

Théorie de l'action universelle et discontinue

Robert Lévi

▶ **To cite this version:**

Robert Lévi. Théorie de l'action universelle et discontinue. Journal de Physique et le Radium, 1927, 8 (4), pp.182-198. 10.1051/jphysrad:0192700804018200 . jpa-00205289

HAL Id: jpa-00205289
https://hal.science/jpa-00205289

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

THÉORIE DE L'ACTION UNIVERSELLE ET DISCONTINUE.

par M. ROBERT LÉVI.

Sommaire. — Des considérations métaphysiques, inspirées par la théorie de la Relativité, conduisent l'auteur à interpréter par des actions directes, s'effectuant avec la vitesse de la lumière dans le vide, ce qui était attribué à des actions de milieu. Appliquant cette méthode à l'électromagnétisme, on le condense dans une formule généralisant la loi de Coulomb, qui fournit le mouvement d'une masse électrisée dans le champ d'autres masses à mouvements variés (§ 5).

L'auteur est amené ensuite à supposer que les électrons sont sans volume et que leurs temps propres se composent d'atomes de temps ou chronons successifs. Il résulte de ces hypothèses, qui n'altèrent pas, en général, les lois de l'électromagnétisme, l'existence d'une vibration intra-atomique, dont la fréquence satisfait identiquement à l'égalité $h\nu = W$, W étant l'énergie totale de l'atome. Les expressions simples trouvées à cette énergie fournissent de nouvelles interprétations de l'intégrale d'action (§ 11).

Avant-propos. — Le développement de la théorie qui suit comporte trois étapes successives, nettement distinctes.

A la base se trouve une discussion qui est plutôt d'ordre métaphysique; j'ai tenu à conserver ce caractère à toute mon exposition, estimant que l'essentiel d'une théorie physique n'est pas dans les formules par lesquelles elle s'exprime, mais dans l'idée qui l'a fait naître.

Qu'on ne s'attende donc pas à trouver ici de longs calculs, mais plutôt un programme, une ébauche dans laquelle les détails pourront s'inscrire ensuite, adaptés aux données de l'expérimentation.

Bien des théories consacrées s'y trouvent battues en brèche; d'autres, abandonnées, y reprennent une vie nouvelle. Et pourtant, celles que nous délaissons à leur tour n'auront pas été moins utiles que les autres. C'est que la réalité des choses est toujours masquée par l'écran sur lequel nous la voyons se projeter; les discordances apparentes résultent bien plutôt de la variété des points de vue adoptés que de la complexité des choses.

Toute notre attention doit donc être portée sur le point de vue auquel nous nous sommes placés, consciemment ou non. En le précisant bien, nous saurons quelle portée attribuer aux résultats de notre investigation et nous pourrons rester cohérents avec nous-mêmes.

Je définirai donc l'idée maîtresse qui m'a inspiré et à la lumière de laquelle s'est poursuivie cette étude: c'est à savoir que les phénomènes physiques ne peuvent pas être isolés de la matière sur laquelle ils s'observent. Les corps matériels étant essentiellement discontinus et seuls porteurs de durée, les lois physiques que jusqu'à présent on a surtout cherché à mettre sous une forme générale, globale, doivent pouvoir être mises sous une forme élémentaire, pour ainsi dire microscopique, et faire ressortir la discontinuité, même du temps.

CHAPITRE I. — MATIÈRE ET LUMIÈRE.

1. La notion de l'éther. — Si l'on analyse le concept de ce que l'on appelle l'éther, on est frappé de son caractère artificiel.

Par définition, l'éther était un corps continu, illimité, homogène. Telles étaient les propriétés que l'on reconnaissait autrefois à certains corps qui nous entourent, dans une certaine mesure du moins. Mais, par contre, d'autres propriétés de la matière, en particulier la masse, étaient refusées à l'éther.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:0192700804018200

Actuellement nous ne doutons plus que les propriétés conférées à l'éther soient seulement apparentes pour la matière: la continuité de la matière est une illusion, de même l'homogénéité. L'éther n'en est pas moins demeuré dans l'arsenal de la physique.

On se trouve donc avoir formé l'éther à l'image de la matière telle qu'on se la représentait autrefois, image à l'opposé de celle que l'on s'en fait aujourd'hui. Quoi d'étonnant, dans ces conditions, que du contact d'une matière idéalisée et de la matière vraie naisse la contradiction?

Elle éclatera dès qu'on cherchera à délimiter le volume de la matière contenue dans l'électron, à délimiter l'énergie que l'on suppose supportée par l'éther, toutes difficultés qu'on ne pourra pas surmonter. On supposera, pour concilier les inconciliables, que la matière est retenue dans son volume par des forces nouvelles; on supposera que les lois de la physique ou celles de la géométrie ne s'appliquent plus au contact de l'électron; la difficulté sera ainsi déplacée, elle ne sera pas résolue.

A ce caractère qu'a l'éther d'être, dans son essence même, une conception paradoxale, il faut joindre celui d'être inutile.

Nous le devinons, en effet, en remarquant que le propre de l'éther est d'être une sorte de constante physique universelle. La nature de ses parties est unique dans le temps et dans l'espace. Ne pouvons-nous donc pas nous en affranchir comme d'un zéro que nous nous apercevrions avoir conservé dans les calculs à la droite de la virgule?

Dans les relations entre corps pesants, la pression atmosphérique n'intervient pas, on peut parfaitement la négliger; son besoin s'est fait sentir en physique lorsqu'on a su faire un vide partiel.

Mais nous ne pouvons songer à faire un vide d'éther.

2. Inexistence de l'éther. — La théorie de la Relativité restreinte, supposée admise, va faire ressortir clairement l'inutilité de l'éther, pressentie précédemment.

M. Einstein, ayant reconnu qu'on pouvait s'en passer, a cru devoir le conserver parce que, dans la relativité généralisée, les propriétés géométriques de l'espace-temps sont fonctions de la situation de la matière environnante. Cette objection parait difficile à lever: tout au plus peut-on faire remarquer que, si on réussit à démunir l'éther de ses propriétés physiques, en lui maintenant seulement ses propriétés géométriques, on transforme ce concept de telle sorte qu'il ne se différencie plus de celui de l'espace.

Nous nous contenterons provisoirement de cet argument, quoiqu'il constitue, à vrai dire, un pis-aller et n'aborderons ni le cadre de la Relativité généralisée, ni, par conséquent, celui des phénomènes de gravitation.

L'argument essentiel, d'ordre métaphysique, qui milite en faveur de l'existence de l'éther et qui était encore indiqué par Henri Poincaré quelques années avant l'éclosion de la Relativité est le suivant: dans l'intervalle de temps qui sépare l'émission de la lumière et son absorption, lorsque les rayons lumineux traversent le vide interplanétaire, nous devons imaginer une sorte de support pour propager les ondes lumineuses, un siège à l'énergie en mouvement.

Il est douteux que Poincaré, s'il avait vu naître la théorie de la Relativité, eût maintenu sa manière de voir.

En somme, on cherchait à se représenter la lumière « en chemin » et l'on utilisait cet argument de bon sens que, pour qu'il y ait une durée, il faut qu'il y ait une substance.

Il y a quelque danger à appliquer un raisonnement de bon sens à un phénomène que l'on ne peut concevoir.

Et, en effet, la théorie d'Einstein nous montre que les prémisses doivent être diamétralement renversées, en nous apprenant que la durée propre de la propagation de la lumière, si cette expression avait un sens, serait nulle.

Nous poserons donc maintenant le principe suivant : *Le propre de la matière est de durer. Il n'est rien du durable, c'est-à-dire qu'il n'existe rien, physiquement parlant, en dehors de la matière.*

CHAPITRE II. — LOI DE L'ACTION UNIVERSELLE.

1. Principe général. — Après avoir détruit, il faut reconstruire.

Nous tirerons parti de certaines remarques qu'inspirent les considérations développées plus haut.

On aurait pu nous objecter :

Vous prétendez qu'en dehors de la matière, il n'existe rien. Cependant, si vous considérez un point B placé dans le vide sur un rayon lumineux qui va de la matière A à la matière C, vous n'ignorez pas qu'en y situant un corps matériel, vous y faites apparaître de la lumière. C'est donc qu'elle existe en ce point, ou, si le terme d'existence ne convient pas, qu'il y a en cet endroit une possibilité d'apparition de la lumière, qu'il y a dans le vide de la lumière en puissance.

A cet argument, la réponse est simple.

Puisque cette possibilité se manifeste seulement lorsque le point B est occupé par de la matière, c'est que cette possibilité est portée par la matière.

Mais, qui plus est, en introduisant de la matière sur le trajet AC, nous en avons perturbé les effets en C.

Ainsi, la faculté de recevoir la lumière est liée d'une manière absolue à la faculté de la transformer.

Allons plus loin. Pour éviter la contradiction, il faudrait admettre que le passage de la lumière de A en C, s'exerçant « immédiatement », sans milieu interposé, est constant, quelle que soit la position des autres corps matériels, seraient-ils même sur la droite AC. Or un écran B peut arrêter complètement la lumière. Y a-t-il contradiction entre la théorie et les faits?

Reportons-nous à la remarque précédente; nous songerons que la disparition de la lumière AC peut être le fait de l'absorption par B de la lumière AB, laquelle engendrerait une action BC. Il faudrait admettre pour cela que C reçoive de B un effet qui contrebalancerait celui de A.

Rien n'est plus simple, en effet, et la conclusion qui va apparaître est tellement naturelle qu'on s'étonne qu'elle ne soit pas d'un usage courant :

Dire qu'un écran B placé sur la droite AC empêche la lumière de parvenir de A en C est équivalent à dire que l'écran B superpose à la lumière incidente une lumière égale et de sens contraire, c'est-à-dire déphasée d'une demi-période.

2. — Nous précisons : la propagation de la lumière dans la théorie ondulatoire peut être considérée comme la succession d'une infinité de propagations très courtes qui se produiraient entre les temps t et $t + dt$ entre les fronts de l'onde à ces deux instants de telle sorte que la lumière en M peut être considérée comme résultant de la superposition de lumières

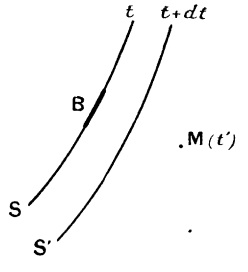


Fig. 1.

élémentaires émanant des éléments de surface du front d'onde S en un instant quelconque précédent t', à condition qu'il n'y ait pas d'écran en arrière de S.

Si, au temps t, le front d'onde rencontre un écran B, la surface radiante est réduite de la surface B. Tout se passe comme si la surface radiante était conservée et qu'en plus la surface B émettait une radiation égale et de signe contraire à celle qu'elle était censée émettre.

La rencontre de l'écran B a donc exactement pour effet d'ajouter à l'action de la lumière primitive l'action d'une lumière opposée à celle que la même surface serait censée émettre dans la théorie de l'ondulation, en l'absence de matière. L'onde primitive chemine intacte, augmentée de celle émise par la matière de B, influencée par elle au passage.

Ce raisonnement étant répété pour tous les écrans rencontrés, on voit que, d'une manière absolument générale, la lumière parvenue en C est la résultante de la lumière émise par la source et de toutes celles ainsi émises par les écrans.

3. — D'ailleurs, ce mot d'écran ne nous rappelle-t-il pas la notion bien connue des écrans électriques? Une masse électrisée contenue dans une enceinte conductrice fermée, ou même une simple cage, est soustraite à toutes les actions des charges extérieures. Ce phénomène résulte, de même, de la superposition à l'effet des charges extérieures, d'actions égales et de signe contraire, produites par les parois de l'enceinte, elles-mêmes chargées par influence. Ainsi les phénomènes lumineux, comme ceux de l'électrostatique, s'expliquent sans qu'il soit besoin de faire usage d'une action de milieu; par contre, il est nécessaire, pour déterminer un effet, d'opérer une sommation étendue à tous les corps matériels, proches ou éloignés.

Remarquons que, dans ces résultantes, ne concourent que des actions choisies d'une certaine manière, à savoir que l'intervalle de temps entre le départ de l'action et sa réception est, pour tout observateur, égal à la distance franchie, à un facteur près qui est la vitesse c_0 de la lumière dans le vide.

Nous dirons qu'il y a correspondance entre l'événement antérieur départ de l'action et l'événement réception de l'action, et nous désignerons par émetteur le premier corps; par récepteur, le second.

4. — Ces lois, s'il existe des phénomènes étrangers à l'ordre des phénomènes connus, lumière, électromagnétisme, doivent y être étendues. Tout phénomène physique consiste en une relation de cause à effet entre certains événements ayant pour objet une première série de corps et d'autres événements ayant pour objet une seconde série de corps. La relation causale franchit toujours l'espace, et comme, dans certains cas, nous avons trouvé qu'elle s'effectuait entre événements correspondants, c'est-à-dire tels que leur distance d'univers soit nulle, nous pouvons généraliser.

Nous poserons donc le principe suivant, qui se substitue à celui de l'égalité de l'action et de la réaction :

Principe de l'action universelle. — *Tout agit constamment sur tout, chaque action élémentaire nous paraissant franchir des intervalles égaux de temps et d'espace.*

Dans cet énoncé, on suppose que la vitesse de la lumière dans le vide a été rendue égale à l'unité.

5. **Loi de Coulomb généralisée.** — Les phénomènes électromagnétiques, si les hypothèses actuelles sur la constitution de la matière sont exactes, et si l'on admet la théorie de la relativité restreinte, se réduisent, en définitive, à des relations de cause à effet entre les mouvements des divers électrons composant l'univers, c'est-à-dire entre les lignes qu'ils décrivent dans l'espace-temps, ce que nous appellerons leurs courses.

D'après ce qui précède, les électrons ne peuvent être pourvus de dimensions dans l'espace; ce sont des points. Ils n'ont qu'une dimension, leur temps propre t, c'est-à-dire la longueur de leur course mesurée à partir d'une origine arbitraire.

Cherchons à expliciter la loi qui relie les unes aux autres les configurations des diverses courses de l'univers. Comme celles-ci n'ont qu'une dimension, les éléments géométriques qui les caractérisent sont des vecteurs; nous supposerons toujours ces vecteurs définis par leurs composantes contravariantes.

Nous supposerons que les unités de temps et d'espace soient telles que $c = 1$. Nous désignerons par $\bar{v}$ un vecteur d'univers, par (vw) un produit scalaire défini en fonction des composantes de temps et d'espace de $\bar{v}$ et $\bar{w}$ par

$$(vw) = v_t w_t - v_x w_x - v_y w_y - v_z w_z.$$

Cette définition revient à prendre pour le ds^2 la valeur

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Nous aurons à faire intervenir les vecteurs suivants :

$\bar{x}$, vecteur joignant une origine donnée à l' « événement » occupé.

$\bar{u} = \frac{d\bar{x}}{dt}$; ce vecteur a une longueur égale à 1 et est allongé sur la tangente à la course ; sa composante de temps pour un observateur accompagnant l'électron est 1, sa composante d'espace est nulle. C'est le vecteur-vitesse.

$\bar{\gamma} = \frac{d\bar{u}}{dt}$; ce vecteur est orthogonal à $\bar{u}$. Sa composante de temps est nulle pour le même observateur, sa composante d'espace se confond avec l'accélération. C'est le vecteur-accélération.

Nous introduirons enfin le vecteur $\bar{r}$ joignant les événements correspondants de la course des masses électrisées e et e_0

$$\bar{r} = \bar{x}_0 - \bar{x} \qquad (rr = 0).$$

6. **Champ d'une masse électrisée.** — D'après les données de l'expérience, le champ est caractérisé par les dérivées partielles d'un potentiel vecteur $\bar{\varphi}$; pour un observateur accompagnant l'électron qui crée le champ, ce potentiel se réduit à un potentiel scalaire qui n'est autre que le potentiel électrostatique $K_0 e/d$, K_0 représentant le pouvoir diélectrique du vide.

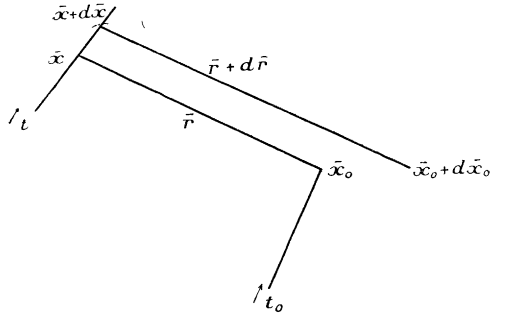


Fig. 2.

On voit que

$$\varphi = K_0 e \frac{\bar{u}}{(ru)}. \tag{1}$$

Calculons $d\bar{\varphi}$ en fonction de $d\bar{x}_0$.

Pour cela, remarquons que

$$(r, r) = 0 = (r, dr) = (r, dx_0) - (r, dx) = (r, dx_0) - (r, u\, dt) = (r, dx_0) - (r, u)\, dt.$$

Remarquons, en passant, que si

$$d\bar{x}_0 = \bar{u}_0\, dt_0, \qquad \frac{dt}{dt_0} = \frac{(ru_0)}{(ru)}. \tag{2}$$

Il vient

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\varphi}}{K_0 e} = \frac{\bar{\gamma}\,\mathrm{d}t}{(ru)} - \frac{\bar{u}}{(ru)^2}\,[(r\gamma)\,\mathrm{d}t + (u,\,\mathrm{d}x_0) - (u,\,\mathrm{d}x)]$$

$$(u,\,\mathrm{d}x) = (u,\,u)\,\mathrm{d}t = 1,\,\mathrm{d}t = \frac{(r\,\mathrm{d}x_0)}{(ru)}$$

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\varphi}}{K_0 e} = \frac{\bar{\gamma}\,(r,\,\mathrm{d}x_0)}{(ru)^2} - \frac{\bar{u}}{(ru)^3}\,[(r,\,\gamma)\,(r,\,\mathrm{d}x_0) + (u,\,\mathrm{d}x_0)\,(ru) - (r,\,\mathrm{d}x_0)]. \tag{3}$$

7. **Force électrique**. — Ses composantes contravariantes sont déterminées d'après les dérivées partielles de φ_i et les composantes du vecteur-courant $\bar{s}_0$, celui-ci étant égal à $e_0\bar{u}_0$, par l'équation

$$m_0\,(\bar{\gamma}_0)_i = \sum_k (\bar{s}_0)_k \left[\frac{\partial \varphi_k}{\partial x_{0i}} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_{0k}}\right] = \sum_k e_0\,(\bar{u}_0)_k \left[\frac{\partial \varphi_k}{\partial x_{0i}} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_{0k}}\right]$$

dans laquelle nous avons écrit tous les indices en bas pour plus de simplicité.

En faisant l'opération sur le premier terme de $\mathrm{d}\bar{\varphi}$, on trouve

$$\sum_k (\bar{u}_0)_k \left[\frac{\gamma_k r_i}{(ru)^2} - \frac{\gamma_i r_k}{(ru)^2}\right] = \frac{r_i\,(\gamma u_0)}{(ru)^2} - \frac{\gamma_i\,(ru_0)}{(ru)^2} = \left[\frac{\bar{r}\,(\gamma u_0) - \bar{\gamma}\,(ru_0)}{(ru)^2}\right]_i$$

Il vient donc :

$$\begin{aligned}\frac{m_0\bar{\gamma}_0}{K_0 e e_0} &= \frac{\bar{r}\,(\gamma u_0)}{(ru)^2} - \frac{\bar{r}\,(uu_0)\,(r\gamma)}{(ru)^3} - \frac{\bar{u}\,(uu_0)\,(ru)}{(ru)^3} + \frac{\bar{r}\,(uu_0)}{(ru)^3} \\ &\quad - \frac{\bar{\gamma}\,(ru_0)}{(ru)^2} + \frac{\bar{u}\,(r\gamma)\,(ru_0)}{(ru)^3} + \frac{\bar{u}\,(uu_0)\,(ru)}{(ru)^3} - \frac{\bar{u}\,(ru_0)}{(ru)^3} \\ &= -\frac{\gamma\,(ru)\,(ru_0) - \bar{r}\,(ru)\,(\gamma u_0) - \bar{u}\,(r\gamma)\,(ru_0) + \bar{r}\,(uu_0)\,(r\gamma) + \bar{u}\,(ru_0) - \bar{r}\,(uu_0)}{(ru)^3}\end{aligned} \tag{4}$$

ce qui se simplifie en adoptant la notation

$$\begin{bmatrix} A & B \\ & C \end{bmatrix} = \bar{A}\,(BC) - \bar{B}\,(AC), \tag{5}$$

$$m_0\bar{\gamma}_0 = K_0 e e_0 \frac{\begin{bmatrix} a & r \\ & u_0 \end{bmatrix}}{(ru)}, \qquad \bar{a} = -\frac{\bar{u} + \begin{bmatrix} \gamma & u \\ & r \end{bmatrix}}{(ru)^2}. \tag{6}$$

C'est ce que nous appellerons la loi de Coulomb généralisée.

Nous avons le droit, pour déterminer l'accélération totale de la masse m_0, de faire la sommation des expressions ainsi trouvées à tous les électrons de l'univers.

$$m_0\bar{\gamma}_0 = \Sigma K_0 e e_0 \frac{\begin{bmatrix} a & r \\ & u_0 \end{bmatrix}}{(ru)}. \tag{7}$$

8. — Cette loi constitue la traduction des lois de l'électromagnétisme dans le domaine électronique ; elle est conforme au principe de l'action universelle.

Il est essentiel de remarquer que, dans cette formule, les électrons interviennent à

l'instant correspondant à celui considéré pour le récepteur. La similitude est complète avec la formule d'intégration de l'équation

$$\Delta\varphi = V^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

par les potentiels retardés.

Formule approchée. — Si, par rapport à un système de référence, toutes les vitesses sont faibles, et si l'on désigne par $\vec{v}$ un vecteur d'espace, on trouve

$$\vec{m_0\gamma_0} = \Sigma K_0 e e_0 \left[\frac{\vec{r}}{r^3} + \frac{3\,\vec{\beta} r \cos(\vec{\beta}, \vec{r})}{r^3} - \frac{\vec{\beta}}{r^2} - \frac{\vec{\gamma}}{r} + \frac{\vec{\gamma} r \cos(\vec{\gamma}, \vec{r})}{r^2}\right]$$

$$\vec{m_0\gamma_0} = \Sigma K_0 e e_0 \left[\frac{\vec{r}}{r^3} - \frac{\vec{\beta} - 3\,\overrightarrow{\mathrm{Proj}_r}(\beta)}{r^2} - \frac{\vec{\gamma} - \overrightarrow{\mathrm{Proj}_r}(\gamma)}{r}\right] \tag{8}$$

Le premier terme du second membre correspond à l'électrostatique.

9. Optique. — Les lois de l'optique, qui concordent avec celles de l'électromagnétisme, se retrouvent évidemment à partir de la loi de Coulomb généralisée.

Nous indiquerons sommairement les particularités et les résultats essentiels de cette étude.

On admettra que la lumière étudiée n'a pas pour effet de rompre l'équilibre de la matière qu'elle frappe, on étudiera des corps en état d'équilibre et l'on comparera leur situation en l'absence et en présence de la lumière envisagée.

L'étude est facile si les électrons n'ont que de faibles vitesses par rapport à un système de référence. On utilise la formule approchée (8) qui peut s'écrire

$$\vec{\gamma_0} = \Sigma f(\vec{x}, \vec{\beta}, \vec{\gamma}). \tag{9}$$

Si δ désigne les variations dues à la lumière incidente, les mouvements δx dus à celle-ci étant évidemment infimes, on peut considérer que si les temps et positions $(t, \vec{x})$ et $(t_0, \vec{x_0})$ sont correspondants, il en est de même de $(t, \vec{x} + \vec{\delta x})$ et $(t_0, \vec{x_0} + \vec{\delta x_0})$, d'où

$$\vec{\delta\gamma_0} = \Sigma f(\vec{x} + \vec{\delta x}, \vec{\beta} + \vec{\delta\beta}, \vec{\gamma} + \vec{\delta\gamma}) - f(\vec{x}, \vec{\beta}, \vec{\gamma}) = \sum \left[\frac{\partial f}{\partial x_i}\delta x_i + \frac{\partial f}{\partial \beta_i}\delta\beta_i + \frac{\partial f}{\partial \gamma_i}\delta\gamma_i\right]$$

Les $\vec{\delta x}$ et $\vec{\delta\beta}$ qui caractérisent l'effet de la lumière sur les électrons sont donc fonctions linéaires les unes des autres, si la lumière est entretenue. On peut écrire symboliquement

$$\delta_0 = \delta_S I\left(\frac{S}{O}\right) + \Sigma \delta_{K_1} I\left(\frac{K_1}{O}\right)$$

en désignant par K_1 le numéro d'ordre d'un électron quelconque et par S la source, et en représentant par $I(a/b)$ l'opération fonctionnelle qui fournit dans δb les termes relatifs à l'électron a en fonction des δa

Comme

$$\delta_{K_1} = \delta_S I\left(\frac{S}{K_1}\right) + \Sigma \delta_{K_2} I\left(\frac{K_2}{K_1}\right),$$

on a finalement

$$\delta_0 = \delta_S I\left(\frac{S}{O}\right) + \Sigma \delta_S I\left(\frac{S}{K_1}\right) \times I\left(\frac{K_1}{O}\right) + \Sigma \delta_S I\left(\frac{S}{K_2}\right) \times I\left(\frac{K_2}{K_1}\right) \times I\left(\frac{K_1}{O}\right) + \ldots \tag{10}$$

Autrement dit, l'effet de la lumière sur une masse est la somme de l'effet direct et des influences au 1er, au 2e,... au n^e degré. Dans une influence au n^e degré interviennent n électrons intermédiaires, à des instants correspondants les uns aux autres, et la source en un instant qui résulte de la somme des distances successives entre les électrons intermédiaires.

Les δ_S qui figurent dans la formule précédente correspondent donc à des instants de la source antérieurs à celui qui fournit l'effet direct.

Si l'on compare les instants origines relatifs à deux chaînes déterminées d'électrons, on voit que la différence de phase est proportionnelle à la fréquence de la lumière. Donc la compensation des influences les unes par les autres est plus complète pour les fréquences élevées, les petites longueurs d'onde sont moins influencées par la matière que les grandes.

10. — D'autre part, dans chaque terme figure le facteur

$$\frac{K_0 E e_n}{m_n} \; \frac{K_0 e_n e_{n-1}}{m_{n-1}} \cdots\cdots\cdots \frac{K_0 e_1 e_0}{m_0} = \frac{E}{e_0} \mu_n \mu_{n-1} \cdots\cdots \mu_0$$

en posant

$$\mu_K = \frac{e_K^2}{m_K}. \tag{11}$$

A part le facteur E/e_0, qui est constant, tout se passe comme si le coefficient de la loi de Coulomb était μ_0 ; cette quantité, toujours positive quel que soit le signe de l'électricité et qui intervient seule dans les calculs, pourrait être appelée masse optique.

11. — On constate que l'influence d'un plan homogène de matière frappé normalement par une lumière polarisée, sur un électron placé à une distance normale, se ramène, par intégration par parties, à une influence fictive du contour, laquelle est nulle en général et à une influence fictive due au point de la surface située sur la normale. Il y a déphasage de la lumière totale.

Lorsque la distance de l'électron récepteur au plan est faible, il y a lieu de tenir compte de la distribution des masses. Si celle-ci est régulière, le déphasage n'est pas indépendant de la direction de la polarisation ; il est maximum dans une direction, minimum dans la direction perpendiculaire.

L'influence d'un volume de matière homogène limité à un plan frappé normalement par une lumière polarisée se réduit à des influences fictives exercées par les points de la normale. La vitesse de déplacement des maxima lumineux, par suite du déphasage progressif de la lumière, est toujours inférieure à c_0 et rejoint asymptotiquement une certaine valeur V. On trouve une vitesse V variable avec le plan de polarisation, etc.

Pour déterminer ce qui se passe dans une lame à faces parallèles frappée normalement par la lumière, on la supposera d'abord limitée antérieurement et non postérieurement, puis on tiendra compte des influences dues à la matière comptée en trop en arrière du plan postérieur, en supposant alors le volume illimité en sens inverse, et ainsi de suite. On trouve ainsi, à chacun de ces stades, d'une part une lumière réfléchie intérieurement, d'autre part une lumière réfléchie extérieurement ou réfractée complètement. On constate d'ailleurs que la vitesse de celle-ci commence par être supérieure à c_0.

Les résultats ci-dessus ne concernent pas le cas, celui des rayons X, où les longueurs d'onde sont d'un ordre de grandeur très inférieur à celui des distances entre molécules voisines. L'étude est d'ailleurs plus facile dans ce cas.

Chapitre III. — Le temps discontinu.

1. L'atome de temps. — Nous avons, au chapitre précédent, montré que les lois expérimentales de l'électromagnétisme pouvaient être considérées comme la conséquence d'une loi unique satisfaisant à deux principes que nous avions posés à priori :

1° Les lois de la physique doivent pouvoir revêtir une forme analytique ne faisant intervenir que la configuration des courses d'électrons-points.

2° Ces lois doivent satisfaire au principe de l'action universelle.

Nous chercherons maintenant à étendre notre méthode aux phénomènes qui ont échappé jusqu'ici à toute tentative d'unification avec l'électromagnétisme, ceux qui relèvent de la théorie des quanta.

Nous remarquerons que ces phénomènes sont tous des phénomènes atomiques, c'est-à-dire qui ont pour objet des électrons groupés en un ensemble de dimension réduite. C'est par l'ordre de grandeur des forces, durées et distances en jeu qu'ils diffèrent de ceux qu'envisage l'électromagnétisme ordinaire, mais il n'y a pas de raison à priori de supposer une barrière entre les uns et les autres.

Il est à noter qu'une méthode précisément inverse de celle que nous proposons est suivie dans les travaux les plus récents sur ces questions, notamment la théorie de M. L. de Broglie et celle de M. Schödinger. Ce dernier considère la discontinuité des états de la matière comme résultant des conditions que doivent réaliser certaines fonctions continues pour être périodiques. Mais il s'agit là, comme dans la théorie de M. de Broglie, de fonctions continues du temps et de l'espace; ces sortes de champs éclipsent d'ailleurs la matière à laquelle on attribue pourtant leur production; cet édifice, parfaitement construit, ne peut être soutenu que par lui-même; finalement, aux lois explicites de la théorie des quanta se trouvent substituées des équations aux dérivées partielles.

En somme, deux tendances s'opposent, celle qui a été illustrée par Newton et celle qu'ont fini par imposer les protagonistes de l'action de milieu. Pour Newton, les lois de la physique se ramenaient à des équations différentielles ordinaires faisant intervenir la position des corps et rien autre, donc satisfaisant au premier principe énoncé plus haut; la gravitation était une action directe d'objet matériel à objet matériel, action directe aussi l'émission lumineuse telle qu'il la concevait.

Pour les physiciens de la tendance Foucault-Faraday, au contraire, la matière joue un rôle accessoire; c'est dans le vide que se développent avec le plus d'ampleur leurs théories, lesquelles s'expriment au moyen d'équations aux dérivées partielles. Le développement des mathématiques explique la victoire de cette tendance sur la précédente et la rend particulièrement féconde, ainsi qu'en témoigne l'œuvre admirable de M. Einstein.

Mais, pour nous, les mathématiques doivent être, en physique, un moyen, et non une fin, et il y a lieu, dès qu'on le peut, de passer de la manière mathématique de concevoir les choses à la manière sensible, l'opposition entre elles deux étant, d'ailleurs, plus apparente que réelle.

2. — Etant déjà en possession d'une loi analytique de l'électromagnétisme conforme à notre méthode, nous éviterons tout détour et toute contradiction en la prenant pour base de notre investigation relative aux phénomènes atomiques. De la sorte, aucun principe de correspondance ne sera nécessaire pour relier cet ordre de phénomènes à l'électromagnétisme.

Reprenons donc l'expression de la loi de Coulomb généralisée :

$$m_0\overline{\gamma_0} = \sum A_0 e e_0 \frac{\left[\begin{matrix} a & r \\ & u_0 \end{matrix}\right]}{(ru)}.$$

Nous l'écrirons :

$$\overline{\gamma_0} = \sum \frac{K_0 e e_0}{m_0} \frac{\begin{bmatrix} a & r \\ & u_0 \end{bmatrix}}{(ru_0)} \frac{(ru_0)}{(ru)} = \sum \frac{K_0 e e_0}{m_0} \frac{\begin{bmatrix} a & r \\ & u_0 \end{bmatrix}}{(ru_0)} \frac{dt}{dt_0} \tag{12}$$

en vertu de (2).

Interprétons successivement les trois facteurs des termes placés sous le signe Σ.

Le facteur $\frac{K_0 e e_0}{m_0}$, si nous envisageons tous les électrons qui peuplent l'univers, ne peut prendre que 4 valeurs définies qui correspondent aux deux signes de la charge électrique et aux deux valeurs de la masse m_0 ; d'autre part, il a la dimension $L^3 T^{-2}$, soit L ou T dans un système d'unités cohérentes.

Envisageons, pour commencer, un univers qui comprendrait seulement des électrons négatifs, nous trouvons que ce facteur est mesuré par environ $0{,}9.10^{-23}$ seconde. Nous poserons :

$$C\tau = \frac{K_0 e^2}{mc^3} \text{ unités cgs} = \text{environ } 0{,}9.10^{-23} \text{ seconde} \tag{13}$$

r étant une unité de temps.

Le facteur $\begin{bmatrix} a & r \\ & u_0 \end{bmatrix} \Big/ ru_0$ représente un vecteur dont le produit scalaire par $\bar{u}_0$ est nul et qui appartient à la famille de vecteurs $\bar{a} + \lambda \bar{r}$. Nous le définirons donc comme étant, relativement à l'électron e_0, le seul facteur d'espace de cette famille de vecteurs.

Sous réserve que λ soit choisi de manière satisfaisante, on peut écrire :

$$\frac{\overline{\gamma_0}}{C\tau} = \Sigma\, (\bar{a} + \lambda \bar{r}) \frac{dt}{dt_0}. \tag{14}$$

Multiplions de part et d'autre par τ et posons :

$$\overline{\Gamma} = \overline{\gamma} r \qquad \bar{I} = \bar{u}\tau \qquad \overline{A} = -\frac{\overline{I} + \begin{bmatrix} \Gamma & u \\ & r \end{bmatrix}}{(ru)^2} + \Delta \bar{r} \tag{15}$$

il vient

$$\frac{\overline{\Gamma_0}}{C\tau} = \sum \overline{A} \frac{dt}{dt_0}. \tag{16}$$

Quant au facteur dt/dt_0, il représente le rapport, à un grand nombre d'unités de temps propre du récepteur, du nombre d'unités de temps propre correspondantes de l'émetteur. C'est le même facteur qui définit l'effet Doppler-Fizeau.

Si τ est très petit, tout se passe comme si, à chaque unité de temps propre de l'émetteur, il y avait émission d'une action définie par le vecteur généralisé $\overline{A}$ et qu'il en résultât, à la réception, une modification du vecteur $\bar{u}_0$ égale au produit par $C\tau$ du vecteur d'espace A rencontré.

La variation du vecteur $\bar{u}_0$ ou déviation Γ_0 pendant un intervalle de temps fini, petit, mais comprenant un grand nombre de fois τ, sera la somme des vecteurs d'espace A rencontrés, au facteur $C\tau$ près.

Nous appellerons *action* le vecteur généralisé $\overline{A}$.

Ainsi, en admettant que l'émission des actions soit discontinue, nous obtenons une représentation assez simple des choses. Chaque vecteur spatial d'action agit à la manière d'une impulsion sur le récepteur. Il est curieux que nous en soyons ainsi arrivé à une nouvelle conception newtonienne, celle d'une sorte d'émission ; la différence essentielle avec les théories ordinaires d'émission est que les projectiles ne sont pas des corpuscules, mais des vecteurs.

3. — Nous irons immédiatement plus loin. Si nous admettons la discontinuité dans le domaine de l'émission, il est naturel d'en faire autant dans le domaine de la réception, puisque ces deux phénomènes sont étroitement liés l'un à l'autre. Nous sommes donc amené à faire une hypothèse qui constitue notre bifurcation d'avec la théorie classique.

Hypothèse de l'atome de temps (*chronon*). — La course des électrons présente des discontinuités répétées. Les intervalles de temps propre ou atomes de temps, ou encore *chronons*, qui séparent deux discontinuités successives, sont tous égaux à une constante d'univers τ. En ces instants, le vecteur-vitesse change brusquement, c'est-à-dire qu'il se produit une impulsion qui est la somme de toutes les actions reçues pendant l'atome de temps précédent, multipliée par $C\tau$.

$$\frac{\overline{\Gamma_0}}{C\tau} = \Sigma\, \overline{A}. \tag{16}$$

En ces mêmes instants, se produit une émission vis-à-vis de tous les autres électrons; celle-ci est caractérisée, en fonction de l'intervalle I franchi depuis la précédente émission, de la déviation $\overline{\Gamma}$ et de la situation du récepteur par l'expression

$$\overline{A} = -\frac{\bar{I} + \left[\begin{matrix}\Gamma & u \\ & r\end{matrix}\right]}{(ru)^2} + \lambda \bar{r}.$$

Note : il est inutile de préciser que les seuls vecteurs A entrant sous le signe Σ sont des vecteurs d'action qui peuvent être reçus, c'est-à-dire que ce sont des vecteurs d'espace, comme l'est par définition Γ_0.

L'atome de temps étant très petit, l'hypothèse de l'atome de temps n'altère pas, en général, les lois de l'électromagnétisme. Il en va autrement si la somme Σ comprend quelques termes prépondérants correspondant à des électrons très rapprochés. Dans ce cas, le nombre de ces termes, pour chaque électron émetteur, ne pourra varier que par unités, d'où des perturbations sans continuité, chaque fois que ce phénomène se produira.

4. **La modulation atomique.** — Nous n'avons envisagé jusqu'à présent que des électrons négatifs.

Cherchons maintenant à donner aux formules précédentes une valeur générale, applicable quelle que soit la nature des électrons.

Remarquons que, toutes choses égales d'ailleurs, un électron positif produit le même effet, au signe près, qu'un électron négatif, puisque tous ont la même charge électrique; il nous suffit donc de dire que l'action $\overline{A}$ d'un électron positif et celle d'un électron négatif sont égales et de signe contraire.

D'autre part, une action déterminée se manifeste, dans le cas où le récepteur est un proton, par une accélération de signe contraire à celle qui se serait produite sur un électron négatif et amoindrie dans le rapport M/m des masses.

En ce qui concerne les signes, nous ferons entrer le signe de l'électricité dans les égalités (15) et (16) qui définissent A et Γ_0.

Quant à l'amoindrissement de la valeur absolue de γ_0, diverses hypothèses peuvent être admises. La suivante, que nous avons admise finalement, est certes déconcertante, mais on verra qu'elle est d'une fécondité surprenante :

Hypothèse de l'intermittence de la réceptivité des protons. — *Le rapport M/m de la masse matérielle du proton à celle de l'électron est un nombre entier N. Sur N chronons successifs d'un proton, un seul est récepteur.*

Ainsi, un proton serait sourd aux actions extérieures pendant la fraction $\frac{N-1}{N}$ du temps et ne changerait de vitesse que tous les N chronons, la valeur de la déviation étant alors la somme des actions reçues pendant le dernier chronon, multipliée par $C\tau$.

Les actions sont toujours données en fonction de la déviation du vecteur d'univers I parcouru depuis la dernière émission et de la déviation Γ par l'expression (15) changée de signe. Remarquons que nous avons, dans ces conditions :

$$\bar{I} = N\bar{u}\tau, \quad \bar{\Gamma} = N\bar{\gamma}\tau.$$

Il est compréhensible, dans ces conditions, que les électrons obéissent mieux aux actions électriques que les protons.

5. — Considérons maintenant un système composé d'un proton et d'un électron; supposons que celui-ci décrive une orbite circulaire autour du centre de gravité et négligeons l'excentricité et la vitesse du proton.

Le mouvement de chaque masse est régi d'une manière à peu près exclusive par son voisin. Lorsque le nombre d'actions par atome de temps récepteur qu'elle reçoit de lui varie, il y a perturbation du mouvement. Le mouvement n'est donc pas rigoureusement circulaire; la distance au centre, par exemple, décrit en fonction du temps une courbe festonnée. C'est ce que nous appellerons la modulation atomique.

Cherchons la valeur des fréquences des perturbations.

Pour un observateur fixe, la fréquence des chronons du proton est $1/\tau$; celle des chronons de l'électron $\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\tau}$; donc à des intervalles de temps dont la fréquence est

$$\frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{\tau},$$

il ne parvient au proton, pendant un atome de temps, aucune action émanant de l'électron; cet atome n'étant récepteur qu'une fois sur N, on voit que le proton est privé de l'attraction de son voisin à des intervalles dont la fréquence est

$$\nu = \frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{N\tau}. \tag{16}$$

6. — D'une manière générale, le nombre d'actions émanant d'un électron gravitant et reçues par un proton du même atome au cours de ses chronons récepteurs n'est jamais égal constamment à 1. Tantôt il est nul par intervalles et égal à 1 le reste du temps; nous dirons alors qu'il y a modulation négative. Tantôt il y a, d'une manière intermittente, excès sur l'unité du nombre d'actions reçues, nous dirons dans ce cas qu'il y a modulation positive.

Dans tous les cas, la fréquence de ces accidents, affectée du signe de la modulation, est égale à

$$\nu = \frac{1}{N\tau}\left(\frac{\mathrm{d}t_0}{\mathrm{d}t} - 1\right), \tag{17}$$

t et t_0 désignant les temps propres correspondants du proton et de l'électron. D'où

$$\nu = \frac{1}{N\tau}\left[\frac{(ru)}{(ru_0)} - 1\right]. \tag{18}$$

Le nombre total des actions manquant au cours d'une période à la suite de laquelle l'atome reprend la même configuration est

$$\int \nu \,\mathrm{d}t = \frac{1}{N\tau}\left[\int \mathrm{d}t_0 - \int \mathrm{d}t\right]. \tag{19}$$

Le mouvement d'un proton peut, en première approximation, être considéré comme régi par une loi continue qui est la loi de Coulomb généralisée. Ceci revient à admettre

que le nombre d'actions reçues par chronon récepteur varie d'une manière continue, étant toujours égal à

$$\frac{\mathrm{d}t_0}{\mathrm{d}t} = \frac{(ru)}{(ru_0)}.$$

Par rapport à ce mouvement fictif continu, le mouvement présentera de petits écarts tenant aux excès ou insuffisances du nombre entier des actions réellement reçues par rapport à la quantité précédente.

Le mouvement du proton est donc la résultante d'un mouvement continu satisfaisant à la loi de Coulomb généralisée et d'un mouvement discontinu caractérisé par la fréquence définie plus haut.

La modulation prenant naissance sur les protons a évidemment sa répercussion sur le mouvement des électrons.

D'autre part, les effets que subissent des électrons éloignés, de la part d'un atome, sont les sommes d'effets du mouvement continu approché et de ceux du mouvement de modulation.

Nous montrerons que ce sont ces derniers phénomènes qui constituent l'essence du rayonnement et produisent, par leurs interférences, les phénomènes lumineux.

7. **Atomes et quanta**. — L'atome est considéré généralement comme composé d'électrons gravitant autour d'un noyau positif. Celui-ci serait constitué par un certain nombre de protons et d'électrons ramassés dans un volume restreint.

Un pareil voisinage de masses électrisées paraît incompatible avec la loi de Coulomb. L'hypothèse de l'intermittence des protons permet d'élucider ce point. Plusieurs protons peuvent subsister indéfiniment côte à côte si les actions émises par chacun d'eux évitent les chronons récepteurs de leurs voisins.

On comprend du même coup pourquoi les poids atomiques sont bornés. S'il y avait un trop grand nombre de protons, leurs chronons récepteurs finiraient en quelque sorte par déborder les uns sur les autres et il y aurait expulsion d'un proton. Nous nous rendons compte en même temps de la raison pour laquelle ce sont les corps simples à forts poids atomiques qui se désintègrent le plus facilement.

8. — Nous allons étudier dans le cas le plus simple, celui d'un atome à un électron gravitant, le mouvement de ses constituants. D'après ce qui précède, nous pouvons, en première approximation, négliger les discontinuités de la loi d'action, ce qui nous permettra de connaître le mouvement de l'électron. Puis nous tiendrons compte des discontinuités négligées et obtiendrons alors le mouvement de modulation des protons.

Nous supposerons, pour simplifier, que le noyau est sensiblement fixe et que les protons qui le composent sont sans mouvement relatif. Le premier problème que nous avons à résoudre est, dans ces conditions, celui du mouvement d'une masse électrisée autour d'un centre fixe, d'après la loi de Coulomb généralisée, ou, ce qui revient au même, d'après les équations ordinaires de l'électromagnétisme relativiste.

Prenons un système de référence inertial, par rapport auquel la masse attirante soit à peu près fixe. Soient τ le temps ordinaire de ce système de référence; r et φ, les coordonnées polaires de la particule; m_0, sa masse au repos; $-e$, sa charge; E, celle du centre attirant.

On obtient facilement l'équation du mouvement

$$\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{\mathrm{d}\vec{\beta}}{\mathrm{d}r} = -Ee\left(\frac{\vec{r}}{r^3} - \frac{\vec{\beta}}{r^2}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\tau}\right) \tag{20}$$

et les intégrales du mouvement :

$$\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{Ee}{r} + P = \frac{A}{r^2\varphi}. \tag{21}$$

9. — La solution du mouvement s'obtient en posant, avec Sommerfeld,

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cos \psi}{a\ (1 - \varepsilon^2)} \tag{22}$$

et

$$\psi = \gamma\varphi, \tag{23}$$

a, ε et γ étant des constantes.

Celles-ci sont reliées aux constantes P et A précédentes, par les égalités suivantes :

$$\gamma = \sqrt{1 - \frac{E^2e^2}{A^2}} \tag{24}$$

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{E^2e^2m_0^2 - A^2m_0^2 + A^2P^2}}{EeP} \tag{25}$$

$$a = \frac{EeP}{m_0^2 - P^2}. \tag{26}$$

10. — Nous allons étudier la valeur de l'énergie totale W, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle. On a, d'après (21).

$$W = m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) - \frac{Ee}{r} = P - m_0. \tag{27}$$

L'équation (26) montre que W prend, pour chaque mouvement, une valeur indépendante de l'excentricité ε.

$$W = -\frac{Ee}{2a} + \sqrt{m_0^2 + \frac{E^2e^2}{4a^2}} - m_0. \tag{28}$$

Lorsque l'orbite est circulaire, l'équation du mouvement (20) devient

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{\beta^2}{a} = \frac{Ee}{a^2} \tag{29}$$

d'où

$$W = m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) - \frac{Ee}{a} = m_0 \left(\frac{1 - \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

On a donc

$$W = m_0 \left(\sqrt{1 - \beta^2} - 1 \right). \tag{30}$$

Lorsque l'orbite est elliptique, le second membre de cette expression est variable ; nous allons démontrer que W en est encore la valeur moyenne.

Cela signifie

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W \mathrm{d}\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} m \left(\sqrt{1 - \beta^2} - 1 \right) \mathrm{d}\tau \tag{31}$$

ou, d'après (27) et (21),

$$\int \left(P - \frac{m_0^2}{\frac{Ee}{r} + P} \right) \mathrm{d}\tau = 0$$

ces intégrales étant étendues, pour simplifier, à une période d'oscillation. Nous avons, en

effet, d'après (26) et (22)

$$P\left(\frac{Ee}{r}+P\right)-m_0^2=P^2-m_0^2+\frac{PEe(1+\varepsilon\cos\psi)}{a(1-\varepsilon^2)}$$
$$=-\frac{PEe}{a}+\frac{PEe(1+\varepsilon\cos\psi)}{a(1-\varepsilon^2)}$$
$$=\frac{PEe(\varepsilon^2-\varepsilon\cos\psi)}{a(1-\varepsilon^2)}$$

d'où, d'après (21) :

$$\int\left(P-\frac{m_0^2}{\frac{Ee}{r}+P}\right)d\tau=\frac{PEe\varepsilon}{a(1-\varepsilon^2)}\int\frac{(\varepsilon+\cos\psi)\,d\psi}{\left(\frac{Ee}{r}+P\right)\psi'}$$
$$=\frac{PEe\varepsilon}{a(1-\varepsilon^2)}\int\frac{(\varepsilon+\cos\psi)\,a^2(1-\varepsilon^2)^2\,d\psi}{\gamma A(1+\varepsilon\cos\psi)^2}$$
$$=-\frac{PEe\varepsilon a(1-\varepsilon^2)}{A\gamma}\left[\frac{\sin\psi}{1+\varepsilon\cos\psi}\right]_0^{2\pi}=0$$

11. — Ce résultat peut encore s'écrire, en appelant T la période d'oscillation,

$$-2\,WT=\int 2m_0\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)d\tau \tag{32}$$

ou encore

$$\frac{WT}{m_0}=\int dt_0-\int dt. \tag{33}$$

Remarquons l'analogie profonde de (32) avec l'expression qui définit l'action planckienne en mécanique ordinaire et peut s'écrire

$$J=2E_{\text{cin}}\,T=\int 2m_0\frac{\beta^2}{2}\,d\tau. \tag{34}$$

Les quantités qui figurent sous les deux signes sommes ne diffèrent que par des termes en β^4 ; ces termes marquent, en mécanique relativiste, la différence qui existe entre l'énergie cinétique moyenne et l'énergie totale changée de signe. On sait qu'en effet en mécanique ordinaire, l'une et l'autre peuvent s'employer indifféremment dans l'intégrale d'action.

Nous sommes donc fondés à dire que le second membre de (32) représente la traduction en mécanique relativiste de l'intégrale d'action

$$J=-2WT=\int 2m_0\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)d\tau. \tag{35}$$

L'égalité (33) ajoute à ces considérations ce fait que notre intégrale a un sens invariant, celui d'être, une fois rapportée à l'unité de masse, égale à la différence des temps propres, de l'électron gravitant et du noyau, correspondants à une période.

12. — Revenons maintenant au cas d'orbites circulaires et cherchons comment se caractérise la modulation. Cette étude se trouve être faite au chapitre précédent. La modulation est périodique et sa fréquence fondamentale est, en négligeant les signes :

$$\nu=\frac{1}{N\tau}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)=\frac{W}{m_0N\tau}. \tag{36}$$

Si nous nous reportons maintenant à la théorie des quanta, nous ne pouvons manquer de remarquer l'analogie de cette formule avec celle qui est à sa base

$$h\nu=W. \tag{37}$$

L'identification sera complète si l'égalité suivante se trouve vérifiée

$$h = Nm_0c^2\tau = Mc^2\tau = \frac{MK_0e^2}{m_0cC} = \frac{1}{C}.13{,}925.10^{-27}\ \text{cgs}, \tag{38}$$

C étant la constante qui figure dans notre définition (13).

Ceci nous conduit à prendre pour C une valeur voisine de 2. M. Léon Brillouin, qui a bien voulu s'intéresser à mes études, m'a signalé que le rapport $2\pi/3$ s'approcherait davantage de la réalité.

Nous poserons donc

$$C = \frac{2\pi}{3} \tag{39}$$

d'où

$$h = \frac{3Me^2}{2\pi mc} = 6{,}55.10^{-27}\ \text{cgs}. \tag{40}$$

Dans ces conditions, nous pouvons écrire la relation (37) entre la fréquence de modulation et l'énergie totale.

13. — Dans le même cas des orbites circulaires, le rapport des fréquences de modulation et de rotation a évidemment un sens physique important. Il s'écrit, T' étant la période de rotation,

$$r = \nu T' = -\frac{WT'}{h} = \frac{1}{h}\int_0^{T'} m_0\left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)d\tau. \tag{41}$$

Le nombre des quanta de rotation s'identifie donc avec le double du rapport r des fréquences de modulation et de rotation.

De tout ce qui précède, il résulte que le centre de gravité d'un atome en dehors de toute action extérieure ne peut être considéré comme fixe qu'en première approximation. En fait, il oscille autour d'un point à mouvement non varié qu'on peut appeler centre du mouvement.

Dans un atome d'hydrogène à orbite circulaire, le mouvement du centre de gravité par rapport au centre du mouvement résulte de la superposition d'un mouvement périodique dont la fréquence fondamentale ν_1 est définie par

$$h\nu_1 = W \tag{42}$$

et d'un mouvement d'entraînement qui consiste en une rotation ayant la fréquence ν_2 de rotation de l'électron.

Nous montrerons ultérieurement comment, en tenant compte de l'amortissement de l'atome et des conditions de couplage des atomes entre eux, on peut parvenir aux lois expérimentales relatives aux raies spectrales et attribuer l'origine d'un train d'ondes lumineuses aux interférences dues à la modulation des atomes lors du changement d'état de l'un d'entre eux.

14. — Certaines difficultés restent à surmonter. On serait notamment tenté d'admettre que le rapport r est nécessairement un nombre entier, et ceci ne nous permettrait de trouver qu'une partie des raies de la série de Balmer.

En admettant, par contre, que $2r$ soit un nombre entier n, la série des fréquences serait déterminée comme suit, en unités cgs :

$$\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\beta^2c^2 = \frac{eE}{a}$$

$$T' = \frac{2\pi a}{\beta c} = \frac{2\pi eE\sqrt{1-\beta^2}}{m\beta^3c^3}.$$

Posons :

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$$

$$x = -\frac{W}{mc^2} = 1 - \sqrt{1-\beta^2} \qquad \beta^2 = 1 - (1-x)^2 = x(2-x). \tag{43}$$

Il vient

$$n = \frac{2|W|T'}{h} = 2xmc^2 \frac{2\pi e^2\sqrt{1-\beta^2}}{hm\beta^3 c^3} \frac{E}{e} = \frac{2\alpha x\sqrt{1-\beta^2}}{\beta^3} \frac{E}{e} = \frac{2\alpha x(1-x)}{x^{3/2}(2-x)^{3/2}} \frac{E}{e},$$

d'où

$$x = \frac{\alpha^2(1-x)^2}{2n^2\left(1-\frac{x}{2}\right)^3}\left(\frac{E}{e}\right)^2 \tag{44}$$

$$\nu_n = \frac{W_n}{h} = \frac{mc^2}{h}x = \frac{mc^2}{h}\left[\frac{\alpha^2}{2n^2}\left(\frac{E}{e}\right)^2 - \frac{\alpha^4}{8n^4}\left(\frac{E}{e}\right)^4 \dots\right].$$

Dans la formule de Rydberg, la constante R serait remplacée par la quantité.

$$R = R_0\left(1 - \frac{\alpha^2}{4n^2}\frac{E^2}{e^2}\dots\right). \tag{45}$$

15. — Nous croyons bon, en bornant là notre exposé, de récapituler ci-après les lois et hypothèses admises jusqu'à présent et d'indiquer les données qui s'y rattachent ;

Principe de l'action universelle.

Hypothèse de l'atome de temps.

Hypothèse de l'intermittence des protons.

Les actions sont égales à

$$\overline{A} = \pm\frac{\overline{I} + \left[\begin{matrix}\Gamma & u\\ & r\end{matrix}\right]}{(ru)^2} + \lambda\overline{r}.$$

Les déviations sont données par

$$\overline{\Gamma}_0 = \pm\frac{2}{3}\pi\tau\sum\overline{A}.$$

L'atome de temps vaut $4{,}48.10^{-24}$ seconde.

Le nombre N est voisin de 1833.

Il est vraisemblable que notre théorie pourrait subir diverses retouches sans que les résultats généraux soient altérés. Toutefois, il paraît nécessaire de maintenir le principe de l'action universelle et de supposer l'existence d'une certaine périodicité propre des éléments de la matière.

En terminant, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers M. Langevin, dont le lumineux enseignement m'a été précieux, pour les conseils qu'il a bien voulu me prodiguer.

Manuscrit reçu le 12 novembre 1926.