

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 2 (1949)

**Artikel:** Fondements de l'explication électromagnétique de la gravitation universelle  
**Autor:** Varcollier, Henri  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-739766>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 11.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# FONDEMENTS DE L'EXPLICATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA GRAVITATION UNIVERSELLE

PAR

**Henri VARCOLLIER**

(Avec 2 fig.)

531.51

1. Attraction gravifique statique, résultante de l'interaction de deux champs électrostatiques anisotropes.
2. Attraction gravifique entre deux atomes en mouvement. Principe de l'égalité de l'action et de la réaction.
3. Essai de liaison du magnétisme du proton et de l'ellipticité de son champ électrostatique; observations sur le magnétisme en général.
4. Note annexe sur le proton et le méson.

L'étude à laquelle les *Archives des Sciences* ont bien voulu donner l'hospitalité<sup>1</sup>, constituait un essai de synthèse des phénomènes fondamentaux de la Relativité, des Quanta et de la Gravitation; synthèse appuyée principalement sur l'hypothèse de la propagation ellipsoïdale, c'est-à-dire de l'anisotropie de la propagation des champs électromagnétiques, autour des émetteurs en mouvement. Cette tentative, évidemment un peu trop vaste, nous a valu des critiques en même temps que des encouragements. Des unes et des autres, il nous semble ressortir que la partie de notre travail qui a le plus de chances d'être profitable aux physiciens, est notre essai d'explication de la Gravitation. En effet, la liaison de l'Electromagnétisme et

<sup>1</sup> Henri VARCOLLIER, « La théorie de la propagation ellipsoïdale et ses possibilités, Relativité, Quanta, Gravitation », *Arch. des Sciences*, 2, 99 et 237, 1949.

de la Gravitation — si elle peut être réalisée sans postulat nouveau à partir des conceptions classiques de l'Espace et du Temps, par la simple synthèse mathématique de faits connus — constituera une innovation importante et utile; cette voie nouvelle pourra conduire, au delà de l'explication de la Gravitation, à une meilleure compréhension des phénomènes matériels, de la cohésion, des énergies de liaison, inter et intra-moléculaires.

C'est pourquoi nous nous permettons de recourir une fois encore à l'hospitalité des *Archives des Sciences* afin de mettre en lumière les différents éléments de notre Théorie de la gravitation; d'une part ceux qui sont indépendants de l'hypothèse ellipsoïdale précitée, d'autre part ceux qui s'y rattachent obligatoirement, à notre avis. Dans cette décomposition, opérée objectivement, d'autres chercheurs trouveront peut-être les bases d'une construction définitive.

## PREMIÈRE PARTIE

### **Attraction gravifique statique, résultante de l'interaction de deux champs électrostatiques anisotropes.**

Le point de départ de notre Théorie de la gravitation est l'interaction de deux champs électrostatiques anisotropes. En dotant le proton, ou tout autre noyau atomique, de la faculté de créer une telle sorte de champ électrostatique, on le différencie aussitôt de son cortège d'électrons satellites; et l'on est certain que, malgré l'égalité des charges électriques contraires, l'ensemble fera apparaître un résidu d'interactions. Il reste seulement à démontrer que cette interaction résiduelle est attractive.

Cette conception n'est pas obligatoirement liée à la Théorie de la propagation anisotrope autour des charges en mouvement. Nous verrons qu'il est commode de l'y rattacher, en se fondant sur la constitution cinétique du proton, révélée par son moment magnétique. Mais il est évidemment loisible de s'appuyer sur d'autres bases.

Ceci étant posé, nous rappelons le calcul de l'interaction de deux champs électrostatiques anisotropes.

## A. INTERACTION DE DEUX CHAMPS ANISOTROPES

*Proposition.* — Si deux charges électriques  $Q_1$  et  $Q_2$  sont supposées émettre des champs électrostatiques anisotropes, définis par des équations de Laplace à coefficients constants généralisés

$$\left( g_1^{\alpha\beta} \frac{d^2 U_0}{dx^\alpha dx^\beta} \right) = \begin{cases} -4\pi\rho_1 & ; \text{ charge émettrice} \\ 0 & ; \text{ milieu} \end{cases} \quad (1)$$

$\alpha, \beta = 1, 2, 3$  (et de même avec l'indice 2)

ces deux charges possèdent une énergie mutuelle électrostatique, différente de ce qu'elle est à l'état isotrope; sa valeur, généralisation, par une transformation de chaque champ, de la valeur classique de l'énergie mutuelle, s'exprime comme suit, soit en fonction des champs répartis dans tout le volume, soit en fonction des charges présentes et des potentiels exercés:

$$\begin{aligned} W_{12} &= \int \Sigma_{12} \left( g_1^{\alpha\beta} \frac{dU_1}{dx^\beta} \frac{dU_2}{dx^\alpha} \right) \frac{dV}{8\pi k} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{k} (q_1 \sqrt{-g_1} U_2 + q_2 \sqrt{-g_2} U_1) \end{aligned} \quad (2)$$

Les potentiels, solutions des équations (9), ont pour valeur:

$$U = \frac{Q}{\sqrt{-g}} ; \quad \varphi = (x^\alpha - z^\alpha) (a^\beta - z^\beta) \quad (3)$$

La démonstration de cette propriété capitale repose sur l'emploi de deux transformations linéaires à coefficients constants, appliquées, l'une aux vecteurs coordonnés  $(x^- - z_1^-)$  du premier champ, l'autre aux vecteurs coordonnés  $(x^- - z_2^-)$  du second. Les deux formes (2) de l'énergie mutuelle proviennent l'une de l'autre, comme dans la théorie classique, par une intégration de volume. Les facteurs  $\sqrt{-g}$  s'introduisent dans cette intégration, car ils représentent l'expression

$$\sqrt{-g} = \frac{dV'}{dV} \quad (4)$$

rapport des volumes infinitésimaux, transformé et primitif; et on est amené à transformer l'équation de définition:

$$dQ = \rho dV \quad (5)$$

où  $\rho$ , d'après sa définition (1), est un invariant.

### B. APPLICATION A DEUX ATOMES H.

Appliquons tout d'abord la formule (2) à deux champs électrostatiques ellipsoïdaux, de révolution, dont les équipotentielles ont la forme simple:

$$\mathcal{R} = (x^- - z^-)^2 + \epsilon (x^- - z^-, \xi^-)^2 = R^2 (1 + \epsilon \cos^2 \varphi) \quad (6)$$

Leur énergie mutuelle a pour valeur:

$$W_{12} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{q_1 q_2}{R_{12}} \left( \frac{(1 + \epsilon_1)}{\sqrt{1 - \epsilon_2 \cos^2 \varphi_2}} + \frac{(1 + \epsilon_2)}{\sqrt{1 + \epsilon_1 \cos^2 \varphi_1}} \right)$$

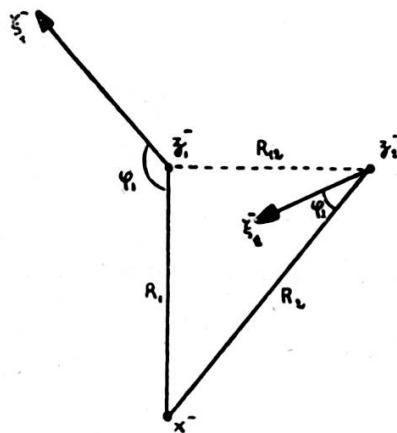


Fig. 1.

Soit maintenant deux atomes H, chacun composé d'un proton,  $P_1$  et  $P_2$ , et d'un électron,  $E_1$  et  $E_2$ . Les deux électrons, du fait de leurs mouvements désordonnés, sont supposés créer des champs électriques moyens, qui à grande distance, sont statiques et isotropes:  $\epsilon_E = 0$ . Les deux protons sont supposés créer des champs électrostatiques anisotropes, possédant la même ellipticité  $\epsilon$ , mais des orientations différentes  $\xi_1^- \xi_2^-$ . Dans

ces conditions, on voit entrer en jeu les énergies mutuelles ci-après:

$$\begin{aligned} \underbrace{P_1 \times P_2}_{} \quad W &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{Q^2}{R_{12}} \left( \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon \cos^2 \varphi_1}} + \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon \cos^2 \varphi_2}} \right) \\ \underbrace{E_1 \times E_2}_{} \quad W &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{Q^2}{R_{12}} (1 + 1) \\ \underbrace{P_1 \times E_2}_{} \quad W &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{Q^2}{R_{12}} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon \cos^2 \varphi_1}} + (1 + \varepsilon) \right) \\ \underbrace{P_2 \times E_1}_{} \quad W &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{Q^2}{R_{12}} \left( (1 + \varepsilon) + \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon \cos^2 \varphi_2}} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

Faisons la somme de ces quatre énergies mutuelles, en tenant compte de ce que le coefficient  $\varepsilon$  est extrêmement petit dans le problème qui nous occupe. Il vient:

$$W_{12} = -\frac{1}{4k} \cdot \frac{Q^2}{R} \varepsilon^2 (\cos^2 \varphi_1 + \cos^2 \varphi_2) \quad (8)$$

C'est la formule d'interaction entre deux atomes H que l'on suppose » orientés », c'est-à-dire dont les protons sont supposés magnétiquement fixes dans l'espace, suivant des directions  $\xi_1^- \xi_2^-$  faisant des angles  $\varphi_1 \varphi_2$  avec la droite qui les joint.

Mais si l'on considère une durée pendant laquelle les axes protoniques subissent tous les renversement possibles — ce qui est le cas des interactions mécaniques entre atomes —, ou bien si l'on considère des systèmes matériels dont les atomes H constituants sont orientés en désordre — ce qui, sauf pour les cristaux, semble le cas général —, on est conduit à prendre, dans la formule précédente, la moyenne angulaire des facteurs  $\cos^2 \varphi_1$ ,  $\cos^2 \varphi_2$  indépendamment, c'est-à-dire à les remplacer par la fraction  $1/2$ ; ce qui donne:

$$W_{12} = -\frac{1}{4k} \frac{Q^2}{R} \varepsilon^2 \quad (9)$$

Telle est l'interaction gravifique de deux atomes H, fondement de la Gravitation universelle. C'est bien, comme nous l'avions annoncé, un résidu d'interaction électromagnétique. Et ce résidu d'interaction est toujours attractif, quelles que

soient les perturbations subies par les atomes, quel que soit même le sens de l'ellipticité, aplatissement ou allongement,  $\epsilon$  positif ou négatif. L'interaction ellipsoïdale des noyaux protoniques est manifestement le phénomène physique qui manquait jusqu'ici pour l'explication électromagnétique de la gravitation.

Nous venons de dire que l'interaction gravifique de deux atomes H était le fondement de la Gravitation universelle, de l'attraction entre tout atome et tout atome. Nous devons donner quelques précisions sur ce point.

### C. INTERACTIONS ATOMIQUES ET ATOMES H.

Les interactions gravifiques sont de nature électromagnétique. Ce sont des résidus d'interactions entre les charges électriques constitutantes des atomes. Si on considère tous les atomes comme formés essentiellement d'atomes d'hydrogène (hypothèse de Prout, devenue très sensiblement une réalité depuis la mesure précise des isotopes), on est amené à réduire, du moins pour une première approximation, les interactions gravifiques à des sommes d'interactions d'atomes H. Dès lors, la Loi de la gravitation universelle peut être rapportée, non plus aux masses en présence — jaugeage de simple commodité des quantités engagées —, mais aux charges électriques nucléaires des atomes H constituants, qui sont l'élément physique fondamental. En effet, chacun des atomes H étant formé d'un proton et d'un électron, éléments primitifs d'électricité positive et négative, ce changement d'expression de la Loi y fera apparaître les interactions électriques fondamentales, affectées d'un coefficient devenu numérique, sans dimensions, c'est-à-dire le résidu électromagnétique que nous aurons ensuite à expliquer.

La Loi de la gravitation, écrite, pour abréger, en fonction de l'énergie mutuelle des masses graves, a pour expression numérique :

$$W_{12} = -f \frac{M_1 M_2}{R}, \quad f = 6,667 \times 10^{-8} \text{ cgs} \quad (10)$$

Si la masse  $M_1$  se compose de  $N_1$  atomes d'hydrogène, libres ou constituants, dont chacun a la masse  $M_h$  et la charge positive nucléaire  $Q_h$  — et de même pour  $M_2$  —, la Loi de la gravitation se transforme comme suit en fonction de ces nouveaux éléments:

$$\begin{aligned} W_{12} &= -f \frac{(N_1 M_h)(N_2 M_h)}{R} = -f N_1 N_2 \left(\frac{M_h}{Q_h}\right)^2 \frac{Q_h^2}{R} \\ W_{12} &= -\gamma N_1 N_2 \frac{Q_h^2}{kR}; \quad \text{avec} \quad \gamma = k \left(\frac{M_h}{Q_h}\right)^2 f \end{aligned} \quad (11)$$

avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} M_h = 1,66 \times 10^{-24} \text{ gr.} \\ Q_h = 4,8 \times 10^{-10} \text{ mm. él. st.} \\ k = \text{coeff. élect. du vide} \\ \gamma = 0,806 \times 10^{-36} \\ (\text{unités él. st., si } k = 1) \end{array} \right.$$

On voit apparaître, comme élément primitif des interactions, l'énergie mutuelle fondamentale:

$$W_{00} = -\gamma \frac{Q_h^2}{kR} \quad (12)$$

qui est l'énergie mutuelle gravifique de deux atomes d'hydrogène; égale à une fraction infinitésimale, de l'ordre de  $10^{-36}$ , de l'énergie mutuelle electrostatique des deux protons en présence.

Les formules déjà obtenues, (9) et (12), permettent de calculer la valeur de l'ellipticité  $\varepsilon$  intervenante. Une simple identification donne:

$$\varepsilon^2 = 4\gamma = 4 \times 0,806 \times 10^{-36}; \quad \varepsilon = 1,8 \times 10^{-18} \quad (13)$$

ellipticité infinitésimale; l'excentricité de l'ellipse méridienne est liée à  $\varepsilon$  par les relations:

$$\begin{aligned} \varepsilon > 0; \quad e &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} \\ \varepsilon < 0; \quad e &= \sqrt{-\varepsilon} \end{aligned} \quad (13 \text{ bis})$$

## DEUXIÈME PARTIE

**Attraction gravifique entre deux atomes en mouvement.  
Principe de l'égalité de l'action et de la réaction.**

La procédure statique utilisée jusqu'ici, le recours à l'interaction de deux champs électrostatiques anisotropes, ne suffit pas à expliquer le caractère le plus mystérieux de la Gravitation, son apparente instantanéité; c'est-à-dire le fait que deux atomes s'attirent à tout instant, de toute position à toute position de leurs deux trajectoires, suivant la droite qui les joint à cet instant: loi de l'égalité de l'action et de la réaction, formulée par Newton en même temps que la loi des carrés. Cette loi semble, à première vue, incompatible avec toute propagation à vitesse finie du champ gravifique; puisque les actions reçues par un atome proviennent de la position de l'autre atome à l'instant de l'émission du champ, lequel diffère de l'instant de la réception, de toute la durée de la propagation. Or cette loi est d'une nécessité indiscutable: sans elle, les attractions mutuelles d'un système de corps graves pourraient avoir une résultante non nulle; le centre de gravité de ce système pourrait se mouvoir de lui-même, sans influence extérieure, ce qui est physiquement absurde. Mais il n'est pas moins inadmissible que le milieu, quel qu'il soit, qui supporte les interactions, les transmette avec une vitesse infinie; et même qu'il les transmette, dans le cas de la gravitation, résidu électromagnétique, avec une vitesse différente de celle des ondes électromagnétiques. Il y a donc là, à première vue, une antinomie.

La solution de cette antinomie est essentiellement du domaine de la propagation ellipsoïdale ou, plus exactement, du domaine d'une propagation anisotrope, généralisée tensoriellement, fonction du mouvement de l'émetteur; cette liaison entre propagation et mouvement étant réalisée précisément pour satisfaire la loi de l'égalité de l'action et de la réaction.

Voici le fondement de cette théorie.

## A. DÉFINITION DE LA PROPAGATION ELLIPSOÏDALE.

Toute équation linéaire aux dérivées partielles secondes, à coefficients constants quelconques, définit un potentiel, statique si le temps n'y figure pas, propagé si la dérivée seconde temporelle y figure négativement:

$$\left( g^{\lambda\mu} \frac{d^2 U}{dx^\lambda dx^\mu} \right) = \begin{cases} -4\pi\rho & ; \text{ charges} \\ 0 & ; \text{ milieu} \end{cases} \quad \left| \begin{array}{l} \lambda, \mu = 1, 2, 3, 4. \\ x^4 = ct \\ g^{44} < 0 \end{array} \right. \quad (14)$$

Pour qu'une telle équation définisse valablement un potentiel non nul, s'annulant à l'infini, il est nécessaire que dans certains domaines le second membre soit différent de 0, tandis qu'il est nul partout ailleurs. (C'est le sens de la notation ci-dessus.) Ces domaines particuliers sont les charges électriques; l'extérieur est le milieu électromagnétique, défini par le coefficient  $c$  affecté à la dérivée seconde temporelle.

Cette équation aux dérivées partielles est associée à une forme quadratique qui en fournit la solution la plus générale, suivant des règles connues, que nous nous bornons à préciser dans le cas présent. Cette forme est la suivante:

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= (g_{\lambda\mu} (x^\lambda - z^\lambda) (x^\mu - z^\mu)) & (15) \\ &\left\{ \begin{array}{l} x^\lambda = \text{milieu}, z^\lambda = \text{charges émettrices} \\ g_{\lambda\mu} = \frac{(\text{mineur})_{\lambda\mu}}{|\text{déterminant des } g^{\lambda\mu}|} \end{array} \right. & (15 \text{ bis}) \end{aligned}$$

Dans le cas de trois variables spatiales, la solution qu'elle fournit a une forme statique; c'est:

$$U = \sum \frac{\rho(z^\alpha)}{\sqrt{\mathcal{R}}} \quad (\alpha = 1, 2, 3) \quad (16)$$

Lorsque le temps intervient, avec un coefficient  $g_{44}$  négatif, il existe une forme propagée, liée à la condition  $\mathcal{R} = 0$ , qui exprime la propagation, c'est :

$$U = \sum \frac{\rho(t_z)}{\frac{1}{2} \frac{d\mathcal{R}}{c d t_z}} \quad \left\{ \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial t_z} = \begin{cases} \text{dérivée partielle} \\ \text{par rapport au} \\ \text{temps d'émission} \end{cases} \right. \quad (17)$$

Ces solutions, très générales, reconstituent, dans le cas où l'équation redevient isotrope, les expressions classiques des potentiels statiques et des potentiels propagés; et même, si l'émetteur est en mouvement, c'est-à-dire si  $z^- = v^- t_z$ , les expressions des potentiels retardés.

### B. ONDES ELLIPSOÏDALES FOCALISÉES.

*Propriété.* — Les équations qui précèdent sont susceptibles de nombreuses applications. Ce qui nous intéresse ici, est la propriété suivante: Soit une charge électrique en translation uniforme. Si on lui attribue la faculté d'émettre des ondes (l'équation  $\mathcal{P} = 0$  ci-dessus) de forme ellipsoïdale particulière ayant, à tout instant, leur foyer avant sur la position de la charge émettrice synchrone de la réception  $z_t^- = v^- t$ , les potentiels correspondants sont sphériques, de forme  $Q/R$  comme dans un système au repos, et emportés rigidement par la translation de l'émetteur.

Si, au contraire, on attribue à cette charge en translation, la faculté d'émettre des ondes sphériques centrées successivement sur les différents points d'émission (hypothèse de l'électromagnétisme classique), les potentiels sont ellipsoïdaux (forme de Heaviside). Si on cherche à rendre sphériques les potentiels ellipsoïdaux de Heaviside (causes d'une des anomalies relativistes, expérience du condensateur entraîné de Trouton et Noble), on doit recourir à une transformation linéaire des coordonnées qui a précisément pour effet de donner aux ondes la forme ellipsoïdale focalisée.

Cette propriété n'a pas seulement pour effet d'expliquer l'expérience de Trouton et Noble; elle explique d'une façon générale comment un émetteur d'actions propagées peut sembler créer un champ instantané, centré sur la position de l'émetteur à l'instant de la réception; ce qui est le cas de la gravitation. L'apparente instantanéité de la gravitation signifie simplement que le champ gravifique se propage autour des masses graves émettrices en mouvement, par ondes ellipsoïdales focalisées.

Voici un calcul sommaire montrant, dans le cas le plus simple, celui d'un émetteur en mouvement uniforme, comment les potentiels peuvent acquérir la forme statique en  $Q/R$ ; donc, les champs une forme rayonnant de l'émetteur, lorsqu'ils dérivent d'un potentiel.

Partons de la forme (17) des potentiels propagés par des ondes ellipsoïdales. L'époque d'émission  $t_z$  est liée aux variables de réception  $x^-$ ,  $t$  par l'équation d'onde:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q} &= (g_{\lambda\mu}(x^\lambda - z^\lambda)(x^\mu - z^\mu)) = 0 \\ z^4 &= c t_z, \quad g_{44} < 0 \end{aligned}$$

et l'on a, d'autre part, puisque l'émetteur est en mouvement uniforme:

$$z^- = v^- t_z$$

Lorsqu'on a calculé  $t_z$  en fonction de  $x^-$ ,  $t$ , le potentiel (17) revêt ainsi, dans le cas d'une charge constante en translation, la forme générale:

$$U = \frac{Q}{f(x^- - v^- t)} \quad (18)$$

qui satisfait la condition:

$$\frac{dU}{cdt} = - \left( \frac{dU}{dx^-}, \frac{v^-}{c} \right) \quad (19)$$

ou bien encore:

$$\frac{d^2 U}{c^2 dt^2} = \left( \frac{d^2 U}{dx^\alpha dx^\beta}, \frac{v^\alpha}{c} \frac{v^\beta}{c} \right); \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (20)$$

Cela étant posé, comment peut-on obtenir que l'équation de propagation:

$$\left( g^{\lambda\mu} \frac{d^2 U}{dx^\lambda dx^\mu} \right) = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda, \mu = 1, 2, 3, 4 \\ g^{44} < 0 \end{array} \right.$$

s'identifie à l'équation laplacienne:

$$\Delta(U) = 0$$

d'où l'on tirera aussitôt:

$$U = \frac{Q}{R} ; \quad R = |x^- - v^- t|$$

et cela, toutes les fois que la condition de translation (20) sera remplie ?

La réponse est aisée. Il suffit de poser:

$$\begin{cases} g^{\alpha\beta} = \delta^{\alpha\beta} + A \frac{v^\alpha}{c} \frac{v^\beta}{c} \\ g^{\alpha 4} = 0 ; \quad g^{44} = -A \end{cases} \quad \text{avec:} \quad \begin{cases} A = \text{constante arbitraire} \\ \delta^{\alpha\beta} = \begin{cases} 1, & \text{si } \alpha = \beta \\ 0, & \text{si } \alpha \neq \beta \end{cases} \end{cases} \quad (21)$$

puis, connaissant par là les  $g^{\lambda\mu}$ , de calculer les  $g_{\lambda\mu}$  par la liaison fondamentale (15 bis). On obtient la forme d'onde:

$$\mathcal{R} = |x^- - z^-|^2 - \frac{A}{1 + A \frac{v^2}{c^2}} \left( \frac{v^-}{c}, \quad x^- - z^- \right)^2 - \frac{1}{A} (ct - ct_z)^2 = 0 \quad (22)$$

qui se ramène sans peine à celle d'un ellipsoïde centré sur le point  $z^- = v^- tz$ , et ayant pour foyer avant le point  $z_t^- t = v^- t$ , synchrone de la réception en  $x^-, t$ .

En effet, il suffit d'affecter à la constante arbitraire A, la valeur:

$$A = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (22 \text{ bis})$$

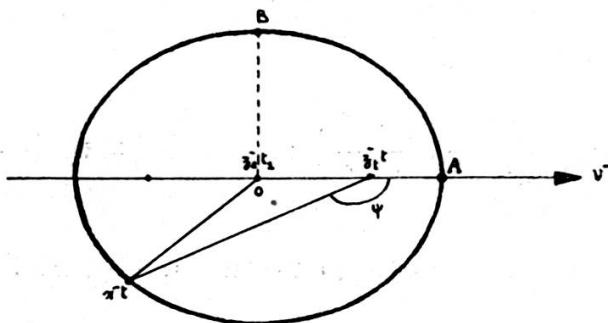


Fig. 2.

pour obtenir l'équation d'onde:

$$\mathcal{R} = |x^- - z^-|^2 - \left( \frac{v^-}{c}, \quad x^- - z^- \right)^2 - \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) (ct - ct_z)^2 = 0 \quad (23)$$

qui, avec la condition  $z^- = v^- t_z$  se transforme immédiatement en celle-ci:

$$|x^- - v^- t| \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \psi\right) = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) (ct - ct_z) \quad (23 \text{ bis})$$

avec

$$\psi = \text{angle des vecteurs } v^- \text{ et } x^- - v^- t$$

C'est bien une onde ellipsoïdale, centrée sur  $z^-$ , point d'émission à l'époque  $t_z$ , et focalisée sur  $v^- t$ , position de l'émetteur synchrone de la réception.

La propriété que nous avons annoncée se trouve donc démontrée. La forme d'onde (23) est à la base de notre Théorie de la propagation ellipsoïdale.

Cette propriété est générale. On la transpose, du cas de la translation uniforme de l'émetteur, au cas de la translation variée, en remplaçant la définition finie de l'onde (équation (15)), par une définition infinitésimale:

$$ds^2 = (g_{\lambda\mu} dx^\lambda dx^\mu) = 0 ; \quad g_{44} < 0 \quad (24)$$

et en remplaçant, d'autre part, l'équation de propagation à coefficients constants (14), par une équation à coefficients quelconques aux dérivées secondes tensorielles:

$$\begin{aligned} \left(g^{\lambda\mu} \frac{d^2 U}{dx^\lambda dx^\mu}\right) &= \begin{cases} -4\pi\rho \\ 0 \end{cases} \\ \frac{d^2 U}{dx^\lambda dx^\mu} &= \frac{d^2 U}{dx^\lambda dx^\mu} - \left(C_{\lambda\mu}^\rho \frac{dU}{dx^\rho}\right), \quad C_{\lambda\mu}^\rho = \begin{matrix} \text{symboles de} \\ \text{Christoffel} \end{matrix} \end{aligned} \quad (24 \text{ bis})$$

Le problème général posé par la loi de l'égalité de l'action et de la réaction se résout alors par cette condition algébrique que la forme tensorielle ci-dessus s'identifie à un laplacien, lorsque la variation temporelle de  $U$  résulte d'un déplacement de l'émetteur. On peut donc affirmer que la nécessité physique de la déformation de la propagation par le mouvement de l'émetteur — hypothèse de la propagation ellipsoïdale — est un corollaire direct de cette loi primordiale.

Il reste, évidemment, à généraliser les résultats ci-dessus, au cas où l'émetteur et le récepteur sont simultanément en mou-

vement. On voit apparaître une aberration du champ par la vitesse du récepteur qui, de prime abord, semble contradictoire avec l'égalité de l'action et de la réaction. On constate, au contraire, que cette aberration permet une définition tensorielle correcte de la liaison entre le champ et l'accélération du récepteur. Cette théorie dépasse le cadre de la présente étude.

On remarquera que la procédure ci-dessus définie n'est pas spéciale à la Gravitation, qu'elle est valable pour toutes les actions transmises par le milieu électromagnétique. On retombe sur la Théorie ellipsoïdale de l'électromagnétisme que nous avons essayé de construire.

### C. LIAISON A LA THÉORIE D'EINSTEIN.

Ce qui vient d'être expliqué, au sujet de la liaison nécessaire entre la propagation de la Gravitation et le mouvement des masses graves, nous semble ouvrir la voie à une interprétation de la Théorie d'Einstein qui resterait incluse dans les conceptions classiques de l'Espace et du Temps. Si l'on considère, en effet, l'aboutissement de cette théorie, qui est d'une part le  $ds^2$  de Schwartschild :

$$ds^2 = |dx^-|^2 + \frac{a}{1-a} \left( \frac{x^-}{R}, dx^- \right)^2 - (1-a)(dct)^2 \quad (25)$$

$$a = \frac{1}{R} \cdot \frac{2fM}{c^2}$$

et d'autre part le postulat que les mouvements d'un point grave autour d'un centre fixe sont des géodésiques de ce  $ds^2$ , on constate en définitive qu'il s'agit d'un calcul d'aberration du champ gravifique par le mouvement du point récepteur. Il suffit de se reporter au calcul de la force exercée<sup>1</sup>

$$\frac{dv^-}{dt} = \Phi_1 \frac{dU}{dx^-} - \Phi_2 \left( \frac{dU}{dx}, \frac{v^-}{c} \right) \frac{v^-}{c}; \quad \begin{matrix} \Phi_1, \Phi_2 \text{ fonctions de } v^- \text{ et} \\ R \text{ voisines de l'unité} \end{matrix} \quad (26)$$

<sup>1</sup> Voir par exemple CHAZY, *Relativité*, vol. 1, p. 100.

pour reconnaître une aberration d'une forme parente de l'aberration fournie par la forme ellipsoïdale (23) ci-dessus, et qui est:

$$\bar{f}^r = \frac{dU}{dx^r} - \left( \frac{dU}{dx^r}, \frac{v^-}{c} \right) \frac{v^-}{c} \quad (26 \text{ bis})$$

Aberration de la force exercée sur un récepteur en mouvement; aberration, liaison au mouvement, du champ issu d'un émetteur en mouvement; ces phénomènes sont concomitants et ressortent tous deux d'une connexion entre le mouvement et la propagation.

Dans ce qui précède, la connexion que nous avons établie entre la propagation et le mouvement reposait sur le principe de l'égalité de l'action et de la réaction. Dans la Théorie d'Einstein, cette connexion repose sur un postulat tensoriel; la forme du  $ds^2$  — que cette théorie adopte comme une définition de l'Espace et du Temps, et qu'on peut adopter aussi valablement comme une définition infinitésimale de la propagation — doit satisfaire la condition de courbure:

$$G_{\lambda\mu} = 0$$

Le tenseur contracté, résultant du tenseur général de courbure de Riemann-Christoffel, doit être nul. On démontre que cette condition correspond à une courbure moyenne minimum dans l'Espace-Temps, c'est-à-dire à une propagation aussi proche que possible de la propagation isotrope.

Ces données ne sont pas contradictoires avec celles que nous avons exposées plus haut; on peut les considérer comme poussant la précision plus loin, grâce aux ressources du Calcul tensoriel. L'interaction moyenne de systèmes atomiques où chacun des atomes contient un ou plusieurs protons en état d'oscillation constant, où les axes magnétiques et les champs électriques ellipsoïdaux changent constamment d'orientation, comporte certainement des descriptions plus précises que celles que nous avons fournies, en première approximation, dans cette étude.

### TROISIÈME PARTIE

#### **Essai de liaison du magnétisme du proton et de l'ellipticité de son champ électrostatique; observations sur le magnétisme en général.**

Il est intéressant de ne pas demeurer sur l'hypothèse de l'ellipticité du champ électrostatique du proton, mais d'essayer, au contraire, de justifier cette hypothèse par les données que nous possérons sur lui, surtout par son moment magnétique, indice d'une circulation de charges électriques élémentaires. Evidemment nous entrons ainsi dans un domaine encore bien mal connu, étranger à notre expérience courante, transcendant à nos lois électromagnétiques. Nous devons donc accepter toutes réserves sur cette partie de notre étude, sans cependant penser qu'elle soit inutile.

#### A. CHAMP SPÉCIAL DU PROTON.

Considérons deux atomes H, composés chacun d'un proton, supposé immobile, et d'un électron animé d'une rotation planétaire; de plus, cet électron oscille constamment d'une trajectoire quantique à une autre, suivant les radiations qu'il émet ou qu'il absorbe. On peut considérer l'électron comme en mouvement désordonné; et son champ moyen, au moins à grande distance, se réduit dès lors à la composante électrostatique. Le proton, s'il ne possédait qua sa charge électrique, créerait un champ électrostatique égal et contraire, et la résultante pour l'atome serait nulle; donc l'interaction de deux atomes H, dans le domaine électrique, serait nulle.

Mais il n'en est pas ainsi. Le proton possède non seulement une charge électrique, mais un moment magnétique, mesuré expérimentalement, par ses réactions aux champs atomiques, par les méthodes de la mécanique quantique; la valeur de ce moment magnétique (qui n'est pas en rapport direct avec le magnéton de Bohr) est  $4,18 \times 10^{-13} \times k'$ ; ( $kk' = 1/c^2$ ).

L'électron planétaire possède, il est vrai, lui aussi, un moment magnétique, son « spin ». Et, si l'ellipticité du champ électrique était directement liée au moment magnétique, on serait conduit à estimer que le champ moyen d'un électron planétaire en émission désordonnée, n'est pas absolument electrostatique, comme nous venons de le dire, mais peut être doté d'une certaine ellipticité. Nous ne le pensons pas, car nous allons montrer que l'ellipticité du champ électrique ne peut pas résulter du seul moment magnétique: un autre facteur physique doit intervenir, probablement particulier au proton.

Coordonnons d'abord nos données d'expérience sur le domaine protonique.

Suivant la conception fondamentale du magnétisme, le moment magnétique du proton doit être attribué à une circulation propre des éléments électriques dont l'ensemble forme sa charge électrique positive  $Q_p = 4,8 \times 10^{-10}$  él. st. Cette conception générale est appuyée par divers faits physiques, dont les principaux sont:

*a)* L'énergie constitutive du proton  $M_0 c^2 = 1,5 \times 10^{-3}$  erg — 1.845 fois l'énergie constitutive  $m_0 c^2$  de l'électron —, c'est-à-dire 1.845 fois l'énergie constitutive de la charge électrique primitive, réduite à l'état electrostatique — c'est-à-dire encore 1.845 fois l'énergie qu'aurait le proton s'il était purement electrostatique; l'énergie que possède par exemple la charge électrique positive qui se trouve dans cet état, le positon; la différence provient de l'énergie cinétique du proton, calculable comme énergie d'aimantation, ou encore comme ce que la technique appelle énergie de self-induction.

*b)* La permanence du proton, sa stabilité s'opposant au caractère transitoire de la charge positive sans circulation, le positon, dont la vie est de quelques microsecondes; si cette permanence est considérée comme une résistance à la pression statique du milieu, on constate que cette pression est numériquement égale à la valeur de l'énergie cinétique, magnétique du proton, par unité de volume; c'est-à-dire en définitive aux interactions des éléments protoniques en circulation interne.

c) Le proton possède un moment cinétique  $I\omega$ , égal à la constante de Planck, en vertu de l'égalité numérique ci-après, dont le sens physique est évident; les éléments protoniques sont entraînés avec la vitesse de la lumière dans le mouvement giratoire qui crée à la fois leur magnétisme, leur énergie constitutive, et leur masse d'inertie:

$$h = 6,55 \times 10^{-27} \text{ erg} = \boxed{M_0 c r_0}$$

avec:  $\left| \begin{array}{l} M_0 = \text{masse du proton} = 1,66 \times 10^{-24} \\ r_0 = 1,315 \times 10^{-13} \text{ cm} \end{array} \right. \quad (27)$

Ce moment cinétique  $I\omega$  se manifeste par un second moment magnétique, non plus réceptif, mais actif, créateur de champ cinétique et de forces du type ( $k' H^- \vee qv^-$ ); qui explique la quantification des trajectoires électroniques de l'atome H par la fermeture ou l'ouverture de ces trajectoires, par le rapport, entier ou non, de la précession à la période<sup>1</sup>.

Cet état spécial, cinétique, du proton justifie-t-il une anisotropie de son champ électrique? On peut traiter ce problème par une procédure classique et appliquer la solution, dite des potentiels retardés, des équations de Maxwell, à un anneau de charges électriques en rotation uniforme. Le champ résultant, calculé par la formule:

$$\left( -k E^- = \frac{dU}{dx^-} + \frac{dG^-}{dct} \right)$$

$$U = \Sigma \frac{q_e}{R(1-b)} \quad \left| G^- = \Sigma \frac{q_e \frac{v_e^-}{c}}{R(1-b)} \quad b = \left( \frac{r^- - z_e^-}{R}, \frac{v_e^-}{e} \right) \right. \quad (28)$$

perd évidemment son second terme, puisque rien n'est plus fonction du temps dans une intégration prise sur l'anneau.

<sup>1</sup> Voir H. VARCOLLIER, « Théorie de la propagation ellipsoïdale et ses possibilités, Relativité, Quanta, Gravitation », *Arch. des Sciences*, 2, 237, 1949 et spécialement le chap. 9, p. 239.

Mais le premier terme prend la forme ellipsoïdale:

$$-\kappa E^- = \frac{d}{dx^-} \cdot \left( \frac{Q}{\sqrt{R^2 - \frac{v^2}{c^2} (\xi^-, R^-)^2}} \right) \quad (28 \text{ bis})$$

$\xi^-$  = axe de rotation

ce qui semble justifier *de plano* l'assertion que le proton est le centre d'un champ électrostatique anisotrope, donné par une équation de Laplace généralisée.

Mais ce résultat est physiquement inadmissible, car il doit se comprendre comme suit. Un anneau de charges électriques en circulation, c'est-à-dire un aimant permanent, créerait autour de lui un champ électrique — non pas un champ en  $I/R^3$  comme le champ magnétique en  $I/R^3$  de l'aimant —, mais un champ en  $I/R^2$  modifiant la répartition du champ électrique propre de l'ensemble des charges en circulation, créant dans l'espace, par conséquent, ce que la technique appelle des « forces électromotrices induites ».

Ces « forces électromotrices induites » ont-elles été constatées expérimentalement ? Sont-elles constatables ? L'ellipticité en  $(V/c)^2$  n'est-elle pas, en pratique, au-dessous de toute mesure ? Peut-être, mais pour le proton ce facteur serait égal à l'unité.

Ce qu'il faut surtout observer, c'est que la question ci-dessus posée admet, suivant les cas, des réponses différentes; et c'est cette différence même qui nous mettra sur la voie d'une solution.

Les » forces électromotrices induites » autour d'un aimant permanent ont été constatées — ou du moins font partie des conséquences des lois élémentaires de l'induction — lorsque cet aimant est animé d'une rotation. En effet, un aimant en rotation par rapport à un circuit est assimilable à un circuit en rotation par rapport à un aimant, et cela d'après le postulat de l'induction, toujours vérifié, qui identifie les mouvements relatifs, quels qu'ils soient, de l'inducteur et de l'induit. On calcule ainsi très aisément l'ellipticité du champ électrostatique d'un aimant permanent entraîné par une rotation.

Il y aurait donc ainsi un champ électrostatique ellipsoïdal autour d'un aimant, d'un anneau de charges électriques en circulation, lorsque leur système est entraîné dans une rotation supplémentaire, et il n'y en aurait pas dans le cas contraire. Mais ici, une autre question se pose, assez délicate sous son apparence simple: quelle est la différence entre un aimant permanent entraîné par une rotation, et un aimant permanent immobile ?

#### B. PRÉCESSION ET AIMANTATION.

Que l'aimant permanent soit entraîné par une rotation, ou qu'il soit immobile, il est essentiellement constitué, dans les deux cas, par une circulation uniforme de charges électriques, par un courant solénoïdal. Le fait que la vitesse de circulation soit modifiée ne modifie pas la nature du phénomène. Une seule différence peut être invoquée: que le solénoïde ait une forme variant, ou non, avec le temps; c'est-à-dire, en définitive, qu'il soit ouvert ou fermé.

Si le solénoïde ne se ferme pas, la fonction  $G^-$ , potentiel vecteur, est une somme d'éléments qui ne sont pas rigoureusement périodiques et, dans cette somme, la variable temps ne disparaît jamais. La dérivée  $\frac{dG^-}{dct}$  qui figure dans le champ electrocinétique du solénoïde, n'est pas nulle; elle est fonction du défaut de fermeture à chaque tour, c'est-à-dire, suivant le terme adopté, de la précession; ou encore, suivant la procédure connue de l'électrotechnique, du »flux magnétique coupé» dans l'entraînement précessionnel. On retrouve la formule de l'ellipticité par rotation de l'aimant, évoquée plus haut, mais expliquée sous forme de non-fermeture des solénoïdes constitutifs.

Pendant que ce facteur d'ellipticité apparaît, on voit disparaître le potentiel ellipsoïdal fourni par la théorie classique, lorsqu'on a recours à la théorie ellipsoidale dont nous avons parlé plus haut et qui autour d'une charge en rotation comme autour d'une charge en translation, comme autour de tout solénoïde, possède cette propriété remarquable de fournir des potentiels sphériques statiques par une forme d'onde convenable.

*Conclusion.* — L'ellipticité du champ électrique moyen, d'origine cinétique, autour du proton, a pour cause profonde une précession des trajectoires intérieures sur lesquelles circulent ses particules constitutives.

Cette précession doit remplir la condition de ne pas fermer ces dites trajectoires intérieures. Une étude mathématique de la question aboutit en effet à des spirales, comprises entre  $10^{-13}$  cm et  $10^{-11}$  cm, et entraînées par une précession qui, évidemment, ne peut jamais aboutir à les fermer. Cet ensemble constitue ce qu'on peut appeler le domaine cinétique du proton, qu'on est amené à considérer comme un système tourbillonnaire, entre un vide central correspondant à l'arrachement d'un électron, et des trajectoires limites, parcourues avec la vitesse de la lumière, dotées de la fréquence des ondes de Louis de Broglie.

Rappelons que cette condition de fermeture, en un certain nombre de tours, de trajectoires précessionnées, nous a déjà servi, dans notre *Propagation ellipsoïdale*<sup>1</sup>, à expliquer les phénomènes d'émission d'énergie radiative par quanta entiers dans les mouvements planétaires de l'électron satellite de l'atome H, et à reconstituer, sur cette simple base, les formules quantiques fondamentales. Il n'est pas impossible que, sur une base analogue, on parvienne à justifier certaines quantifications dans le proton, dans les ébauches transitoires de protons que sont les mésons, et enfin dans les noyaux atomiques en général.

### C. ESSAI DE LIAISON DU COEFFICIENT DE LA GRAVITATION UNIVERSELLE AUX CONSTANTES PROTONIQUES.

On peut faire une estimation raisonnable de la liaison entre l'entraînement précessionnel et l'ellipticité résultante, par la formule:

$$\epsilon = \frac{I \omega^2}{M_0 c^2} = \frac{2 \times (\text{énergie de rotation précessionnelle})}{\text{énergie totale constitutive du proton}} \quad (29)$$

<sup>1</sup> Loc. cit. H. VARCOLLIER, *Arch. des Sciences*, chap. 9, p. 239.

qui transpose celle de l'ellipticité due à la translation:

$$\epsilon = \frac{v^2}{c^2} = \frac{m v^2}{m c^2} = \frac{2 \times (\text{énergie de la translation})}{\text{énergie totale constitutive de la charge}} \quad (30)$$

Le moment d'inertie des éléments protoniques, pris individuellement, formant une charge  $4,8 \times 10^{-10}$ , avec une masse d'inertie  $0,9 \times 10^{-27}$  correspondante, a pour valeur:

$$I = mr^2 = (0,9 \times 10^{-27}) \times (1,315 \times 10^{-13})^2 = 1,56 \times 10^{-53} \quad (31)$$

( $r$  a la valeur donnée par la formule (27)).

Il suffit d'identifier les formules (13) et (29):

$$\epsilon = \frac{I \omega^2}{M_0 c^2} = \frac{1,81 \times 10^{-53}}{1,5 \times 10^{-3}} \times \omega^2 \quad \left\{ \epsilon = 1,8 \times 10^{-18} \right.$$

pour obtenir la valeur de la précession  $\omega$ ; on trouve:

$$\omega = 1,3 \times 10^{16} \quad (32)$$

Or cette valeur numérique de la précession protonique possède une propriété remarquable, qui peut ne pas être une simple rencontre fortuite; elle coïncide comme ordre de grandeur avec celle de la vitesse de rotation de l'électron planétaire de l'atome H sur sa première trajectoire quantique. Cette vitesse est en effet donnée en fonction de la constante de Rydberg, par la formule:

$$\omega_0 = 2 \pi c v_0 = 2 \pi c \times \underbrace{1,097 \times 10^5}_{\text{ }} = 4,1 \times 10^{16} \quad (33)$$

On obtiendrait sans doute une coïncidence exacte en révisant le calcul, évidemment un peu sommaire, fait ci-dessus pour le moment d'inertie du proton. Comme la constante de Rydberg se lie à la constante de Planck et aux constantes de l'électron par la formule quantique de Bohr, on est en droit de considérer que les formules ci-dessus annexent à ce domaine le coefficient de la Gravitation universelle.

D'autres formules peuvent être obtenues, à partir de la même base. Nous avons indiqué <sup>1</sup>, la formule :

$$\sqrt{\gamma} = \frac{1}{2} \epsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{2m}{M + m} \right)^6 \quad (34)$$

où  $m$  et  $M$  sont les masses de l'électron et du proton; et qui s'appuie sur une conception épicycloïdale de la précession protonique.

Nous croyons intéressant de fournir la formule suivante de la Gravitation universelle où le magnétisme nucléaire, la précession et la constante de Planck, considérée comme moment de rotation protonique, jouent un rôle spécialement caractéristique de tout ce que nous avons exposé :

$$W_{12} = f \frac{M_1 M_2}{R}$$

$$\sqrt{f} = 2\pi \cdot \frac{1}{\sqrt{k \cdot k'}} \cdot \frac{M_N \omega}{h \omega_0} \quad (35)$$

Dans cette formule,  $M_N$  est le moment magnétique, dit « nucléaire du proton, lié à la constante de Planck par la relation :

$$4\pi M_N = k' \frac{h Q}{M} \quad (35 \text{ bis})$$

$\omega_0$  est la vitesse de rotation moyenne  $\frac{c}{r}$  attribuée à l'ensemble des particules constitutives du proton;  $\omega$  est la précession de cette rotation moyenne, qui est donnée par l'égalité

$$\omega = \omega_0 \left( \frac{2m}{M + m} \right)^6 \quad (35 \text{ ter})$$

#### D. POSSIBILITÉS DE VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES.

L'explication électromagnétique que nous avons tenté de donner de la Gravitation comporte-t-elle des vérifications expérimentales ? Les meilleures se situeront évidemment dans le domaine atomique, lorsque nos calculs approximatifs, valables pour des atomes éloignés les uns des autres, seront

<sup>1</sup> Loc. cit. H. VARCOLLIER, Arch. des Sciences, 2, 299, 1949.

transposés, sur la même base, mais avec une approximation différente, à des atomes voisins, constituants d'une même molécule, ou encore à des protons et des neutrons, constituants du même noyau. Nous pensons que toutes les forces de cohésion des corps matériels dérivent du même principe que les interactions gravifiques, c'est-à-dire des formes anisotropes des champs électro-statiques en cause.

Pourrait-on procéder dès maintenant à une expérience simple reproduisant schématiquement, à grande échelle, l'interaction de deux protons ? Il nous semble qu'un aimant tournant autour de son axe magnétique, et chargé d'une certaine quantité d'électricité positive, créerait, dans l'espace environnant, un champ électrique résultant de forme approximativement ellipsoïdale pouvant se schématiser *grossost modo* par une équation de Laplace à coefficients différents de l'unité. Ce point étant vérifié, il suffirait de disposer deux aimants semblables côte à côte et de mesurer leurs interactions, d'abord lorsqu'ils sont en rotation, ensuite lorsqu'ils sont immobiles; la différence devrait faire apparaître une attraction, fonction de leurs orientations, en raison inverse du carré de leur distance.

Avant toute expérience, nous croyons pouvoir invoquer, dès maintenant, un fait physique encore inexpliqué, du moins dans l'Espace et le Temps classiques.

En effet, la valeur attribuée par la formule à l'ellipticité  $\epsilon$  du champ du proton, elle-même égale<sup>1</sup>, à  $2\sqrt{\gamma}$ , le coefficient  $\gamma$  étant une forme modifiée<sup>2</sup> du coefficient de la gravitation universelle, fournit une explication immédiate d'une particularité astronomique récemment reconnue et qui est la proportionnalité entre le moment magnétique d'un astre et son moment cinétique, par l'intermédiaire de la racine carrée du coefficient de la gravitation universelle; formule astronomique Blackett-Prunier:

$$\frac{(\text{moment magnétique astral})}{(\text{moment cinétique de rotation})} = \frac{\alpha}{c} \sqrt{f} \quad (36)$$

(unité él. magn. c.g.s.)

<sup>1</sup> Voir formule (13).

<sup>2</sup> Voir formule (11).

avec, par exemple :

$$\alpha \left\{ \begin{array}{l} \text{Terre} = 0,30 \\ \text{Soleil} = 1,14 \\ \beta \text{ Virginis} = 1,16 \end{array} \right.$$

Cette formule a été établie pour la première fois, d'après des considérations d'analogie atomique, par M. F. Prunier<sup>1</sup>; elle a été indiquée comme résultant d'observations astronomiques, dans un article développé de Blackett, paru dans *Nature*, de Londres<sup>2</sup>.

Son explication, d'après la formule (29) ci-dessus, peut se résumer comme il suit. Si on imprime une rotation à un corps, composé de charges électriques positives et négatives en nombre égal, il n'y a pas de raison, à l'échelle macroscopique, pour qu'un champ magnétique en résulte. Mais, à l'échelle atomique, un effet d'ordre infinitésimal doit naître de cette rotation: c'est une précession supplémentaire des circulations protoniques dont nous avons parlé plus haut. Il suffit d'évaluer le supplément d'énergie due à ce supplément de précession, et de le rapprocher du supplément d'énergie constitutive, c'est-à-dire de l'énergie de rotation des masses atomiques, qui lui est également due, pour obtenir :

$$\frac{\text{moment magnétique astral}}{\text{moment cinétique de rotation}} = \frac{\sum k' \left( \frac{Q_{\text{proton}}}{M_{\text{proton}}} \right) (I_{\text{proton}}) \delta \omega}{(\text{moment cinétique en } \delta \omega)} \quad (37)$$

$$= k' \left( \frac{Q_p}{M_p} \right) \sqrt{\gamma} = k' \sqrt{k} \sqrt{f} \quad \left\{ \begin{array}{l} k' \sqrt{k} = \frac{1}{c} ; \quad \text{si } k' = 1 \\ \qquad \qquad \qquad = \frac{1}{c} ; \quad \text{si } k = 1 \end{array} \right.$$

ce qui est bien la formule Blackett-Prunier, écrite sans spécification d'unités.

<sup>1</sup> Voir F. PRUNIER, « Quelques observations et expériences nouvelles », *Arch. Sc. phys. et nat.*, 5<sup>e</sup> pér., 28, 121, 1949.

<sup>2</sup> *Nature*, 10 mai 1947.

NOTE ANNEXE  
CONCERNANT LE PROTON ET LES PARTICULES  
DITES « MESONS »

Nous avons indiqué, dans la conclusion du présent travail, que les forces d'interaction gravifique, issues de la forme anisotrope du champ électrostatique nucléaire, intervenaient dans la cohésion moléculaire. Il est important d'observer, à ce propos, que la formule fondamentale de l'interaction de deux champs ellipsoïdaux (formule (2), p. 285), donne dans le cas d'un proton isolé en face d'un atome H ou d'un neutron, un résultat d'un ordre de grandeur très supérieur à la gravitation newtonienne; ce fait intervient certainement dans les configurations nucléaires. On peut penser qu'il intervient également dans le poids — attraction gravifique — d'un proton isolé en face d'un édifice matériel, d'un astre par exemple: on trouverait là des éléments d'explication à l'énergie cinétique formidable — plusieurs milliards d'électrons-volts —, des protons tombant de l'espace interstellaire sur notre globe, et engendrant les rayons cosmiques.

Mais l'ordre de grandeur des susdites forces est encore insuffisant à justifier les cohésions atomiques essentielles ; par exemple celle d'un proton et d'un neutron, noyau de l'hydrogène lourd, ou deuton, dont la dissociation exige une énergie de 2,15 millions d'électrons-volts; ou bien encore celle de deux neutrons et deux protons, noyau de l'hélium, dont la dissociation exige 28,2 millions d'électrons-volts. A titre de référence, on peut citer les chiffres suivants: un million d'électrons-volts vaut  $1,59 \times 10^{-6}$  erg; l'énergie constitutive  $Mc^2$  du proton est égale à  $1,66 \times 10^{-24} \times 9 \times 10^{20} = 1,49 \times 10^{-3}$  erg ; l'énergie électrostatique d'un proton et d'un électron à une distance de  $2,8 \times 10^{-13}$  cm est égale à  $mc^2 = 0,87 \times 10^{-6}$  erg; tandis que l'énergie gravifique de deux atomes H à la même distance n'est égale qu'à la fraction infinitésimale  $10^{-36}$  de la précédente. Même en considérant la racine carrée de cette fraction — cas du proton isolé en face d'un atome —, on reste

encore très en dessous des énergies d'arrachement constatées plus haut.

Les physiciens ont eu recours à diverses théories pour expliquer les cohésions nucléaires; elles reposent sur la Mécanique ondulatoire et sont très compliquées. On peut se faire une image rudimentaire des phénomènes en jeu, en se rappelant que le proton n'est pas seulement une charge électrostatique, mais un aimant élémentaire; et en calculant la possibilité que deux de ces aimants adhèrent l'un à l'autre, par leurs faces magnétiquement contraires. Cette possibilité est évidemment augmentée quand l'un des aimants est électriquement neutre, ce qui est le cas du neutron en face du proton; ou quand tous deux sont neutres, ce qui est le cas de deux neutrons.

Cette conception permet d'entrevoir des conséquences nouvelles. Si l'on considère deux noyaux élémentaires réunis en un seul, leur énergie mutuelle devient partie intégrante de leur énergie constitutive totale. On peut justifier ici une relation analogue à celle qui existe entre l'énergie mutuelle de deux circuits et leurs énergies propres — induction mutuelle et self-induction:

$$M_{12} = \alpha \sqrt{L_1 \times L_2} \quad (1)$$

Les énergies constitutives des édifices atomiques successifs — donc leur masses d'inertie — ont ainsi des probabilités de se suivre en progression géométrique: ce fait a été constaté par M. le professeur Finot, dans un travail remarquable, encore inédit.

Les interactions nucléaires ont obligé les physiciens à recourir à une particule nouvelle appelée méson de Yukawa, du nom du savant japonais qui en a le premier démontré la nécessité. Ce méson a été, en quelque sorte, le point de départ de la découverte de toute une série de particules de même appellation, intermédiaires comme lui entre le proton et l'électron, qui forment l'élément essentiel des rayons cosmiques, et que l'on a réussi à produire artificiellement dans les cyclotrons récents. Les mésons indépendants sortent du cadre des présentes observations; ils se rattachent sans doute au phénomène général de l'Inertie ondulatoire, dont nous avons indiqué la nature

dans notre première étude, Relativité, Quanta, Gravitation. Mais le méson de Yukawa, partie intégrante des noyaux atomiques, peut se justifier assez simplement, sur la base de la figuration que nous avons donnée du domaine protonique, par les considérations qui suivent:

Commençons par rappeler que le calcul de Yukawa fournit à la fois la masse du méson, et une loi d'interactions exponentielles, très limitées comme rayon d'action, commodes pour expliquer les liaisons nucléaires. Cette loi n'est pas nécessaire ici. Cherchons seulement à obtenir la masse du méson.

Notre figuration du domaine protonique évoquait une rotation d'ensemble des particules élémentaires positives, qui composent sa charge électrique, et qui concourent à former son moment magnétique. Cette rotation n'est certainement pas rigide; elle ne se résout certainement pas en trajectoires circulaires; car nous avons été obligés, pour expliquer l'ellipticité du champ électrostatique du proton, et l'interaction gravifique, d'admettre l'existence d'une précession, c'est-à-dire de trajectoires décentrées emportées par un mouvement d'ensemble du type épicycloïdal.

S'il en est ainsi, les quantités liées à la configuration du domaine protonique, par exemple le potentiel que les particules constitutives créent autour d'elles, possèdent une composante de forme sinusoïdale, dont l'expression la plus simple est:

$$U = f(x^-) \cdot \sin \omega \left( t - \frac{R}{c} \right) \quad (2)$$

expression satisfaisant la condition:

$$\frac{d^2 U}{dt^2} = -\omega^2 U \quad (3)$$

C'est en partant de cette relation et en la rapprochant de l'équation de propagation de Dalembert, que Yukawa obtient une équation spéciale, dont une solution est exponentielle.

Contentons-nous d'observer que les relations ci-dessus définissent une onde électromagnétique partant du domaine protonique et localisant, comme telle, une énergie spéciale dans l'espace environnant — énergie distincte de l'énergie électro-

statique et électrocinétique du proton, d'abord considéré comme un tout rigide — comme une simple charge et un simple aimant permanent.

Quelle est la fréquence de cette onde électromagnétique? C'est celle de la rotation d'ensemble du proton, qu'on tire de la connaissance de son moment de rotation, égal à la constante de Planck. On a en effet:

$$\left\{ \begin{array}{l} h(\text{Planck}) = M_0 c r_0 \\ M_0 = \text{masse du proton} ; \quad c = \text{vitesse de la lumière} \\ r_0 = 1,315 \times 10^{-13} \text{ cm} ; \quad \omega = \frac{c}{r_0} = 2,28 \times 10^{23} \end{array} \right. \quad (4)$$

Quelle est la partie de l'énergie constitutive  $M c^2$  du proton qui est localisée par le phénomène ondulatoire ci-dessus, qui est afférente à cette sorte de vibration protonique? On la calcule aisément en se servant de la relation fondamentale de Planck, dont nous avons indiqué le sens physique dans notre première étude précitée: cette relation est une condition de fermeture, donc d'efficacité, des trajectoires précessionnées par le magnétisme du proton; on la transpose ici jusqu'aux trajectoires protoniques elles-mêmes. Ecrivons donc:

$$\int_0^T \frac{1}{2} m v^2 dt = h \quad (5)$$

ou bien, en moyenne:

$$\left\{ \begin{array}{l} W_1 T = h \\ T = \text{période} = \frac{2\pi}{\omega} \\ W_1 = \text{énergie cherchée} \end{array} \right.$$

Il suffit maintenant de rapprocher les relations:

$$W_1 = h \frac{1}{T} = h \frac{\omega}{2\pi} = \frac{h c}{2\pi r_0} \quad (6)$$

et

$$h = M c r_0$$

pour en déduire:

$$W_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot M_0 c^2 \quad (7)$$

Le phénomène ondulatoire précité localise donc la fraction  $\frac{1}{2\pi}$  de l'énergie constitutive du proton.

Mais, à une localisation d'énergie dans le milieu électromagnétique, on peut faire correspondre, quelle qu'en soit la cause, un système mécanique spécial, susceptible de se déplacer dans ce milieu, doté d'une résistance propre à toute augmentation de la vitesse de déplacement; en définitive, on peut lui faire correspondre une masse d'inertie, par la relation générale d'Einstein (qui est en réalité une définition):

$$W = mc^2 \quad (8)$$

On obtient enfin, pour la masse de la particule dont la présence fournirait la même inertie que le champ ondulatoire précité:

$$M_1 = \frac{1}{2\pi} \times M_0 \quad \left\{ \begin{array}{l} M_0 = \text{proton} \\ m_0 = \text{électron} \end{array} \right. \quad (9)$$

ou bien encore:

$$M_1 = \left( \frac{1}{2\pi} \times \frac{M_0}{m_0} \right) \times m_0 = \frac{1.845}{2\pi} \times m_0 = 293 \times m_0 \quad (10)$$

Cette particule a donc 293 fois la masse de l'Electron. La valeur actuellement adoptée, après rectification des premières données de Yukawa, est 300.

Des particules de masse 300  $m_0$ , et des particules de masse inférieure 200  $m_0$ , les unes positives, les autres négatives, ont été constatées dans les rayons cosmiques; toutes sont appelées mésons. Tous ces mésons indépendants — non engagés dans des noyaux atomiques — ont des durées extrêmement courtes, de l'ordre du micro-seconde. Nous pensons que ce sont des électrons, ou des positons, en état d'auto-oscillation, autre aspect du phénomène de l'inertie ondulatoire; et dans lesquels le régime sinusoïdal, qui nous a servi à décrire l'état du proton, est très rapidement amorti par émission de radiation. La formule  $\omega = \frac{c}{r_0}$  n'est plus applicable; et l'on conçoit ainsi que d'autres masses d'inertie puissent apparaître.