

Influence du champ magnétique sur la constante diélectrique

Autor(en): **Weigle, J.J.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft IV

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109172>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Influence du champ magnétique sur la constante diélectrique

par J. J. Weigle.

(20. III. 28.)

Résumé. On calcule dans cet article l'influence d'un champ magnétique sur la constante diélectrique d'un gaz dont les molécules ont un moment électrique perpendiculaire à un moment magnétique. L'effet est négligeable pour les champs magnétiques qui peuvent être obtenus expérimentalement. Puis le calcul est répété pour une molécule semblable à NO et pour la constante diélectrique mesurée perpendiculairement au champ magnétique. Les résultats montrent de nouveau que l'effet est négligeable.

D'une façon générale on peut distinguer deux effets d'un champ magnétique sur les molécules d'un gaz. Le premier est une perturbation du mouvement des électrons au sein de la molécule, dont le résultat spectroscopique (microscopique) n'est autre que l'effet Zeeman, et qui macroscopiquement produit le diamagnétisme toujours présent, bien que masqué lorsqu'on observe un paramagnétisme. Le second apparaît quand les molécules possèdent un moment magnétique permanent, et il est justement la cause du paramagnétisme. Il s'explique par la polarisation produite par l'orientation des moments dans le champ. Les nouvelles théories des quanta ont montré¹⁾ que le premier effet n'est pas capable en première approximation de changer la constante diélectrique.

Le second effet qu'on pourrait appeler directionnel (Richteffekt) devrait dans certains cas pouvoir être observé expérimentalement. Pour montrer cela on peut se servir de la mécanique statistique classique, beaucoup plus aisée à manier que les nouvelles théories des quanta, car comme l'ont montré différents auteurs cette statistique donne sensiblement les mêmes résultats que la théorie des quanta. Alors, si l'on suppose qu'une molécule possède par exemple un moment électrique et un moment magnétique de même direction, il est facile de comprendre qu'un champ magnétique orientant les molécules produira de ce fait une polarisation électrique correspondant à une augmentation ou une diminution de la constante diélectrique. La molécule la plus simple correspondant à l'exemple ci-dessus est NO et les résultats négatifs

¹⁾ VAN VLECK, Phys. Rev. **30**, 33, 1927.

des expériences de HUBER¹⁾ sur NO montrent qu'alors il doit y avoir deux types de molécules NO, l'une dont le pôle nord du moment magnétique correspond avec la charge positive du moment électrique, et l'autre pour laquelle le pôle sud correspond à cette charge.

Il nous a semblé intéressant de calculer l'effet d'un champ magnétique sur l'orientation des molécules dans un champ électrique dans le cas où ces molécules ont un moment magnétique perpendiculaire au moment électrique.

Nous appellerons μ_e et μ_m les moments électrique et magnétique respectivement, E et H les intensités du champ électrique et magnétique que nous supposons appliqués perpendiculaire-

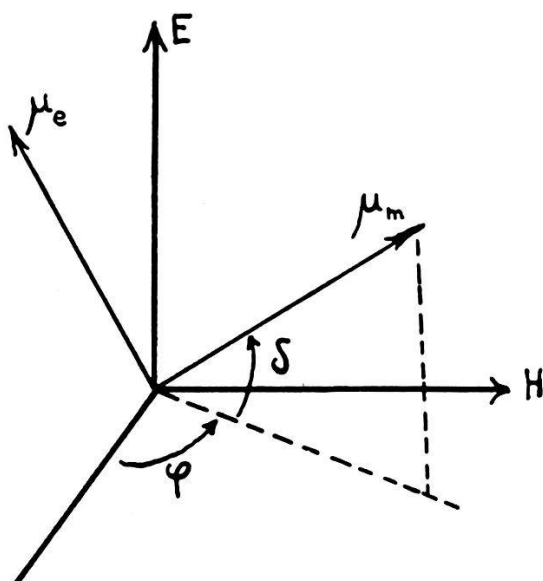


Fig. 1.

ment l'un à l'autre. Procédant comme DEBYE²⁾ nous calculerons le moment électrique moyen par molécule dans la direction de E . On sait qu'il s'établit un équilibre entre l'agitation thermique de rotation et l'influence directionnelle du champ extérieur. Comme l'énergie cinétique de translation n'a aucun effet sur notre moyenne, nous n'aurons que trois degrés de liberté caractérisés par les trois coordonnées suivantes (figure 1): pour μ_m les angles φ et δ (coordonnées polaires) et pour μ_e l'angle Θ entre la projection de E sur un plan perpendiculaire à μ_m passant par l'origine et μ_e lui-même. L'énergie potentielle de la molécule devient ainsi dans les deux champs

$$- \mu_m H \cos \delta \sin \varphi - \mu_e E \cos \Theta \cos \delta$$

et, en appliquant la formule de BOLTZMANN, le nombre des molé-

¹⁾ HUBER, Phys. Zeits. **27**, 671, 1926.

²⁾ DEBEY, Hand. der Radiologie vol. **6**.

cules dont les moments forment des angles entre Θ et $\Theta + d\Theta$, φ et $\varphi + d\varphi$ et δ et $\delta + d\delta$ est donné par

$$c e \frac{\mu_m H \sin \delta \sin \varphi + \mu_e E \cos \Theta \cos \delta}{k T} \cos \delta d \delta d \varphi d \Theta .$$

Le moment électrique moyen dans la direction E devient alors

$$\bar{\mu}_e = \frac{\iiint e \frac{\mu_m H \cos \delta \sin \varphi + \mu_e E \cos \Theta \cos \delta}{k T} \mu_e \cos^2 \delta \cos \Theta d \delta d \varphi d \Theta}{\iiint e \frac{\mu_m H \cos \delta \sin \varphi + \mu_e E \cos \Theta \cos \delta}{k T} \cos \delta d \delta d \varphi d \Theta} .$$

En intégrant par séries (ce qui est permis car la puissance de e est toujours très petite) on obtient

$$\bar{\mu}_e = \frac{\mu_e^2 E}{k T} \left[\frac{1 + \frac{\mu_e^2 E^2 + 2 \mu_m^2 H^2}{3! 5 k^2 T^2} + \frac{\mu_e^4 E^4 + 2 \mu_e^2 \mu_m^2 E^2 H^2 + 3}{5! 7 k^4 T^4} + \dots}{1 + \frac{\mu_e^2 E^2 + \mu_m^2 H^2}{3! k^2 T^2} + \frac{\mu_e^4 E^4 + \mu_e^2 \mu_m^2 E^2 H^2}{5! k^4 T^4} + \dots} \right] \quad (1)$$

ou, en première approximation (négligeant les termes en μ^4)

$$\bar{\mu}_e = \frac{1}{3} \frac{\mu_e^2 E}{k T} \quad (2)$$

Cette valeur est exactement celle qu'on aurait obtenue si le champ magnétique n'avait pas été présent. On voit, par la formule (1), comment ce champ aide au champ électrique à orienter les molécules, et combien cette aide est faible. En résumé, donc, le champ magnétique n'a pas d'influence sur la polarisation électrique et par conséquent sur la constante diélectrique.

Il est intéressant de voir ce qui arriverait avec un champ magnétique d'intensité infinie. La formule (1) n'est plus valable, à cause du développement en série. Mais on peut alors raisonner autrement: dans ce cas limité, toutes les molécules sont orientées rigidement par le champ magnétique, et ainsi les moments électriques sont tous dans des plans parallèles. Le problème se réduit donc à un seul degré de liberté et nous choisirons pour coordonnée l'angle Θ que μ_e fait avec E . L'énergie potentielle de la molécule est $-\mu_e E \cos \Theta$ et, par un calcul en tous points semblable à celui décrit ci-dessus, on a

$$\bar{\mu}_e = \frac{\int e \frac{\mu_e E \cos \Theta}{k T} \mu_e \cos \Theta d \Theta}{\int e \frac{\mu_e E \cos \Theta}{k T} d \Theta} \sim \frac{1}{2} \frac{\mu_e^2 E}{k T} \quad (3)$$

Le facteur $1/3$ de (2) devient $1/2$ ce qui montre qu'alors il est plus facile d'orienter les molécules et que, par conséquent, la constante diélectrique doit augmenter.

Les expériences de HUBER, citées ci-dessus, font naître l'idée de la possibilité d'un effet du champ magnétique sur la constante diélectrique mesurée perpendiculairement au champ. En effet, les deux types de molécules NO avec leurs moments magnétique et électrique parallèles de même sens dans un cas, et de sens opposé dans l'autre, seront orientées dans le champ magnétique qui tendra à placer le moment électrique parallèle au champ. Si maintenant on établit un champ électrique perpendiculaire au premier, il sera plus difficile d'orienter ces molécules parallèlement à ce nouveau champ, et on peut alors prévoir une diminution de la constante diélectrique. Le calcul ci-dessous montre que cet effet existe bien, mais qu'avec les champs dont nous disposons il est impossible de le mesurer. On appellera Θ l'angle des moments avec le plan EH et φ celui qu'ils font avec E . On a alors

$$\bar{\mu}_e = \frac{\int \int e \frac{E \mu_e \cos \Theta \cos \varphi + H \mu_m \cos \Theta \sin \varphi}{k T} \mu_e \cos^2 \Theta \cos \varphi d\varphi d\Theta}{\int \int e \frac{E \mu_e \cos \Theta \cos \varphi + H \mu_m \cos \Theta \sin \varphi}{k T} \cos \Theta d\varphi d\Theta}$$

ou finalement, en négligeant les termes en μ^6

$$\bar{\mu}_e = \frac{E \mu_e^2}{k T} \left[\frac{1 + \frac{2 E^2 \mu_e^2 + H^2 \mu_m^2}{30 k^2 T^2}}{3 + \frac{E^2 \mu_e^2 + H^2 \mu_m^2}{k^2 T^2}} \right] \quad (4)$$

On voit ainsi par (4) que l'influence du champ magnétique est très petite. Il faudrait, en effet, un champ magnétique d'un million de gauss pour pouvoir détecter une diminution de la constante diélectrique.

Pittsburgh, Physics Department of the University.