

Sur la loi de Paschen : généralisée au cas de diélectriques polarisables

Autor(en): **Guye, C.-E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **4 (1922)**

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-741953>

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.

SUR LA LOI DE PASCHEN

GÉNÉRALISÉE AU CAS DE DIÉLECTRIQUES POLARISABLES

PAR

C.-E. GUYE

1. *La loi de Paschen dans les gaz comprimés.* — On sait que le potentiel explosif dans les gaz est conditionné par la relation

$$a(\alpha - \beta) = \log_e \frac{\alpha}{\beta} \quad (1)$$

dans laquelle a est la distance entre les plateaux ; α le nombre des chocs ionisants produits par un électron pour un parcours d'un centimètre ; β le nombre des chocs ionisants pour l'ion positif dans les mêmes conditions.

Ces deux grandeurs sont, comme on sait, proportionnelles au nombre des chocs et fonction des énergies moyennes de choc. On peut les mettre sous la forme

$$\alpha = N_0 \varphi_0(\varepsilon \lambda_0 X_0) \quad \beta = N_1 \varphi_1(\varepsilon \lambda_1 X_0) \quad (2) \quad (3)$$

N_0 et N_1 désignent les nombres totaux de chocs produits respectivement par les électrons et les ions positifs pour un parcours d'un centimètre ; ces nombres sont inversement proportionnels aux libres parcours moyens λ_0 et λ_1 . Les produits $\varepsilon \lambda_0 X_0$ et $\varepsilon \lambda_1 X_0$ représentent les énergies moyennes de chocs pour les deux catégories de centres électrisés ; X_0 étant le champ électrique auquel ils sont soumis. Sa valeur est mesurée par le quotient du potentiel explosif V par la distance a des plateaux.

Dans le cas de la décharge disruptive, particulièrement au voisinage du potentiel explosif, lorsque se produit l'ionisation par chocs, les libres parcours des centres électrisés sont donnés

¹ Voir *C. R. de l'Acad. des Sciences*, 13 février 1922.

par les expressions

$$\lambda_0 = \frac{1}{\pi\sigma^2 M} \quad \lambda_1 = \frac{1}{4\pi\sigma^2 M} \quad (4) \quad (5)$$

σ rayon moléculaire approximatif ; M nombre de molécules par unité de volume.

D'où

$$N_0 = \pi\sigma^2 M \quad N_1 = 4\pi\sigma^2 M \quad (6) \quad (7)$$

Les expressions de ces libres parcours sont obtenues en supposant la vitesse d'entraînement des centres électrisés par le champ électrique, comme très grande par rapport à la vitesse d'agitation thermique des molécules du gaz ; de sorte que ces dernières peuvent être considérées comme pratiquement immobiles. En outre le centre électrisé en mouvement choquant successivement chacune des molécules immobiles disposées sur une ligne droite, les libres parcours moyens restent inversement proportionnels à M sans qu'il y ait lieu, semble-t-il, de tenir compte du fait que le volume des molécules dans les gaz comprimés n'est plus négligeable vis-à-vis de celui de la masse gazeuse dans son ensemble ¹.

Si l'on remplace maintenant λ_0 et λ_1 , N_0 , N_1 par leurs valeurs (4) (5) (6) (7) et X_0 par $\frac{V}{a}$; les énergies moyennes de choc deviennent

$$\frac{\varepsilon V}{\pi\sigma^2 (Ma)} \quad \text{et} \quad \frac{\varepsilon V}{4\pi\sigma^2 (Ma)} \quad (8) \quad (9)$$

En substituant ces valeurs dans (2) et (3) l'équation (1) devient finalement

$$V = F(Ma). \quad (I)$$

expression plus générale que la loi expérimentale donnée par Paschen

$$V = f(pa) \quad (I')$$

qui n'est théoriquement applicable qu'aux gaz parfaits.

¹ Dans la théorie cinétique des gaz, si l'on tient compte de la vitesse des molécules et de la loi de répartition de Maxwell, le libre parcours a pour expression $\lambda = \frac{0.707}{4\pi\sigma^2 M}$ et lorsque le volume des molécules n'est plus négligeable $\lambda' = \lambda - \sigma$ (G. JAGER, Fortschritte der kinetischen Gaztheorie).

2. — *Cas des diélectriques polarisables.* — Dans le cas d'un diélectrique polarisable, le champ intermoléculaire auquel sont soumis les centres électrisés est la somme du champ extérieur et du champ résultant de la polarisation plus ou moins complète du milieu.

Il a pour valeur

$$X = X_0 + X_m \quad (10)$$

X_m désignant le champ dû à la polarisation du milieu ; nous l'appellerons champ moléculaire.

*Champ moléculaire*¹. — Lorsqu'on soumet une masse gazeuse à un champ électrique X_0 , les molécules de moment électrique μ tendent à prendre une orientation sous l'action combinée de ce champ et de l'agitation thermique. Le moment de l'unité de volume a dans ce cas pour expression

$$\sigma = \mu M \left(\cot h \cdot \frac{\mu X_0}{rT} - \frac{rT}{\mu X_0} \right)^{(2)} \quad (11)$$

M , nombre de molécules dans l'unité de volume ; r constante des gaz parfaits rapportée à la masse d'une molécule ; T température absolue.

Cette relation suppose que les actions mutuelles des molécules du gaz sont négligeables ; elle s'applique par conséquent aux gaz dilués. En outre lorsqu'on est loin de la saturation la valeur de σ , est, comme on sait, voisine de

$$\sigma = \frac{\mu^2 M}{3rT} X_0 \quad (12)$$

et tend vers μM , à la saturation, c'est-à-dire lorsque toutes les molécules ont pris l'orientation du champ extérieur (champ intense, température basse).

Lorsque les molécules des gaz sont très rapprochées (gaz comprimés), on ne peut négliger leurs actions mutuelles, mais on pourra supposer que l'action de l'ensemble de toutes les molécules est équivalente à celle d'un champ dit *moléculaire* analogue à celui dont M. Pierre Weiss a fait usage pour l'expli-

¹ C.-E. GUYE, *Arch.*, nov. 1916.

² Le problème est identique à celui résolu par M. Langevin dans la théorie du paramagnétisme des gaz.

cation du ferro-magnétisme. La formule (11) devient alors

$$\sigma = \mu M \left[\cot \cdot \frac{\mu(X_0 + X_m)}{rT} - \frac{rT}{\mu(X_0 + X_m)} \right] \quad (13)$$

X_m étant le champ moléculaire résultant de la polarisation plus ou moins complète du milieu.

La valeur de ce champ moléculaire peut être évaluée approximativement de diverses façons.

Si on l'assimile au champ produit à l'intérieur d'une fente mince pratiquée dans le milieu polarisé, parallèlement aux armatures du condensateur, il a pour valeur $4\pi\sigma$; si, comme cela paraît plus rationnel, on l'identifie au champ au sein d'une cavité de forme sphérique, cette valeur est $\frac{4}{3}\pi\sigma$.

On peut d'ailleurs aisément établir la relation entre ce champ moléculaire et la constante diélectrique. Dans les deux hypothèses suivantes, il vient

$$X_m = 4\pi\sigma = (K - 1) X_0 \quad X_m = \frac{4\pi\sigma}{3} = \frac{K - 1}{3} X_0$$

en désignant par K la constante diélectrique du milieu.

Jointes aux formules (11), (12) ou (13) qui donnent les valeurs de σ ces relations permettent de calculer l'ordre de grandeur du moment électrique μ de la molécule.

Champ intermoléculaire. — Mais les centres électrisés, avons-nous dit, sont soumis à la somme des champs extérieur et moléculaire, somme que nous appelons *champ intermoléculaire*.

Nous pouvons poser

$$X = X_0 + X_m = [A]X_0$$

et l'on aura dans les deux hypothèses ci-dessus

$$[A_1] = K \quad [A_2] = 1 + \frac{K - 1}{3}$$

Loi de Paschen généralisée. — Pour obtenir la loi de Paschen généralisée aux fluides polarisés nous devons donc remplacer dans les équations (2) et (3) les énergies moyennes de choc par

$$\frac{\varepsilon[A]V}{\pi\sigma^2 Ma} \quad \text{et} \quad \frac{\varepsilon[A]V}{4\pi\sigma^2 Ma}$$

Les valeurs de α et de β ainsi modifiées, introduites dans l'équation (1) nous donneront finalement

$$[A]V = F(Ma) . \quad \text{II}$$

La quantité (A) est en réalité une fonction de la pression du gaz et par conséquent de M ; elle dépend aussi de la nature du gaz et de sa température ; mais il est facile de connaître sa valeur dans chaque cas particulier lorsque la constante diélectrique est connue. Or cette dernière peut être soit déterminée directement, soit calculée par la relation de MAXWELL ; ses variations peuvent en outre se déduire de la loi de CLAUSIUS MOSOTTI.

En résumé, pour vérifier la formule II, il suffira, dans chaque cas particulier, de multiplier le potentiel explosif observé par la valeur de (A) correspondant à la pression et à la température du gaz. Si les courbes ainsi obtenues pour diverses distances se superposent, la loi de Paschen généralisée sera vérifiée.

Il serait digne d'intérêt de rechercher jusqu'à quel degré de condensation de la matière la relation II est applicable, mais pour que cette vérification fut possible, il conviendrait tout d'abord, d'éliminer une perturbation dont les considérations qui précèdent ne tiennent pas compte. Je veux parler de l'inégale répartition des ions qui, particulièrement aux fortes pressions, tendent à s'accumuler dans le voisinage des électrodes.

En modifiant le champ, qui cesse d'être uniforme, cette perturbation tend à abaisser le potentiel explosif. Il ne semble pas néanmoins qu'il soit impossible de l'éliminer ; des travaux actuellement en cours d'exécution permettent d'espérer que l'on pourra s'affranchir expérimentalement de cette perturbation.