

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

Artikel: Sur l'hypothèse d'un champ moléculaire électrostatique dans les gaz comprimés et le phénomène de la décharge disruptive
Autor: Guye, C.-E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-743273>

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: 09.02.2026

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

SUR L'HYPOTHÈSE D'UN
CHAMP MOLÉCULAIRE ÉLECTROSTATIQUE
DANS LES GAZ COMPRIMÉS
ET LE PHENOMÈNE DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE ⁽¹⁾

PAR

C.-E. GUYE

Dans des expériences effectuées antérieurement ⁽²⁾ nous avons constaté qu'au voisinage du maximum de compressibilité de l'azote, le potentiel explosif passe lui-même par un maximum. Il peut sembler étrange à première vue, si l'on se place au point de vue de la théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs, que le potentiel explosif ne soit pas de plus en plus élevé au fur et à mesure que la pression augmente, c'est-à-dire que le libre parcours moyen des ions va en diminuant.

Cette constatation m'a conduit à envisager à l'intérieur d'un fluide comprimé l'existence d'un champ électrostatique moléculaire dont l'action s'ajoutera à celle du champ extérieur et viendrait ainsi faciliter l'ionisation par chocs et le passage de la décharge disruptive.

Bien que les expériences effectuées jusqu'ici et celles en cours d'exécution ne permettent pas encore de fixer la valeur de ce champ, il m'a paru digne d'intérêt d'envisager quelques cas particuliers pour lesquels ce champ paraît accessible au calcul. Les expériences ultérieures permettront, nous l'espérons, de choisir parmi ces diverses hypothèses, celles qui devront être écartées ou maintenues.

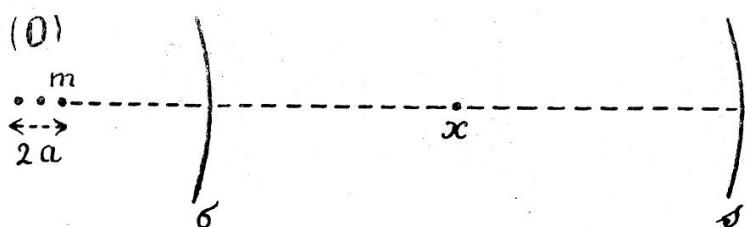
¹⁾ Communication faite à la séance du 29 juin 1916 de la Société de Phys. et d'Hist. nat. de Genève.

²⁾ C.-E. Guye et H. Guye, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, juillet et août 1905.

Considérons en premier lieu le cas d'un gaz dont les molécules sont très distantes les unes des autres, un gaz parfait. Pour chaque molécule nous distinguerons une sphère de choc et une sphère d'action sensible. Les molécules du gaz étant très éloignées les unes des autres, les sphères d'action sensible n'empièteront pas les unes sur les autres ; néanmoins lorsqu'un électron ou un ion pénètre dans la sphère d'action sensible d'une molécule polarisée par le champ inducteur, c'est-à-dire orientée de façon que son axe de polarisation soit dans la direction de la trajectoire, l'ion subit une accélération qui augmentera son énergie cinétique et facilitera l'ionisation à l'instant du choc.

Le calcul montre alors que cette action est équivalente au point de vue de l'accroissement d'énergie cinétique de l'ion, ou de l'électron, à celle d'un champ uniforme et de même sens que le champ inducteur et qui se superposerait à lui. Ce champ additionnel est en outre inversément proportionnel au libre parcours moyen, c'est-à-dire proportionnel au nombre n_1 des molécules du gaz par unité de volume ; dans le cas des gaz parfaits il serait donc proportionnel à la pression du gaz.

Soit en effet en O une molécule polarisée et de moment $\mu = 2am$; désignons par σ le rayon de la sphère de choc et par s celui de la sphère d'action sensible. En un point d'abscisse x compris entre ces deux sphères, la force agissante est $X_e + \varphi(x)$; X_e étant le champ extérieur uniforme ; $\varphi(x)$ le champ dû à la présence de la molécule polarisée.



L'énergie cinétique que prendra l'ion de la position x jusqu'au contact avec la sphère de choc sera

$$W = \epsilon \int_x^\sigma [X_e + \varphi(x)] dx ,$$

ϵ désignant la charge de l'ion.

Dans le cas où la molécule est un dipôle on a

$$\varphi(x) = \frac{2\mu}{x^3},$$

d'où

$$W = \varepsilon X_e(x - \sigma) + \mu \left(\frac{1}{\sigma^2} - \frac{1}{x^2} \right).$$

Il suffit que x soit dix ou vingt fois plus grand que σ pour que le terme $\frac{1}{x^2}$ puisse être négligé; c'est-à-dire que le point x puisse être considéré comme en dehors de la sphère d'action sensible. L'expression devient alors

$$W = \varepsilon X_e(x - \sigma) + \frac{\mu}{\sigma^2},$$

Mais le trajet $x - \sigma$ que l'ion parcourt entre deux chocs est précisément égal à son libre parcours λ ; on aura finalement

$$W = \varepsilon \lambda X_e + \frac{\mu}{\sigma^2} = \varepsilon \lambda \left[X_e + \frac{\mu}{\varepsilon \sigma^2 \lambda} \right].$$

Posant $X_m = \frac{\mu}{\varepsilon \sigma^2 \lambda}$; X_m est le champ uniforme qui produirait sur l'ion la même accélération que le champ $\varphi(x)$; on voit que ce champ est inversément proportionnel au libre parcours de l'ion entre deux chocs, c'est-à-dire proportionnel au nombre n_1 des molécules du gaz dans l'unité de volume.

Il importe de remarquer qu'après le choc on peut admettre que l'orientation de la molécule choquée est quelconque, de sorte que si l'on envisage un très grand nombre de chocs, on peut dire qu'immédiatement après le choc, le champ $\varphi(x)$ est nul en moyenne et que l'ion reprend sa vitesse sous l'action seule du champ extérieur.

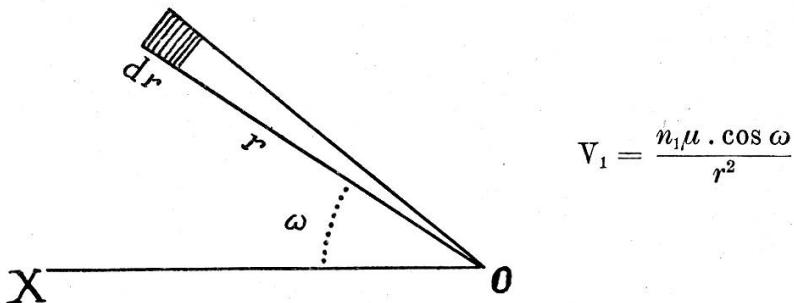
Passons maintenant au cas où le fluide est suffisamment dense. On peut admettre alors que les sphères d'action sensible empiètent les unes sur les autres et constituent un véritable champ moléculaire, présentant quelque analogie formelle avec ceux envisagés par M. Pierre Weiss pour l'explication du ferromagnétisme.

Ce champ moléculaire peut être aisément calculé dans quelques cas particuliers.

Considérons d'abord le cas où toutes les molécules du gaz seraient polarisées et auraient même moment électrique ; nous supposerons dans ce cas simplifié que tous les axes de polarisation sont parallèles au champ inducteur ; et nous ferons abstraction du rôle que peut exercer l'agitation thermique dans la statistique de leur orientation.

On peut démontrer alors que le champ moléculaire est encore très approximativement proportionnel au nombre des molécules du fluide par unité de volume et qu'il dépend très peu des limites du volume de gaz polarisé.

En effet le potentiel en un point O dû à un élément de volume égal à l'unité et polarisé parallèlement à OX a pour expression



n_1 désignant le nombre des molécules polarisées dans l'unité de volume et μ le moment électrique de chacune d'elles.

La force aura pour expression

$$-\frac{dV_1}{dr} = \frac{2n_1\mu \cos \omega}{r^3}$$

et sa composante suivant la direction OX.

$$X = \frac{2n_1\mu \cdot \cos^2 \omega}{r^3} .$$

Considérons maintenant un élément de volume $d\tau$ de révolution autour de OX et égal à $d\tau = 2\pi r^2 \sin \omega \cdot d\omega \cdot dr$. Le champ moléculaire aura pour expression

$$\begin{aligned} X_m &= 2n_1\mu \int \frac{\cos^2 \omega}{r^3} d\tau = 8\pi n_1\mu \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int \frac{\cos^2 \omega \cdot \sin \omega}{r} \cdot d\omega \cdot dr , \\ X_m &= \frac{8\pi n_1\mu}{3} \int \frac{dr}{r} . \end{aligned}$$

Entre quelles limites devrons-nous effectuer l'intégration par rapport à r . Si nous prenons $r = 0$ comme limite inférieure, le champ moléculaire serait infini.

Mais la structure discontinue du gaz nous autorise à admettre qu'autour du point O, il y a toujours en moyenne un espace qui ne renferme aucune molécule et par conséquent aucune molécule polarisée. Désignons par ρ le rayon de cet espace qui est de l'*ordre de grandeur* de la distance qui sépare deux molécules, on aura en définitive

$$X_m = \frac{8\pi n_1 \mu}{3} \log_e \frac{r_0}{\rho},$$

r_0 désignant le rayon extérieur du volume de gaz polarisé.

Il est aisément de se rendre compte que le facteur $\log_e \frac{r_0}{\rho}$ ne varie que très lentement avec la pression du gaz et avec les dimensions extérieures du volume de gaz polarisé. En effet la distance de deux molécules est en raison inverse de la racine cubique de n_1 ; en outre à la pression atmosphérique $\frac{r_0}{\rho}$ est de l'ordre de 10^7 pour $r_0 = 1$ cm.

Donc *dans de larges limites le champ moléculaire restera proportionnel au nombre n_1 des molécules par unité de volume.*

Il convient de faire ici une remarque générale. Si à l'intérieur d'un fluide dense polarisé électriquement on a un champ moléculaire proportionnel au nombre n_1 des molécules par unité de volume et que l'on introduise dans ce champ un plan renfermant lui-même un nombre de molécules proportionnel à n_1 et polarisées d'une façon analogue à celles qui créent le champ moléculaire, il se produira de part et d'autre de ce plan une action proportionnelle à n_1^2 c'est-à-dire *proportionnelle à la pression interne du fluide* (terme $\frac{a}{v^2}$ de la formule de van der Waals).

Cette pression pourrait même exister indépendamment de tout champ extérieur si l'on introduit l'hypothèse d'une polarisation spontanée, analogue à celle introduite dans l'explication du ferromagnétisme. Dans ce cas le champ inducteur aurait pour rôle de déterminer une direction privilégiée de polarisa-

tion électrique. C'est, on le voit, une façon de ramener les forces intermoléculaires dans les fluides à des actions électrostatiques. Il va sans dire que la proportionnalité de cette pression à la pression interne n'implique pas son identité et qu'il conviendrait de soumettre une telle hypothèse à des vérifications numériques.

On peut néanmoins espérer que l'étude de la constante diélectrique, de la biréfringence électrique et celle de la décharge disruptive qui nous intéresse plus particulièrement pourront fournir quelques renseignements numériques sur la valeur de ce champ moléculaire dans les fluides.

Dans un prochain article nous envisagerons le cas d'un champ moléculaire résultant d'un équilibre statistique entre l'action d'orientation du champ extérieur et l'agitation thermique comme l'ont fait M. Langevin dans sa théorie du magnétisme et M. P. Weiss dans celle du ferro-magnétisme. Nous examinerons également le cas où le moment électrique de chaque molécule est une fonction du champ extérieur ou même du champ moléculaire⁽¹⁾ et nous chercherons à en tirer les conclusions qui en découlent soit au point de vue de l'explication des expériences mentionnées sur la décharge disruptive, soit au point de vue de recherches expérimentales en cours d'exécution au Laboratoire de physique de Genève.

¹⁾ A ce propos, je tiens à mentionner que M. le prof. A. Perrier, de Lausanne, a déjà envisagé quelques-unes des conséquences qui résultent d'hypothèses de ce genre, et cela particulièrement en ce qui concerne les propriétés de l'état cristallin (*Arch. des Sc. phys et nat.*, juin 1916). C'est la publication du résumé de la communication de M. Perrier qui nous a engagé à ne pas différer plus longtemps la publication des considérations auxquelles nous étions arrivés par nos expériences sur la décharge disruptive et qui nous paraissent favorables à cette manière de voir.