Théorie de la chute cathodique et l'arc électrique

Autor(en): **Wehrli, M.**

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **9 (1927)**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-740890

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Dans la région des arêtes d'absorption, on devrait obtenir une dispersion anormale déjà à des distances relativement grandes des deux côtés de l'arête d'absorption, ceci aussi bien d'après la théorie de Lorentz que d'après celle, plus récente, de Kallman et Mark [1], dans laquelle on remplace le résonnateur par un système d'oscillateurs supplémentaires répartis d'une façon continue, système tiré de l'allure des coefficients d'absorption. Pour vérifier ceci, nous avons fait, pour le cuivre aussi bien que pour le nickel, des mesures qui étaient écartées de l'arête des deux côtés de 10.10^{-11} cm seulement. L'allure de δ est des deux côtés parfaitement normale jusqu'à cette distance, quoique, d'un côté de l'arête ($\lambda < \lambda_k$), δ soit un peu plus grand que de l'autre ($\bar{\lambda}$). Nous ne savons pas encore comment se fait le passage par l'endroit de l'arête même, mais en tout cas le domaine de la dispersion anormale est beaucoup plus restreint que ne l'auraient fait supposer les théories actuelles.

M. Wehrli (Bâle). — *Théorie de la chute cathodique et l'arc électrique.*

L'auteur indique un système de 10 équations qui sont valables pour tout le domaine des décharges spontanées, continues. En partageant le domaine de la chute cathodique en deux parties, comme suit, la loi d'énergie fournit les relations suivantes:

à la surface de cathodes:

$$IU + \bar{I}^+ U_k = \mp W_1 + W_2 + g_1 W_3 - \bar{I}^+ V_j + I\varphi \ , \quad (1)$$

devant la cathode, dans l'espace rempli de gaz:

$$\bar{I}^- U_k = \pm W_1 + g_2 W_3 + (\bar{I}^+ - I_d^+) V_j + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+ \quad (2)$$

pour les deux parties réunies:

$$I(U + U_k) = W_2 + W_3 - I_d^+ V_j + I\varphi + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+ \ . \quad (3)$$

Dans ces formules, on a les symboles suivants : I l'intensité totale du courant, U la chute de tension le long de la cathode,

[1] *Annalen d. Physik*, 82, p. 585 (1927).

$\bar{I}^+$ les porteurs de charge positive traversant la chute cathodique U_k, W_1 le courant d'énergie de (1) à (2), W_2 la perte de chaleur de la cathode, W_3 les autres pertes de chaleur (convection, etc.), V_j le potentiel d'ionisation du gaz, φ le travail d'émission des électrons de la cathode, $\bar{I}^-$ les particules négatives traversant la chute cathodique, I^- le courant négatif I^+ le courant positif; l'indice d indique que la variable en question est à prendre dans la surface-limite d vers la colonne de décharge, U_d^- et U_d^+ sont les vitesses moyennes de translation des particules négatives et positives (en volt) dans la direction de l'axe des x (axe de décharge), g_1 et g_2 sont des coefficients numériques compris entre 0 et 1, pour lesquels on a la relation: $g_1 + g_2 = 1$. De (1), (2) et (3) on tire:

$$\bar{I}^+ + \bar{I}^- = I \; . \tag{4}$$

U_d s'obtient à partir de la mobilité des ions u, de la charge spécifique e/m et du champ électrique E_d:

$$U_d = \frac{m \, . \, u^2}{2e} E_d \, . \, 300 \text{ volt} \; . \tag{5}$$

Avec les limites $x = 0$, $U = 0$, et pour $x = d$, $U = U_k$, $E = E_d$, l'équation de Poisson conduit à la relation suivante:

$$U_k = \frac{C_1}{(2 + l) \, 4\pi \bar{i}_1^+} \left[\left\{ E_d^{1+l} + (1 + l) \frac{4\pi \bar{i}_1^+}{c_1} d \right\}^{2+l/1+l} - E_d^{2+l} \right] \tag{6}$$

si on pose pour les vitesses des ions positifs la relation: $v^+ = C_1 E_d^l$, où C_1 et l désignent des constantes. $\bar{i}_1^+$ est la moyenne de la densité du courant qui détermine la charge spatiale dans le domaine de la chute cathodique. Pour cette grandeur, on a la relation:

$$\bar{I}_1^+ = \int \bar{i}_1^+ \, df = i_1^+ \, . \, F \; . \tag{7}$$

lorsque i_1^+ ne dépend que de x et F représente la section moyenne de la décharge entre 0 et d. Le courant positif total se compose de deux parties, selon:

$$\bar{I}^+ = \bar{I}_1^+ + \bar{I}^-/a \; . \tag{8}$$

Le second terme neutralise le courant négatif, a indiquant le rapport entre les vitesses des porteurs de charges négatives et positives. En tenant compte de l'émission cathodique par incandescence $\psi(T)$, on a

$$\bar{I}^{-} = \bar{I}_0^{-} + \psi(T) \ , \qquad (9)$$

T signifiant la température absolue de la tache cathodique et $\psi(T)$ représentant p. ex. la fonction de Richardson. $\bar{I}_0^{-}$ est la partie du courant négatif, qui se forme par collisions des ions ou des molécules.

L'équation (6) sert comme point de départ pour la discussion des cas particuliers $l = \frac{1}{2}$ et $E_d = 0$ (théorie de E. Bräuer et K. Compton) et $l = 1$.

L'équation (3) a été appliquée à l'arc au tungstène dans de l'azote et vérifiée par l'expérience. Pour la chute cathodique, on obtient l'équation:

$$U_k = \frac{W_2 + W_3}{I} - \frac{V_j}{1 + ad} + \varphi \ . \qquad (10)$$

Conclusions. — 1° La chute cathodique diminue d'une façon continue des grandes valeurs qu'elle a dans la décharge par effluve aux petites de la décharge par arc; la transition se fait dans le domaine de l'arc.

2° Pour de fortes intensités de courant, la chute cathodique tend vers une valeur limite.

3° Si on peut représenter la déperdition de chaleur $W_2 + W_3$ par une fonction linéaire, la fonction $U_k(I)$ sera une hyperbole.

4° La chute cathodique est fonction de la déperdition calorique à la cathode, partant de la forme de la cathode ; elle augmente avec l'augmentation de cette déperdition.

5° La chute cathodique est d'autant plus grande que le travail d'émission φ des électrons de la cathode est plus grand et que la tension d'ionisation du gaz V_j est plus petite.

A. Cotti (Zurich). — *Recherches sur la structure d'un alliage d'aluminium et de magnésium.* (Le texte de cette communication n'est pas parvenu au secrétariat.)