Sur l'équation de la décharge disruptive

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

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **42 (1916)**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-743294

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

de Curie) mais seulement après que celle-ci a parcouru le cycle une à trois fois suivant la matière.

II. *Les fonctions réversibles obtenues sont les mêmes à un facteur constant près quelle que soit l'aimantation initiale choisie.*

III. La comparaison avec les observations thermomagnétiques dans des champs très intenses de Hegg, Bloch, Preuss montre que *ces fonctions coïncident à très peu de chose près avec celles qui représentent les variations thermiques de l'aimantation à saturation.*

IV. *Les points de disparition de l'aimantation rémanente coïncident avec ceux extrapolés par la voie toute différente de la susceptibilité initiale.*

A part la réserve de la première irréversibilité dont l'origine probable sera donnée dans la publication détaillée, ces résultats vérifient complètement les conclusions théoriques. Ils légitiment d'autre part l'hypothèse exprimée précédemment (*loc. cit.*) que les complications et les discordances des travaux empiriques sur l'aimantation rémanente proviennent presque exclusivement du fait d'avoir négligé la considération des champs démagnétisants ; cela a été mis tout particulièrement en évidence par deux séries d'expériences où le champ compensateur était maintenu sans cesse respectivement un peu au-dessus ou un peu au-dessous des valeurs à compenser : les courbes obtenues ainsi étaient nettement irréversibles et s'écartaient en sens contraires de la courbe d'aimantation à saturation.

C.-E. Guye (Genève). — *Sur l'équation de la décharge disruptive.*

La théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs conduit, comme on sait, à l'expression suivante du courant de décharge

$$i = i_0 \frac{e^{a(\alpha-\beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{a(\alpha-\beta)}} \qquad \text{(I)}$$

et l'on admet généralement que le potentiel explosif correspond au cas où le courant tend à devenir infini ; c'est-à-dire lorsque le dénominateur s'annule [1].

[1]) L'expression (I) est relative à la décharge entre deux plateaux parallèles, la cause ionisante initiale étant uniformément répartie dans tout le gaz. Dans cette expression, i_0 est le courant de saturation cor-

Le but de cette note est de montrer que l'équation (I) permet de prévoir trois cas particuliers de potentiels explosifs.

Le *premier potentiel* explosif correspond à la condition

$$\alpha = \beta e^{a(\alpha-\beta)} \qquad \alpha > \beta \; ;$$

c'est celui que l'on observe le plus fréquemment.

Mais indépendamment de cette solution généralement admise, le dénominateur de l'expression (I) peut s'annuler pour la condition $\alpha = \beta$.

Dans ce cas l'expression prend la forme 0 ; elle a pour valeur limite

$$i = i_0 \frac{a}{1 - a\alpha} = i_0 \frac{a}{1 - a\beta} \; . \qquad \text{(II)}$$

Le courant de décharge prend donc en général une valeur finie, mais dans le cas particulier où

$$\alpha = \beta = \frac{1}{a} \; ,$$

le courant tend de nouveau à devenir infini et l'on a une seconde espèce de potentiel explosif que nous appellerons *deuxième potentiel explosif.*

Enfin le dénominateur de l'équation (I) s'annule également pour la condition

$$\beta = \alpha e^{a(\beta-\alpha)} \qquad \beta > \alpha \; ,$$

Le numérateur de l'expression (I) reste alors fini comme dans le premier cas ; en outre numérateur et dénominateur changent de signe ; le sens de la décharge n'est donc pas modifié ; c'est le *troisième potentiel explosif.*

L'examen numérique des valeurs de α et β montre qu'à la pression ordinaire et *pour des distances qui ne sont pas extrêmement petites* le premier cas peut seul se produire. Par contre le deuxième et le troisième cas doivent se présenter pour les gaz suffisamment raréfiés [1].

respondant à la cause ionisante initiale ; a la distance des deux plateaux ; α le nombre des chocs ionisants produits par un électron dans un parcours d'un centimètre ; β le nombre des chocs ionisants produits dans les mêmes conditions par l'ion positif. Lorsque la cause ionisante est une source de rayons ultra-violets frappant le plateau négatif. le dénominateur de l'expression (I) conserve la même forme (voir P. Langevin, *le Radium*, t. III. 1906). On retrouve dans ce cas les trois mêmes conditions pour le potentiel explosif.

[1]) Pour plus de détails voir *Archives des Sc. phys. et nat.*, juillet 1916.