

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 8 (1926)

Artikel: Sur la stabilité des décharges dans le gaz
Autor: Dällenbach, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-742393>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 04.05.2025

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

Comme le nombre de formes dans l'arc à charbons est encore supérieur à celui que présentent les arcs métalliques, un classement systématique se heurte à des difficultés presque insurmontables. Ajoutons encore que, dans les conditions de l'expérience (440 volts), les formes observées sont très instables et changent sans cause extérieure apparente. C'est ainsi que nous n'avons pu déterminer qu'exceptionnellement les caractéristiques d'autres formes de la décharge; souvent même il y avait un passage graduel entre les arcs à effluves ou des formes « intermédiaires » et l'arc normal.

Les premières formes qu'on peut qualifier d'« intermédiaires » ont été observées à une pression d'environ 100 mm. La caractéristique hyperbolique a probablement un point d'intersection avec la caractéristique de l'arc normal.

L'arc à effluves, caractérisé extérieurement par l'existence d'une *surface* d'attache à l'anode, se produit aux intensités de 1 à 2 ampères au-dessous de 40 mm de mercure, aux intensités plus élevées (environ 4 ampères) par contre seulement au-dessous de 10 mm. Les caractéristiques, encore hyperboliques, se trouvent en-dessous des caractéristiques des arcs normaux; cela est curieux, car on s'attendrait plutôt à trouver dans l'arc à effluves une chute anodique plus élevée que dans l'arc normal. La perte de tension s'explique peut-être par le refroidissement de l'anode.

W. DÄLLENBACH (Zurich). — *Sur la stabilité des décharges dans les gaz.*

Lorsqu'on alimente à travers un milieu gazeux une décharge électrique d'inductivité propre L et de capacité des électrodes C en série avec une résistance R , on aura un régime stable dans le circuit, tant que les conditions suivantes seront réalisées (Kaufmann ¹):

$$\alpha < R ,$$

$$\alpha < \frac{L}{RC} ,$$

¹ W. KAUFMANN, Elektrodynamische Eigentümlichkeiten leitender Gase, *Ann. d. Phys.* 2, p. 173 (1900).

$\alpha = -\frac{\partial E}{\partial J}$ représentant l'inclinaison de la caractéristique décroissante, tension en fonction du courant. Ces conditions ont été soumises plusieurs fois à des vérifications expérimentales, mais toujours sans succès ¹. On peut les compléter à trois points de vue différents:

1. Il faut tenir compte de l'influence d'une bobine de self en série avec la résistance R et la décharge dans le gaz.

2. Non seulement le courant de décharge, mais encore le courant de déplacement entre les électrodes est doué d'une inductivité propre ².

3. Les phénomènes de conductibilité par les ions présentent, aussi bien dans l'arc que dans l'effluve, des effets d'inertie qui donnent lieu à des écarts entre les caractéristiques statique et dynamique et qui peuvent être favorables à la stabilité des décharges.

En tenant compte de ces trois points et en utilisant pour le dernier les équations de la théorie de l'arc électrique établie par Simons, on obtient quatre inégalités (comprenant les deux inégalités de Kaufmann comme cas particulier), qui représentent les conditions nécessaires et suffisantes pour la stabilité des décharges.

Dans le cas particulier de l'emploi, comme résistance supplémentaire, d'un tube à cathode incandescente fonctionnant dans le domaine du courant de saturation, cas où $R = \infty$, ces quatre inégalités se réduisent aux deux suivantes:

$$\alpha < P = \frac{E}{J}, \quad (1)$$

$$\alpha < \frac{1}{1 - \frac{2(L_e - L_v)}{\Theta(P - \alpha)}} \cdot \frac{\Theta(P - \alpha)}{2PC}. \quad (2)$$

Les symboles α et C ont la même signification que plus haut. E et J sont la tension et l'intensité du courant au point considéré

¹ V. en particulier PENNING, Ueber die intermittierende Glimmentladung in Neon, *Phys. Zeitschr.* 27, p. 187 (1926).

² En ce qui concerne ces deux points, v. W. DÄLLENBACH, *Phys. Zeitschr.* 27, p. 101 (1926).

de la caractéristique statique, L_e et L_v les selfinductances du courant de décharge et du courant de déplacement entre les électrodes. Θ est le laps de temps qui caractérise l'inertie de la conductibilité ionique.

Penning¹ décrit la détermination de la caractéristique statique dans le cas d'un tube de décharge rempli d'un mélange de néon et d'hélium sous une pression de 13 mm, permettant la vérification expérimentale de ces inégalités. En partant du point $J = 0$, correspondant au potentiel disruptif, la tension décroît avec l'augmentation de l'intensité du courant en se maintenant sur une première branche stable de la caractéristique jusqu'en un point-limite (E_1, J_1) pour lequel $P_1 = 14,1 \times 10^6$ ohms et $\alpha_1 = 3,5 \times 10^6$ ohms. Entre ce premier point (E_1, J_1) et un second point-limite (E_2, J_2) pour lequel $P_2 = 4,9 \times 10^6$ ohms et $\alpha_2 = 1,0 \times 10^6$ ohms, il se produit des intermittences. Pour des intensités $J > J_2$, la décharge est de nouveau stable; on peut la suivre au-delà du minimum de tension (chute cathodique normale) jusque dans la région de la branche ascendante. Il ressort de la fig. 9 de Penning, qui se rapporte au cas particulier en question, que la condition (1) est remplie dans tout le domaine de stabilité, y compris les points-limite:

$$\alpha_1 < P_1 \quad \text{et} \quad \alpha_2 < P_2.$$

Pour les points-limite eux-mêmes, on aura par conséquent:

$$\alpha = \frac{1}{1 - \frac{2(L_e - L_v)}{\Theta(P - \alpha)}} \cdot \frac{\Theta(P - \alpha)}{2PC}.$$

D'après les dimensions du tube, on peut estimer que $L_e - L_v$ est de 10^{-9} henry, de sorte que, avec des laps de temps de l'ordre de 10^{-4} sec, le facteur $\frac{2(L_e - L_v)}{\Theta(P - \alpha)}$ est de l'ordre 10^{-10} , c'est-à-dire qu'on peut le négliger vis-à-vis de l'unité. Pour Θ on calculera:

$$\Theta = \frac{2PC\alpha}{P - \alpha}.$$

¹ *Loc. cit.*, p. 194, fig. 9.

Penning indique pour la capacité du tube la valeur $C = 3,9 \times 10^{-11}$ farad. Avec ces données, on trouve pour les laps de temps caractérisant l'inertie aux deux points-limite:

$$\Theta_1 = 3,8 \times 10^{-4} \text{ sec} \quad \text{et} \quad \Theta_2 = 1,0 \times 10^{-4} \text{ sec} .$$

Ces durées concordent dans leur ordre de grandeur avec les durées d'amortissement du courant dans la décharge directe d'un condensateur à travers le tube. Elles sont aussi du même ordre de grandeur que le temps que met un ion positif à parcourir la distance de l'anode à la cathode dans le tube en question.

Un mémoire détaillé sur ces recherches paraîtra prochainement dans le journal *Physikalische Zeitschrift*.

G. BECK (Berne). — *L'effet Compton et la mécanique des quanta*.

Jusqu'à présent, l'effet Compton n'a pu trouver une interprétation satisfaisante que selon Compton et Debye, à l'aide de l'hypothèse du rayonnement en aiguille. Il est de fait que la théorie ondulatoire conduit à un échec toutes les fois qu'il s'agit, dans un processus élémentaire, de phénomènes se passant entre un rayonnement et la matière, dans notre cas des électrons libres; ce fait, ainsi que les difficultés inhérentes à l'hypothèse du rayonnement en aiguille, portent à tenter de considérer l'effet Compton comme résultant de la cinématique de l'électron, telle que la mécanique des quanta la fait connaître, au lieu de chercher son origine dans la structure quantifiée du rayonnement.

D'après le procédé de Halpern¹, on considère le problème dynamique d'un électron dans le champ d'une onde électromagnétique plane, polarisée linéairement. Les équations du mouvement (selon la relativité), combinées avec les intégrales des phases $\oint p_i dq_i = n_i h$, permettent de trouver une solution rigoureuse de ce problème. Il en résulte que l'électron ne peut

¹ *Zeitschr. f. Physik.*, 30 p. 153 (1924).