

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 3 (1921)  
  
**Artikel:** Le champ moléculaire  
**Autor:** Weiss, Pierre  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741074>

### **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:** 16.01.2026

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

dans leur ensemble, par suite de leurs disymétries particulières, ce phénomène entraîne nécessairement une *répulsion moyenne* superposée à ces autres actions et croissant très vite à petite distance.

Le calcul montre cependant que les énergies potentielles auxquelles on arrive ainsi sont beaucoup trop faibles en regard de celles qu'accusent les fluides.

Cela constaté, l'auteur s'était alors adressé aux actions *électrostatiques* des orbites circulaires négatives à centre de charge positive égale, et il avait pu se convaincre, mais sans cependant pousser le calcul dans le détail, que l'action moyenne d'un tel système sur une charge conduit à des énergies positives de l'ordre désiré.

TANK, F. et HERZOG, A. (Zurich). — *Recherches sur les oscillations dans les tubes à vide élevé.*

Comme on sait, les phénomènes dynamiques dans les tubes à électrons sont peu accessibles au calcul; c'est pourquoi l'établissement d'oscillogrammes est d'une importance particulière pour leur étude. La grande constance des tubes à vide élevé permet d'utiliser le pendule d'Helmholz dont l'emploi est en général rare.

Les recherches ont été faites à l'aide d'un très bon pendule d'Helmholz sur un tube R. E. 16 Telefunken. La fréquence était de 1000 à 2000 oscillations par seconde. Par suite de l'absence d'inertie des tubes à électrons, on peut admettre que les résultats obtenus pour les basses fréquences gardent leur valeur pour des fréquences sensiblement plus élevées.

Nous avons étudié des connexions de réception et d'émission. L'usage de l'effet redresseur au point de courbure des lignes de courant d'anode ou de réseau est commun à toutes les connexions de réception. Ces effets paraissent très nettement dans l'oscillographe. En particulier, on peut étudier en détail le rôle des condensateurs à bloc avec des résistances en parallèle.

Si une connexion d'émission possède un circuit simple d'oscillation avec accouplement en retour, une seule des oscillations apparaît. Si les circuits sont couplés, l'une des oscillations prédomine tandis que l'autre est atténuée ou étouffée. Les oscillogrammes rendent compte de ceci dans tous les détails. Pour plus de détails nous renvoyons à un mémoire qui paraîtra prochainement dans le *Jahrbuch für drahtlose Telegraphie*.

WEISS, Pierre (Strasbourg). — *Le Champ moléculaire.*

Le champ moléculaire a été imaginé comme une hypothèse simple permettant d'introduire dans les calculs les actions mutuelles entre les

aimants élémentaires d'une substance magnétique. Sous sa première forme, cette hypothèse s'exprime par l'équation :

$$H_m = n\sigma$$

où  $H_m$  est le champ moléculaire,  $\sigma$  l'intensité d'aimantation et  $n$  une constante. Cette hypothèse a rendu de grands services. Elle a donné pour la première fois une déduction de la loi de variation de l'aimantation à saturation des ferromagnétiques avec la température. Elle a donné pour ces mêmes corps, au dessus du Point de Curie la loi de variation du coefficient d'aimantation  $\chi$  avec la température

$$\chi (T - \theta) = C$$

où  $C$  est la constante de Curie.

En donnant au coefficient  $n$  trois valeurs différentes  $n_1, n_2, n_3$  pour les trois axes principaux on reproduit les phénomènes si riches d'aspects de l'aimantation de la pyrrhotine. Cette hypothèse donne aussi la discontinuité des chaleurs spécifiques vraies au Point de Curie et le phénomène magnétocalorique.

J'ai montré que s'il est commode de se représenter le champ moléculaire comme un champ magnétique qui s'ajoute au champ extérieur, cela n'est nullement nécessaire. Point n'est besoin de faire une hypothèse sur la nature des actions mutuelles, il suffit que l'équation ci-dessus reproduise leur grandeur. Il y a même des raisons péremptoires pour admettre qu'elles ne sont pas magnétiques. Les molécules qui possèdent les moments les plus grands ne sont pas celles qui donnent lieu aux champs moléculaires les plus forts. Les champs moléculaires que l'on peut déduire de l'étude des métaux ferromagnétiques sont de plusieurs millions de gauss, alors que par un calcul calqué sur la théorie des diélectriques la formule de Lorentz donnerait un champ mille fois plus faible.

Puisqu'il est actuellement établi que les atomes sont formés de charges électriques élémentaires il est naturel de chercher l'origine des actions mutuelles dans les phénomènes électrostatiques. L'objection tirée de l'ordre de grandeur disparaît alors. En effet Debye a développé en 1913 une théorie de la polarisation diélectrique qui a une grande analogie avec la théorie du champ moléculaire et dans laquelle le champ électrostatique interne calculé au moyen de la formule de Lorentz fournit des couples suffisants pour lutter contre l'agitation thermique et place le point analogue au Point de Curie à une distance notable au dessus du zéro absolu. Il suffirait donc que les corps magnétiques eussent, outre le moment magnétique, un moment diélectrique de même ordre de grandeur que celui, par exemple, du rutile.

Néanmoins, même pour l'interprétation électrostatique du champ moléculaire certaines difficultés persistent si, comme cela paraît s'imposer, on attribue au champ moléculaire les curieux effets d'aimantation de contact observés par Maurain sur les lames minces.

Dans ces conditions il y a un réel avantage à donner du champ moléculaire une définition énergétique qui ne préjuge rien de sa nature. Quand on fait agir un champ magnétique  $H$  sur un paramagnétique sans actions mutuelles des aimants élémentaires le travail dépensé sur cette substance est  $Hd\sigma$ ; il va se fondre dans l'énergie de l'agitation thermique. Si les actions mutuelles se traduisaient par un champ magnétique  $H_m$ , un nouveau travail  $H_m d\sigma$  viendra s'ajouter au premier pour augmenter, lui aussi, l'agitation thermique. Mais ce travail sera produit aux dépens de l'énergie du système, donc

$$-dU = H_m d\sigma$$

En définissant le champ moléculaire par

$$H_m = - \frac{\partial U}{\partial \sigma}$$

on procède d'une manière analogue à ce qui a été fait pour la pression interne dont la définition la plus satisfaisante est

$$\pi = \frac{\partial U}{\partial v}$$

où  $v$  est le volume.

Avec cette définition les problèmes relatifs à l'aimantation des ferromagnétiques s'énoncent très simplement. On a pour la variation d'énergie :

$$dU = c_\sigma dt - H_m d\sigma$$

$c_\sigma$  étant la chaleur spécifique à aimantation constante et  $t$  et  $\sigma$  les deux variables. Il s'ensuit

$$\frac{\partial c_\sigma}{\partial \sigma} = - \frac{\partial H_m}{\partial t} \quad (1)$$

et pour la chaleur élémentaire

$$dQ = c_\sigma dt - (H + H_m) d\sigma \quad (2)$$

et par suite la chaleur spécifique :

$$\frac{dQ}{dt} = c_\sigma - (H + H_m) \frac{d\sigma}{dt} \quad (3)$$

et en l'absence de champ extérieur :

$$\frac{dQ}{dt} = c_{\sigma} - H_m \frac{d\sigma}{dt} \quad (4)$$

Le second terme provient de la disparition progressive de l'aimantation spontanée et s'annule brusquement quand cette disparition est achevée. C'est ce qui fait la discontinuité de la chaleur spécifique vraie au Point de Curie. Sa grandeur est connue quand  $H_m$  et la variation de  $\sigma$  avec  $t$  sont connus.

Pour une aimantation adiabatique on a

$$dt = \frac{H + H_m}{c_{\sigma}} d\sigma \quad (5)$$

C'est le phénomène magnétocalorique.

Enfin le problème de l'étude magnétique d'une substance sera résolu si l'on connaît  $\sigma$  en fonction des deux variables  $H$  et  $T$ . La topographie d'une fonction de deux variables est un problème expérimental incomparablement plus étendu que la détermination de deux fonctions d'une variable. Or il se trouve que l'application du principe de Carnot, combinée avec une constatation expérimentale : dans des intervalles de température notables la relation entre  $H$  et  $T$  qui correspond à une valeur donnée de  $\sigma$  est linéaire, ramène le problème de l'aimantation à ce cas plus simple. On a en effet, pour l'accroissement de l'entropie  $S$

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{c_{\sigma} dt}{T} - \frac{H + H_m}{T} d\sigma$$

d'où

$$\frac{\partial c_{\sigma}}{\partial \sigma} = -T \frac{\partial \frac{H + H_m}{T}}{\partial T} \quad (6)$$

et par la combinaison de (1) et de (6)

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{H + H_m}{T} \quad (7)$$

et en introduisant dans (6)

$$\frac{\partial c_{\sigma}}{\partial \sigma} = -T \frac{\partial^2 H}{\partial T^2} \quad (8)$$

Si donc les lignes d'égale aimantation en  $T$  et  $H$  sont droites, (8) donne  $\frac{\partial c_{\sigma}}{\partial \sigma} = 0$ . Il en résulte, d'après (1), que le champ moléculaire est une fonction de  $\sigma$  seulement ainsi que, d'après (6),  $\frac{H + H_m}{T}$ . La

connaissance que donne l'expérience d'une famille de droite en T et H pour  $\sigma = \text{constante}$  donne ces deux fonctions et résout par conséquent le problème de l'aimantation.

WILLIGENS, Chs. (Interlaken). — *Sur l'impossibilité du déplacement des raies solaires par le champ de gravitation.*

Considérons les deux formes quadratiques identifiées

$$dx'^2 - c_0^2 dt'^2 = \left(1 + \frac{\alpha}{x}\right) dx^2 - \left(1 - \frac{\alpha}{x}\right) c_0^2 dt^2$$

proposons nous de déterminer les fonctions

$$x' = \varphi(x, t) \quad t' = \psi(x, t)$$

permettant de passer de l'une à l'autre. Cette identification sert de point de départ à Einstein pour calculer le déplacement des raies spectrales. Substituons  $dx'$  et  $dt'$  et identifions :

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 = 1 + \frac{\alpha}{x} \quad (1) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 - \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)^2 = 1 - \frac{\alpha}{x} \quad (3)$$

nous avons 3 relations pour déterminer 2 fonctions  $\varphi$  et  $\psi$

Dérivons (1) nous obtenons en tenant compte de (2)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} : \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} : \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

ou en intégrant et en passant des logarithmes aux fonctions :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial x} k(t)$$

Cette dernière relation joint à (1) donne

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = T_1 \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}} \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = T_2 \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}} \quad (4)$$

$T_1$  et  $T_2$  sont des fonctions de  $t$  seul, de même que  $k$ . Des relations (4) on tire en intégrant :

$$\varphi = T_1 F(x) + T_3 \quad \psi = T_2 F(x) + T_4 \quad (4')$$

où

$$F'(x) = \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}}$$

et  $T_3$  et  $T_4$  désignant des fonctions de  $t$  seul.

La relation (1) donne

$$T_1^2 - T_2^2 = 1 \quad (5)$$

et en dérivant

$$T_1 T'_1 - T_2 T'_2 = 0 \quad (6)$$

Les relations (4') donnent d'autre part

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = T'_1 F(x) + T'_3 \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = T'_2 F(x) + T'_4$$

Substituons ces relations dans (2) en tenant compte de (6) on obtien

$$T_1 T'_3 - T_2 T'_4 = 0 \quad (7)$$

Si nous substituons également dans (3) nous obtenons en ordonnant par rapport à  $F(x)$

$$(T_1'^2 - T_2'^2) F(x)^2 + 2(T_1' T'_3 - T_2' T'_4) F(x) + (T_3'^2 - T_4'^2) - \left(1 - \frac{\alpha}{x}\right) = 0 \quad (8)$$

Cette équation en  $F(x)$  doit admettre des racines ne dépendant plus de  $t$ . En exprimant la somme et le produit de ces racines à l'aide des coefficients et en dérivant par rapport à  $t$  on voit que les coefficients se réduisent à des constantes multipliées par une même fonction de  $t$  qui se met en facteur commun dans le premier membre et qu'on peut faire disparaître. Posons donc :

$$T_1'^2 - T_2'^2 = -m^2 \quad (9) \quad T_1' T'_3 - T_2' T'_4 = m^2 F(x_0) \quad (10)$$

$m$  et  $x_0$  désignant des constantes, de (7) et (10) on tire

$$T'_3 = -T_1' F(x_0) \quad T'_4 = -T_2' F(x_0)$$

en tenant compte de (6), donc

$$T_3 = -T_1 F(x_0) - x'_0 \quad T_4 = -T_2 F(x_0) - t'_0$$

Nous obtenons donc en substituant

$$x' - x'_0 T_1 [F(x) - F(x_0)] \quad (11) \quad t' - t'_0 = T_2 [F(x) - F(x_0)] \quad (12)$$

il reste à déterminer  $T_1$  et  $T_2$ . Des relations (5) et (9) on tire

$$T_1'^2 = m^2 (T_1^2 - 1) \quad (13)$$

donc

$$T_1 = \text{Ch } m(t - t_0) \quad T_2 = \text{Sh } m(t - t_0)$$

et en définitive

$$\left. \begin{aligned} x' - x'_0 &= \text{Ch } m (t - t_0) [F(x) - F(x_0)] \\ t' - t'_0 &= \text{Sh } m (t - t_0) [F(x) - F(x_0)] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

nous n'avons pas fait intervenir le troisième coefficient de la relation (8). Si de (14) nous tirons  $dx'$  et  $dt'$  et si nous essayons d'identifier les formes quadratiques, nous trouvons

$$dx'^2 - c_0^2 dt'^2 = \left(1 + \frac{\alpha}{x}\right) dx^2 - m^2 [F(x) - F(x_0)]^2 c_0^2 dt^2$$

on devrait donc avoir

$$m \int_{x_0}^x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}} dx = \sqrt{1 - \frac{\alpha}{x}}.$$

Ceci est impossible. Il n'existe donc pas de substitution répondant à la question.

Ainsi, dans ce cas très simple, il n'est pas possible d'établir une transformation permettant de passer d'un système galiléen au système gravitique, comme la transformation de Lorentz permet de passer d'un système galiléen à un autre. Il n'est donc pas possible en particulier de comparer les fréquences lumineuses d'un atome vibrant placé tantôt dans le système galiléen, tantôt dans le champ gravitique.

GUILLAUME, Ed. (Berne). — *Représentation graphique de l'Optique des corps en mouvement.*

La présente communication a pour but de montrer comment une représentation graphique remarquable permet d'obtenir les relations de l'Optique des corps en mouvement, pourvu toutefois que l'on admette le temps universel.

Considérons comme d'habitude deux systèmes trirectangle  $S_1(x_1, y_1, z_1)$  et  $S_2(x_2, y_2, z_2)$  en translation relative uniforme de vitesse  $v$ , le long de leurs axes  $O_1 x_1$  et  $O_2 x_2$  supposés coïncidents. Pour faciliter l'exposé, imaginons-nous les systèmes comme des milieux continus  $M_1$  et  $M_2$  se traversant librement, tels deux gaz qui diffusent l'un dans l'autre. Produisons un ébranlement lumineux à l'origine  $O_2$  de  $S_2$  au moment où elle coïncide avec  $O_1$ . Cet ébranlement se propagera dans toutes les directions avec la vitesse  $c_0 = 300\,000$  km/sec dans le milieu  $M_2$ , de sorte qu'au bout d'une seconde nous obtiendrons en portant les vecteurs  $c_0$  dans toutes les directions à partir de  $O_2$  un hodographe sphérique:

$$c_2 = c_0. \quad (1)$$