

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 42 (1916)

Artikel: Champ moléculaire et décharge disruptive
Autor: Guye, C.-E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-743302>

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: 08.02.2026

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

CHAMP MOLÉCULAIRE ET DÉCHARGE DISRUPTIVE

PAR

Ch.-E. GUYE

(2^{me} note)

Dans une précédente note⁽¹⁾ nous avons indiqué quelle pouvait être l'influence de la polarisation des molécules d'un milieu fluide sur le phénomène de la décharge disruptive. En dernier lieu, nous avons envisagé le cas d'un milieu gazeux dont toutes les molécules posséderaient un moment électrique invariable et seraient orientées parallèlement au champ inducteur.

Un examen plus attentif de cette question nous a montré que la démonstration et l'expression du champ moléculaire que nous avons donnée dans ce dernier cas (p. 18) ne peut être maintenue⁽²⁾.

Le champ moléculaire à l'intérieur d'un diélectrique, doit vraisemblablement correspondre, en première approximation du moins, au champ de Lorentz, lequel est aussi *proportionnel au moment électrique de l'unité de volume*. Les conséquences restent donc sensiblement celles que nous avions émises précédemment bien que la formule soit différente. Ce champ moléculaire aura pour effet d'ajouter son action à celle du champ

¹⁾ *Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. XLII, p. 14 et suivantes.

²⁾ En effet la force électrique qu'exerce une molécule polarisée O sur un point P n'est pas, en général, dirigée suivant la droite \overline{OP} , ainsi que nous avions crû pouvoir l'admettre. En outre, un « élément » de volume du gaz polarisé, ne peut être considéré comme ne contenant que des molécules entières ; en réalité une partie des molécules qui s'y trouvent, comme l'a fait remarqué Lorentz, ont un de leurs pôles en dehors de l'élément et l'influence de ces demi-molécules n'est nullement négligeable dans l'évaluation du moment électrique de l'élément de volume.

inducteur pour favoriser l'ionisation par chocs et faciliter le passage de la décharge disruptive.

Au lieu de considérer toutes les molécules comme orientées dans la direction du champ inducteur, nous allons envisager le cas où les molécules du gaz tout en conservant un moment électrique invariable sont soumises à la double action du champ inducteur et de l'agitation thermique. C'est le problème qu'a résolu si élégamment M. Langevin pour expliquer le paramagnétisme des gaz.

La démonstration qu'en a donnée cet auteur dans le cas du paramagnétisme peut être transportée en quelque sorte intégralement dans le domaine des moments et des forces électriques. Dans le cas où les molécules n'ont pas d'énergie potentielle relative d'orientation, comme dans le cas des gaz, cette démonstration conduit à la formule :

$$I = [n_1 \bar{\mu}_x] = n_1 \mu \left[\cot h \cdot a - \frac{1}{a} \right], \quad (1)$$

dans laquelle I représente le moment électrique de l'unité de volume ; n_1 le nombre des molécules de l'unité de volume ; μ le moment électrique invariable de chacune d'elles ; $\bar{\mu}_x$ la composante moyenne du moment électrique d'une molécule, dans la direction du champ inducteur X. La valeur de a est alors donnée par l'expression :

$$a = \frac{\mu X}{rT}, \quad (2)$$

rT étant l'énergie moyenne de rotation d'une molécule ; T la température absolue.

Il est aisément de voir par les formules (1) et (2) qu'au fur et à mesure que croît le champ inducteur X ou que la température T diminue et avec elle l'agitation thermique, le moment de l'unité de volume tend vers la valeur $I = n_1 \mu$, correspondant au cas où toutes les molécules ont leur axe orienté dans la direction du champ X ; on est alors ramené au cas précédemment envisagé.

La formule (1) a été établie dans l'hypothèse d'un milieu dont les molécules n'ont pas d'énergie potentielle de rotation

appréciable. Mais on peut ainsi que l'a fait M. Weiss l'étendre au cas où un champ moléculaire X_m proportionnel au moment de l'unité de volume viendrait se superposer au champ inducteur.

Dans le cas des gaz aux faibles pressions, ce champ sera vraisemblablement négligeable car le nombre n_1 des molécules par unité de volume sera petit. Il en sera de même si la température est élevée. Il n'y aura donc pas lieu d'en tenir compte dans le phénomène de l'ionisation par chocs.

Mais dans le cas des gaz comprimés ce champ peut fort bien n'être plus négligeable et agir d'une façon appréciable dans le même sens que le champ inducteur. Il faudra alors en tenir compte et remplacer dans l'expression (2) X par $X + X_m$, comme l'a fait d'ailleurs M. Weiss.

Le champ moléculaire électrostatique étant proportionnel à l'intensité de polarisation $n_1 \mu_x$, on pourra répéter pour ce champ une partie des considérations développées par M. Weiss dans l'hypothèse d'un champ moléculaire proportionnel à l'intensité d'aimantation et faire usage des mêmes modes de calcul dans bien des cas.

Jusqu'ici, nous avons supposé dans les exemples qui précédent que le moment électrique de chaque molécule était invariable ; c'est là une hypothèse particulière à laquelle plusieurs résultats expérimentaux ne paraissent guère favorables. Aussi des hypothèses plus complètes ont-elles été envisagées, particulièrement par M. Debye qui suppose que les molécules d'un diélectrique contiennent d'une part des électrons mobiles reliés élastiquement à leur position d'équilibre et d'autre part un moment invariable. Le moment électrique de la molécule serait alors la somme de ce moment électrique invariable et d'un moment variable en fonction du champ électrique résultant dans lequel se trouvent les électrons mobiles.

D'une façon générale, si l'on admet au sein d'un gaz comprimé l'hypothèse d'un champ moléculaire proportionnel au moment électrique de l'unité de volume (champ de Lorentz par exemple) ce champ aura pour effet de faciliter l'ionisation par chocs et le phénomène de la décharge disruptive qui en est la conséquence.

Des expériences en cours d'exécution sur la décharge dans les gaz comprimés nous permettront peut-être de préciser davantage quelles sont les hypothèses auxquelles il conviendra de s'arrêter; nous nous bornons pour l'instant aux quelques considérations générales qui précèdent.
