'électromagnétisme possèdent l'inestimable avantage de revêtir, dès les bases, un aspect vectoriel, et par conséquent pluri-dimensionnel, qui leur confère de plus larges possibilités d'expression à l'aide d'un symbolisme qui reste, par ailleurs, simple et compréhensible. Ce qui importe, finalement, ce n'est pas tant d'affirmer qu'une énergie, par exemple, est toujours, dans son essence de nature électromagnétique — cela n'aurait en fait aucune signification — mais, au contraire, d'être assuré que cette énergie

peut symboliquement se traduire sous une forme électromagnétique qui, quantitativement, permet d'expliquer son comportement en bon accord avec l'expérience.

Certes, il reste encore beaucoup à faire. Et lorsqu'une étape nouvelle vient d'être franchie, il est rare que les nouveaux problèmes posés ne se présentent pas en plus grand nombre que ceux qui ont été résolus. Nombreuses, en effet, sont les questions qui demeurent en suspens.

Quelle peut être la valeur de la densité moyenne d'énergie diffuse dans l'espace intersidéral ? est-elle la même dans les espaces intergalactiques ? Quelles sont, en fonction de la densité d'énergie, les variations de la permittivité électrique ? pour un milieu diffus ? pour un milieu matériel ? au sein des zones divergentes ?

Est-il possible, comme dans le cas du photon et de l'électron, et en fonction de la loi de matérialisation, de construire un modèle concret pour chacune des nombreuses particules élémentaires actuellement connues ? Comment se présente, exactement, la courbe de distribution de l'énergie diffuse ?

La liste des questions peut s'étendre ainsi sans limites, nous rappelant, si c'était nécessaire, la pauvreté et l'exiguïté du domaine de la Connaissance eu égard à l'immensité de celui de notre ignorance qui a pour éternel objet le réel, l'univers, l'existence, mais, également, la grandeur, le sens et la raison possibles de l'être et de l'humain.

ANNEXE

RAPPEL DES PRINCIPALES NOTIONS FONDAMENTALES UTILISÉES DANS LE TEXTE

1^o **Définition intrinsèque d'un gradient de potentiel.** — Lorsqu'une fonction « potentiel U », définie et continue, est exprimée à l'aide de fonctions, $s_i(x,y,z)$, $i = 1, 2, \dots, n$, également définies et continues, qui dépendent des variables x , y , et z , le gradient de cette fonction $U(s_1, s_2, \dots, s_n)$ a pour expression générale :

$$\text{grad } U = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial s_i} \cdot \text{grad } s_i$$

Dans le cas particulier où $s_1 = x$, $s_2 = y$, $s_3 = z$ et $s_i = 0$, pour $i \geq 4$, et en posant $\text{grad } x = \mathbf{i}$, $\text{grad } y = \mathbf{j}$, $\text{grad } z = \mathbf{k}$, nous obtenons l'expression classique du gradient de la fonction U ramenée à trois axes de coordonnées rectangulaires Ox , Oy , Oz :

$$\text{grad } U = \mathbf{i} \cdot \frac{\partial U}{\partial x} + \mathbf{j} \cdot \frac{\partial U}{\partial y} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial U}{\partial z}$$

2^o **Définition intrinsèque de la divergence.** — Si $\mathbf{V}(s_1, s_2, \dots, s_n)$ est un vecteur qui dépend de $s_i(x,y,z)$, $i = 1, 2, \dots, n$, fonctions des variables x , y , et z , on appelle, par définition, divergence de ce vecteur, l'expression scalaire :

$$\text{div } \mathbf{V} = \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial s_i}$$

En posant, comme précédemment, $s_1 = x$, $s_2 = y$, $s_3 = z$, $s_i = 0$, pour $i \geq 4$, et $\text{grad } x = i$, $\text{grad } y = j$, $\text{grad } z = k$, nous obtenons l'expression de la divergence ramenée aux trois axes rectangulaires Ox , Oy , Oz :

$$\text{div } \mathbf{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}.$$

3^o **Définition intrinsèque du rotationnel.** — On appelle rotationnel du vecteur $\mathbf{V}(s_1, s_2, \dots, s_n)$ et l'on écrit, $\text{rot } \mathbf{V}$, le vecteur obtenu en effectuant la somme des produits vectoriels, $\text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial s_i}$:

$$\text{rot } \mathbf{V} = \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial s_i}$$

En posant $s_1 = x$, $s_2 = y$, $s_3 = z$, $s_i = 0$ pour $i \geq 4$, nous retrouvons l'expression connue :

$$\text{rot } \mathbf{V} = i \wedge \frac{\partial V}{\partial x} + j \wedge \frac{\partial V}{\partial y} + k \wedge \frac{\partial V}{\partial z},$$

soit :

$$\text{rot } \mathbf{V} = i \cdot \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) + j \cdot \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) + k \cdot \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right).$$

4^o **Symétrisation du Dalemberdien.** — Le vecteur Dalemberdien s'écrit habituellement :

$$\square \mathbf{V} = \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2}.$$

En posant $T = \frac{j \cdot t}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, $j = \sqrt{-1}$, nous pouvons obtenir, pour ce vecteur, une expression symétrique en x, y, z et T :

$$\square \mathbf{V} = \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial T^2}$$

5^o **Expression générale des équations de Maxwell sous la forme d'Heaviside.** — En milieu homogène à inertie stationnaire, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{E} &= 0 \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Nous pouvons multiplier la première ligne par $\sqrt{\epsilon}$, et la seconde par $j\sqrt{\mu}$ puis additionner membre à membre. Nous obtenons ainsi :

$$\text{rot} (\sqrt{\epsilon} \mathbf{E} + j\sqrt{\mu} \mathbf{H}) = j\sqrt{\epsilon \mu} \left(\sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + j\sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right),$$

et $\text{div} (\sqrt{\epsilon} \mathbf{E} + j\sqrt{\mu} \mathbf{H}) = 0$.

Il suffit alors de poser : $\sqrt{\epsilon} \mathbf{E} + j\sqrt{\mu} \mathbf{H} = \mathbf{Q}$ et $T = j \frac{t}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, soit $dt = -j\sqrt{\epsilon \mu} dT$, pour établir les équations de Maxwell-Heaviside :

$$\boxed{\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{Q} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial T} &= 0 \\ \text{div } \mathbf{Q} &= 0 \end{aligned}}$$

\mathbf{Q} représente un champ électromagnétique complexe dans lequel il suffit de séparer la partie réelle et la partie imaginaire pour obtenir le champ électrique et le champ magnétique associés.

6^o **Étude générale de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu à inertie stationnaire homogène.** — Il est toujours possible de choisir arbitrairement n fonctions $s_i(x, y, z, T)$, $i = 1, 2, \dots, n$, avec $n \geq 3$, telles que le champ électromagnétique complexe \mathbf{Q} puisse s'exprimer en fonction de s_1, s_2, \dots, s_n , $\mathbf{Q}(s_1, s_2, \dots, s_n)$.

Les expressions intrinsèques de la divergence (2) et du rota-

tionnel (3) permettent d'écrire, sous une autre forme, les équations générales de Maxwell-Heaviside :

$$\left| \begin{aligned} \sum_{i=1}^n \left(\text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} \right) &= 0 \\ \sum_{i=1}^n \text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} &= 0 \end{aligned} \right.$$

Il est intéressant de rechercher les propriétés des fonctions $s_i(x, y, z, \mathbf{T})$, leur nombre pouvant être quelconque, pour que chacune d'elles réponde séparément aux égalités :

$$\text{grad } s_i \wedge \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} = 0$$

$$\text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} = 0.$$

La multiplication scalaire de la première de ces égalités par le vecteur dérivé $\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i}$ fournit la relation :

$$\boxed{\left(\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \right)^2 \cdot \frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} = 0} \quad \textcircled{1}$$

En multipliant cette même égalité vectoriellement par le gradient de la fonction s_i , $\text{grad } s_i$, et en tenant compte du fait que $\text{grad } s_i \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} = 0$, nous obtenons la seconde relation :

$$\boxed{\left[\text{grad } s_i \right]^2 + \left(\frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} \right)^2 \cdot \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} = 0} \quad \textcircled{2}$$

Si nous imposons, par hypothèse, à la dérivée $\frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}}$ et au vecteur $\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i}$ d'être différents de zéro, la relation $\textcircled{1}$ signifie que les

vecteurs $\sqrt{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i}$ et $\sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i}$ sont égaux en module et perpendiculaires entre eux.

Il suffit, en effet, de remplacer le vecteur \mathbf{Q} par son expression complexe pour obtenir :

$$\left(\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial s_i} \right)^2 = \left(\sqrt{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} + j \cdot \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} \right)^2 = 0,$$

$$\varepsilon \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} \right)^2 - \mu \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} \right)^2 + 2j \sqrt{\varepsilon \mu} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} = 0.$$

Pour que cette dernière expression soit nulle, il faut que la partie réelle et la partie imaginaire le soient également; d'où :

$$\left| \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} \right| = \left| \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} \right| \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} = 0.$$

Quant à la relation $\textcircled{2}$ qui s'écrit :

$$\left(\text{grad } s_i \right)^2 + \left(\frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} \right)^2 = 0,$$

elle signifie, comme nous allons le démontrer, que les surfaces $s_i(x, y, z, \mathbf{T}) = C^{\text{te}}$ sont des surfaces parallèles dont chaque point se déplace, suivant une normale commune, à la vitesse $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$.

Supposons que le milieu à inertie stationnaire soit ramené à trois axes de coordonnées rectangulaires $\mathbf{Ox}, \mathbf{Oy}, \mathbf{Oz}$ et considérons la famille de surfaces S représentée par la fonction $s_i(x, y, z, \mathbf{T}) = C^{\text{te}}$. Chaque surface se déforme en fonction du paramètre temps, $t = -j \sqrt{\varepsilon \mu} \cdot \mathbf{T}$, dont elle dépend... Prenons deux points voisins $\mathbf{M}_0(x, y, z, t)$ et $\mathbf{M}_1(x + dx, y + dy, z + dz, t + dt)$ situés, l'un sur la surface S_t à l'instant t et l'autre sur la surface S_{t+dt} modifiée en fonction du temps. Ces deux surfaces appartiennent à la famille $s_i(x, y, z, \mathbf{T}) = C^{\text{te}}$. Nous pouvons donc écrire la relation différentielle :

$$\frac{\partial s_i}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial s_i}{\partial y} \cdot dy + \frac{\partial s_i}{\partial z} \cdot dz + \frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{T}} \cdot dt = 0,$$

qui peut s'exprimer sous la forme d'un produit scalaire :

$$\text{grad } s_i \cdot \mathbf{M}_0 \mathbf{M}_1 = - \frac{\partial s_i}{\partial t} \cdot dt,$$

puisque le vecteur $\mathbf{M}_0 \mathbf{M}_1$ admet respectivement pour composantes dx , dy et dz . En choisissant, $\mathbf{M}_0 \mathbf{M}_1 = d\mathbf{OM}$, dirigé suivant la normale à la surface S , $\text{grad } s_i$ et $d\mathbf{OM}$ deviennent colinéaires et nous obtenons l'égalité :

$$|\text{grad } s_i| \cdot |d\mathbf{OM}| = \left| \frac{\partial s_i}{\partial t} \cdot dt \right|,$$

soit :

$$\left| \frac{d\mathbf{OM}}{dt} \right|^2 = \left(\frac{\partial s_i}{\partial t} \right)^2 \frac{1}{(\text{grad } s_i)^2}$$

et nous en déduisons :

$$\left| \frac{d\mathbf{OM}}{dt} \right| = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$\frac{d\mathbf{OM}}{dt}$ représente la vitesse de déplacement d'un point M quelconque d'une surface S , correspondant à $s_i(x, y, z, T) = C^{te}$, suivant la normale à cette surface, lorsque cette dernière se déforme en fonction du temps.

Le vecteur, $\mathbf{u}_i = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \cdot \text{grad } s_i$, est un vecteur unité qui,

reporté dans les égalités de départ, conduit à écrire :

$$\left| \begin{aligned} \mathbf{u}_i \wedge \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} &= - \sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} \\ \mathbf{u}_i \wedge \sqrt{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial s_i} &= \sqrt{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s_i} \end{aligned} \right.$$

Notons que ces propriétés particulières permettent toujours d'exprimer les fonctions s_i sous une forme explicite, $s_i(x, y, z) \pm jT$, montrant clairement que T joue un rôle différent de celui joué par les variables d'espace, x, y et z .

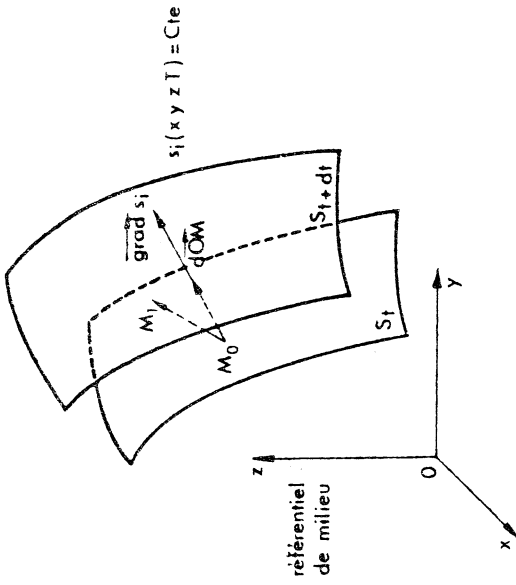


Fig. 18. — Chaque point de la surface S_i , qui admet pour équation $s_i(x, y, z, T) = C^{te}$, se déplace, en fonction du temps, de la même longueur $d\mathbf{OM}$ suivant la normale définie par $\text{grad } s_i$.

Par définition, nous dirons qu'une famille de surfaces correspondant aux fonctions $s_i(x, y, z, T) = C^{te}$, est une famille de surfaces d'ondes. Celles-ci sont des surfaces parallèles qui se déplacent suivant leurs normales à la vitesse $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$.

Les équations de Maxwell impliquent donc bien que les perturbations électromagnétiques se propagent, dans un milieu à inertie stationnaire homogène, à une vitesse isotrope $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, et que ces perturbations résultent toujours de la superposition linéaire de surfaces d'ondes indépendantes, en nombre quelconque, au sens qui vient d'être défini, et dont les normales sont des trajectoires de propagation conservatives dans le milieu homogène considéré.

L'indépendance des surfaces d'ondes et leur séparation permettent, après intégration, d'étendre les propriétés qui ont été démontrées, aux champs électriques et magnétiques, \mathbf{E}_i et \mathbf{H}_i ,

eux-mêmes. Chacun de ces champs ne dépend alors que d'une seule fonction $s_i(x, y, z) \pm jT$.

7° *Ondes sphériques et généralisation de la seconde loi de Laplace.* — Une solution générale des équations de Maxwell-Heaviside, en milieu homogène, est donnée par tout vecteur de propagation, $\mathbf{A}(x, y, z, T)$, tel que $\square \mathbf{A} = 0$. Nous allons démontrer, dans ces conditions, que le vecteur électromagnétique complexe,

$$\mathbf{Q} = \text{rot} \left(\text{rot} \mathbf{A} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial T} \right)$$

est solution des équations de Maxwell.

Nous pouvons, en effet, développer cette expression et écrire :

$$\mathbf{Q} = \text{grad} \text{div} \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} - \text{rot} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial T}.$$

En tenant compte de $\Delta \mathbf{A} = -\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial T^2}$, ($\square \mathbf{A} = 0$), nous en tirons :

$$\mathbf{Q} = \text{grad} \text{div} \mathbf{A} - \frac{\partial}{\partial T} \left(\text{rot} \mathbf{A} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial T} \right),$$

soit :

$$\text{rot} \mathbf{Q} = -\frac{\partial}{\partial T} \text{rot} \left(\text{rot} \mathbf{A} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial T} \right) = -\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial T}.$$

\mathbf{Q} étant un rotationnel, sa divergence est nulle et nous pouvons écrire par conséquent :

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{Q} + \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial T} &= 0 \\ \text{div} \mathbf{Q} &= 0 \end{aligned}$$

Afin d'étudier des ondes sphériques, cherchons un vecteur, $\mathbf{A}(r, T)$, qui ne dépende que du rayon $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ et

du temps $t = -j\sqrt{\epsilon\mu} \cdot T$. Le calcul montre que le vecteur \mathbf{A} est, en général, de la forme :

$$\mathbf{A}(r, T) = \frac{1}{r} [\mathbf{V}(r + jT) + \mathbf{V}'(r - jT)] + \text{grad} U(r)$$

où $U(r)$ est une fonction harmonique ($\Delta U = 0$) indépendante du temps.

Dans ce qui suit, nous éliminerons les champs indépendants du temps, parfaitement connus, et nous ne conserverons que l'onde émise par la perturbation qui se produit au centre des sphères, concentriques. Il reste alors, $\mathbf{A} = \frac{1}{r} \mathbf{V}(r + jT)$, et par conséquent :

$$\mathbf{Q} = \text{rot} \left[\text{rot} \frac{\mathbf{V}(r + jT)}{r} - j \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}(r + jT)}{\partial r} \right].$$

Si le vecteur $\mathbf{V}(r + jT)$ est un vecteur réel, la partie imaginaire :

$$\text{rot} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}(r + jT)}{\partial r} \right],$$

représente un champ magnétique que, par analogie avec la seconde loi de Laplace et en utilisant des coefficients convenables, nous pouvons écrire finalement :

$$\mathbf{dH} = \frac{1}{4\pi} \text{rot} \frac{i \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} \cdot d\mathbf{l} \quad (\text{M. K. S. A.})$$

Soit encore :

$$\mathbf{dH} = \frac{1}{4\pi} \cdot \left[i \cdot d\mathbf{l} \wedge \frac{\text{grad} r}{r^2} + \frac{i r}{c} \cdot d\mathbf{l} \wedge \frac{\text{grad} r}{r} \right] \quad (\text{M. K. S. A.})$$

8° Champs de Gravitation à distribution sphérique.

Les équations de Maxwell permettent de calculer les relations entre les champs et les potentiels de gravitation ramenés à un milieu quasi-stationnaire, vide de matière, où la densité d'énergie

diffuse n'est supposée subir que de très faibles variations. Ces relations s'écrivent :

$$\left| \begin{array}{l} \gamma + \text{grad } V = 0 \\ \text{div } \gamma + \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0. \end{array} \right.$$

Lorsque les champs et les potentiels sont statiques ($\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0$),

nous obtenons :

$$\left| \begin{array}{l} \gamma = - \text{grad } V \\ \text{div } \gamma = 0 \end{array} \right.$$

Nous pouvons aisément résoudre ce système d'équations dans le cas d'une distribution sphérique $V(r)$ du potentiel de gravitation, avec $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. $V(r)$ est une fonction harmonique qui conduit à une expression nulle de la fonction Laplacienne :

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0,$$

soit :

$$r^2 \Delta V(r) = r^2 \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + 2r \frac{\partial V}{\partial r} = 0.$$

Par intégration nous obtenons :

$$V(r) = -\frac{k_0}{r} + C_0 \quad \text{et} \quad \gamma = - \text{grad } V(r) = -\frac{k_0}{r^2} \cdot \text{grad } r.$$

Ce qui prouve, dans le cas d'une distribution sphérique, que les accélérations varient proportionnellement à l'inverse des carrés des distances.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LOUIS DE BROGLIE. — *Ondes électromagnétiques et photons*. Gauthier-Villars, Paris, 1968.
- [2] J. A. WHEELER. — *Colloque international du C. N. R. S. sur les fluides et le champ gravitationnel en Relativité Générale*. 19-23 juin 1967. Paris, 1969.
- [3] A. EINSTEIN. — *Sur l'électrodynamique des corps en mouvement*. Gauthier-Villars, Paris, 1955.
- [4] W. H. K. PANOFKY and M. PHILLIPS. — *Classical electricity and magnetism*. Addison-Wesley, Cambridge, 1955.
- [5] G. BRUHAT. — *Cours de Physique Générale. Électricité* (révisé par G. GOUDET. Masson et Cie, 1963.
- [6] ANDRÉ ANGOT. — *Compléments de Mathématiques à l'usage de l'électrotechnique et des télécommunications*. Masson et Cie, Paris.
- [7] MAX PLANCK. — *Électromagnétisme*. Librairie Arcan, Paris, 1939.
- [8] *La Science, ses progrès et ses applications*. Librairie Larousse, 1933.
- [9] LOUIS DE BROGLIE. — *Thèse de Doctorat* (1924). Masson et Cie, Paris, 1963.
- [10] FRANCIS PERRIN. — *La dynamique Relativiste et l'inertie de l'énergie*. Hermann, Paris, 1932.
- [11] A. ORE and J. L. POWELL. — *Three Photon Annihilation of an Electron Positron Pair*, *Physical Review*, **75**, 11 juin 1949.
- [12] P. FLEURY et J. P. MATHIEU. — *Atomes, molécules, noyaux*. Eyrolles, Paris, 1963.
- [13] J. THIBAUD. — *L'effet Compton*. Congrès international d'Électricité, 1^{re} Section, Paris, 1932.
- [14] L. LANDAU et E. LIFCHITZ. — *Théorie du champ*. Édition de la Paix, Moscou, U. R. S. S.
- [15] L. GÉRARDIN. — *L'électro-gravitation*. Service de documentation et d'information technique de l'aéronautique, Section information-liaison, février 1956.
- [16] M. SURDIN. — A note on time-varying gravitational potentials. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **58**, pp. 550 à 553, 1962.
- [17] I. L. SHAPIRO. — Radar observations of the Planets. *Scientific American*, **219**, 1.
- [18] L. BRILLOUIN. — Il faut repenser la Relativité (Relativité restreinte et Relativité Généralisée). *Annuaire du bureau des longitudes*, 1970.

- [19] S. P. MARAN et A. G. W. CAMERON. — Pulsars. *Physics Today*, **21**, 8, p. 41, août 1968.
- [20] L. BRILLOUIN. — *Relativity reexamined*. Academic Press, octobre 1970.
- [21] L. BRILLOUIN. — L'énigme $E = mc^2$: Énergie potentielle et renormalisation de la masse. *Le journal de Physique*, **25**, pp. 883 à 886, novembre 1963.

SOURCE DES ILLUSTRATIONS

- Pl. I. — Photo Mc. GRAW-HILL Book Company.
- Pl. II. — Bureau soviétique d'information.
- Pl. III — Photo Grammont.
- Pl. IV. — Photo Grammont.
- Pl. V. — Photo N.A.S.A.
- Pl. VI. — Photo EURATOM.
- Pl. VII. — Photo Rossetti.
- Pl. VIII. — Photo "Science et Vie".
-

Edité par la S.E.P.E.D. — Mars 1977

SOCIETE POUR L'ETUDE ET LA PROMOTION DE L'ENERGIE DIFFUSE
16 Bis, rue Jouffroy 75017 Paris