

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 20 (1947)
Heft: VI

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

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: 14.03.2025

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

Copyright 1947 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Genf, am 31. August 1947.

(anlässlich der 127. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.)

Präsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel)

Vizepräsident: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel)

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. G. BUSCH (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wurden aufgenommen:

HH. B. GLOOR (Oberwinterthur); A. REMUND (Solothurn),
Dr. R. STADLIN (Dürrenast); P. SULZER (Winterthur).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 319 Mitglieder.

Der Ort der Frühjahrstagung ist noch unbestimmt.

Wissenschaftlicher Teil.

Sur l'impédance de radiation d'un dipole électromagnétique

par J. PATRY, Albiswerk Zürich A.G.

Dans diverses publications, nous avons étudié, avec MÜLLER-STROBEL, l'impédance de radiation et la force électromotrice à vide du dipole électromagnétique. Une comparaison avec l'expérience a paru récemment sans forme résumée. Un exposé détaillé paraîtra prochainement.

Dans tous ces travaux, nous avons négligé un effet qui peut avoir une grande importance, surtout sur les dipôles pour ondes décimétriques. La méthode de HALLEN que nous avons utilisée, conduit assez rapidement au résultat. Dans certains cas, une appro-

ximation très simple est possible, qui est particulièrement intéressante dans la pratique.

L'antenne (voir fig. 1) est formée de deux cylindres métalliques de diamètre 2ϱ et de longueur $(l - x_0)$ dans le prolongement l'un de l'autre et espacé de $2 x_0$. L'alimentation se fait par les extrémités rapprochées des cylindres.

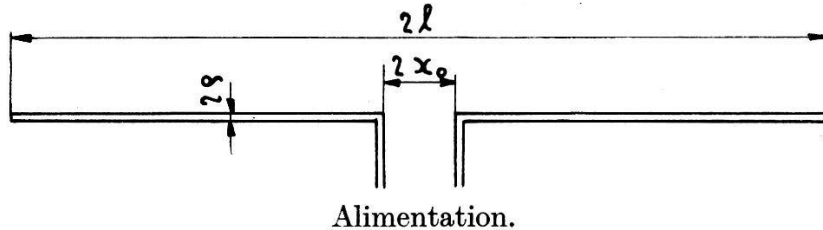


Fig. 1. — *Le dipole et ses dimensions.*

A partir de la relation entre le vecteur de Hertz Φ et le courant dans l'antenne :

$$\Phi = \frac{1}{c} \int_A \frac{J(\xi) e^{-j \frac{2\pi r}{\lambda}}}{r} d\xi$$

et de l'équation d'onde de ce vecteur :

$$E(x) = -\frac{j\lambda}{2\pi} \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Phi \right] = 0.$$

On obtient une équation intégrale définissant le courant $J(X)$:

$$a' \sin |X| = b' \cos X = \frac{J(X)}{c} \int_A \frac{d\xi}{R} + \frac{1}{c} \int_A \frac{J(\xi) e^{-jR'} - J(X)}{R'} d\xi$$

avec

$$X = \frac{2\pi x}{\lambda}; \quad R = \frac{2\pi r}{\lambda}; \quad R' = \frac{2\pi r'}{\lambda}.$$

r représente la distance d'un point de l'axe du cylindre à un point sur la surface du cylindre. r' par contre est la projection de r sur l'axe du cylindre.

La première intégrale est facile à évaluer :

$$\int_A \frac{d\xi}{R} = \ln \left[\frac{(X - X_0 + \sqrt{(X - X_0)^2 + 4\pi^2 \varrho^2 / \lambda^2}) (L - X + \sqrt{(L - X)^2 + 4\pi^2 \varrho^2 / \lambda^2}) (L + X)}{4\pi^2 \varrho^2 / \lambda^2 (X_0 + X)} \right]$$

avec les abréviations suivantes :

$$X = \frac{2\pi x}{\lambda}; \quad X_0 = \frac{2\pi x_0}{\lambda}; \quad L = \frac{2\pi l}{\lambda}.$$

En négligeant ϱ^2/x^2 par rapport à l'unité, nous pouvons simplifier cette expression:

$$\begin{aligned} \int_A \frac{d\xi}{R} &= \Omega + h(X) = 2 \ln \left(\frac{2l}{\varrho} \right) + \ln \frac{(X - X_0)(L^2 - X^2)}{L^2(X + X_0)} : X_0 < X < L \\ &= \Omega' = \ln \left(\frac{l(l + x_0)}{\varrho x_0} \right) : X = X_0 \\ &= \frac{\Omega}{2} + \ln 2 = \ln \left(\frac{4l}{\varrho} \right) : X = L. \end{aligned}$$

En première approximation, l'équation intégrale s'écrit sous la forme:

$$\begin{aligned} J(X) &= a \sin |X| + b \cos X - \frac{J(X) \cdot h(X)}{\Omega} \\ &- \frac{1}{\Omega} \int_A \frac{(a \sin |\xi| + b \cos \xi) e^{-j|X-\xi|} - (a \sin |X| + b \cos X)}{|X-\xi|} d\xi. \end{aligned}$$

A l'aide de la fonction transcendante

$$M(X) = -\frac{1}{2} [\ln(2\gamma X) - C_i(2X) + j S_i(2X)]$$

les intégrales peuvent être évaluées facilement. L'équation intégrale peut s'écrire:

$$J(X) = a \alpha(X) + b \beta(X) - \frac{J(X) h(X)}{\Omega}.$$

A partir des conditions aux limites

$$J(L) = 0 \quad \text{et} \quad J(X_0) = \frac{60 j \Omega a}{R_s} \quad R_s \text{ [ohms]}$$

il est facile d'en déduire l'impédance de radiation

$$R_s = \frac{60 j \Omega' \beta(L)}{\alpha(X_0) \beta(L) - \alpha(L) \beta(X_0)}.$$

En négligeant les pertes (comme nous l'avons fait jusqu'à présent) et (X_0^2/L^2) devant l'unité, on obtient la formule générale:

$$R_s = -60 j \Omega' \frac{\Omega + F_1(L) - 2 j (X_0/L) \operatorname{tg} L}{\Omega \operatorname{tg} L + F_2(L) - 2 X_0 [\Omega' - F_3(L)]}$$

avec les fonctions

$$F_1(L) = -(1 + j \operatorname{tg} L) \cdot M(2L)$$

$$F_2(L) = j(1 + j \operatorname{tg} L) \cdot [4M(L) - M(2L)] + \ln 4 \cdot \operatorname{tg} L$$

$$F_3(L) = -(1 + j \operatorname{tg} L) \cdot [1 - \frac{1}{2} M(2L)] - \frac{\operatorname{tg} L}{L}.$$

Pour les domaines de résonance où $\operatorname{tg} L$ est soit très petit, soit très grand, les équations peuvent se simplifier :

$$R_s = \frac{60 \Omega'}{\Omega} [-M(2L) - 2X_0/L - j\Omega \cotg L] \text{ [Ohms]} : L \cong n\pi + \pi/2;$$

$$\frac{60 \Omega \Omega'}{R_s \text{ [Ohms]}} = -[4M(L) - M(2L)] - 2jX_0 \left[\Omega' + 1 - \frac{M(2L)}{2} \right] + j\Omega \operatorname{tg} L$$

pour $L \cong n\pi$.

Un exposé détaillé de cette théorie comprenant l'étude des pertes sera publié ultérieurement.

BIBLIOGRAPHIE.

MÜLLER-STROBEL und PATRY, HPA **17**; 127, 159 und 454; 1944; Schweizer Archiv **12**, 201, 1946.

MÜLLER-STROBEL, Bull. SEV. **37**, 710 (1946).

Nouveaux matériaux pour la technique des courants faibles

par R. GOLDSCHMIDT, Lausanne.

Pendant les années de guerre, les qualités des matières magnétiques ont été considérablement améliorées par les travaux des grands laboratoires industriels.

Ces matières peuvent être classées dans 3 groupes soit les matières pour aimants permanents, les matières pour la technique des courants forts et les matières pour la technique des courants faibles.

Pour les aimants permanents les alliages Alnico ont permis d'obtenir une énergie remanente max. $[(B \cdot H)_{\max}]$ d'env. $5 \cdot 10^6$.

La technique des courants forts utilise la tôle siliciée en très grandes quantités (p. e. un grand transformateur de puissance exige à lui seul plus de 10 tonnes de tôles). Une forme spéciale de la tôle siliciée est l'hypersil (Westinghouse) qui possède une direction préférée de l'aimantation.

Pour obtenir des matériaux magnétiques qualifiés pour la technique des courants faibles les laboratoires de Philips ont choisi un chemin tout neuf, en développant les matières dites Ferroxcubes. Il s'agit des corps non métalliques de la forme $M\text{Fe}_2\text{O}_4$ ou M représente un métal bivalent. Les ferroxcubes ont des perméabilités initiales pouvant dépasser 1000 et une résistivité qui peut atteindre 10^5 ohms·cm. (pour le fer on a 10^{-5} ohms·cm.).

D'autres progrès ont été faits dans le domaine des alliages à base de fer et de nickel. Des permalloys (matières de haute perméabilité initiale) et des isoperms (matières de grande stabilité) on est arrivé

aux supermalloys (développés aux laboratoires de la Bell) et aux superisoperms (développés aux Câbleries de Cossonay). Pour les supermalloys on obtient des perméabilités initiales au-dessus de 100 000 et des perméabilités maxima jusqu'à 1 000 000 environ. Les superisoperms (brevet demandé) possèdent une perméabilité initiale au-dessus de 1000 et une instabilité magnétique plus petite que 2 même 1 %.

Die Dipolmomente der Dinitrotoluole und die quantenmechanische Erklärung der Reaktionsfähigkeit ihrer Methylgruppen

von V. HARDUNG, Fribourg.

Führt man mit Dinitrotoluol gewisse chemische Reaktionen aus, so ergibt sich, dass die Ausbeute dieser Reaktionen, die an der Methylgruppe angreifen, von der Stellung der beiden Nitrogruppen am Benzolkern des Dinitrotoluols abhängt^{1) 2)}. Dieses eigentümliche Verhalten wird durch die Ladungsverteilung im Molekül bedingt. Quantenmechanische Berechnungen haben erwiesen, dass der Einfluss eines Substituenten auf die Ladungsverteilung eines Benzolkerns in einer Veränderung der Ladung bei den Para- und Orthoecken besteht^{3) 4)}. Im Falle einer NO₂-Gruppe wird in den Para- und Orthostellungen relativ zu dieser Gruppe die Ladung im positiven Sinne vergrößert, wodurch die Möglichkeit einer Substitutionsreaktion an dieser Stelle i. A. verringert wird oder, wenn schon ein Substituent, beispielsweise eine Methylgruppe vorhanden ist, deren Bindung gelockert und ihre Reaktionsfähigkeit erhöht werden sollte. Wenn diese Hypothese richtig ist, sollte sich eine entsprechende Ladungsverteilung in den Dipolmomenten der sechs möglichen Dinitrotoluole bemerkbar machen. Dass eine deutliche Parallele zwischen der theoretischen Erwartung, dem gemessenen Dipolmoment und der beobachteten Reaktionsausbeute besteht, ist aus der mitgeteilten Tabelle ersichtlich.

¹⁾ LOUIS CHARDONNENS, sur l'aptitude réactionnelle du groupement méthylique chez certains composés aromatiques. Comptes rendus de la Société fribourgeoise des Sciences Naturelles. 1945/46.

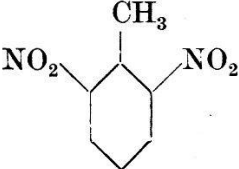
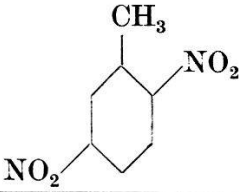
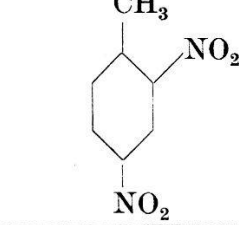
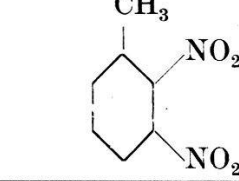
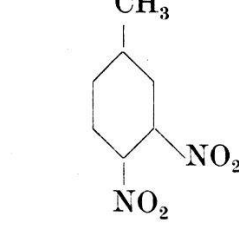
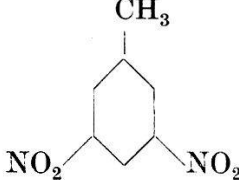
²⁾ P. HEINRICH, Sur l'aptitude réactionnelle du groupement méthylique. Dans quelques dérivés du toluène et de l'azobenzène. Thèse, Fribourg 1942.

³⁾ ALBERTE PULLMAN, Contribution à l'étude de la structure électronique des molécules organiques. Etude particulière des hydrocarbures cancérigènes. Thèse, Paris 1946, Masson & Cie, Paris 1946; RAYMOND DAUDEL et ALBERTE PULLMAN, L'étude des molécules par la méthode de la Mésonerie, Journal de Physique et le radium, t. 7, p. 59 (1946); t. 7, p. 74 (1946).

⁴⁾ LINUS PAULING, The Nature of the Chemical bond, Cornell University-Press, Ithaca N. Y. 1945, p. 148 ff.

Unter μ_{dnb} sind die Werte der entsprechenden Dinitrobenzole und unter μ_{theor} diejenigen Momente eingetragen, die man aus den ersteren durch vektorielle Addition des kleinen Momentes (0,35 Debyeinheiten) der Methylgruppe erhält. Diese theoretischen Werte der Dinitrotoluole weichen von den in der nächsten Spalte gegebenen experimentellen Werten etwas ab. In der folgenden Spalte sind nun diejenigen CH_3 -Momente eingetragen, die man zu μ_{dnb} vektoriell addieren müsste, um die experimentellen Werte zu

Tabelle.

Formel	μ_{dnb}	μ_{th}	μ_{exp}	μ_{CH_3}	Reaktions- Fähigkeit
	3,83	3,48	2,95 Benzol 2,74 CCl_4	+ 0,9 + 1,1	stark
	0	0,35	0,94 Benzol	+ 0,9	schwach
	3,83	4,01	3,75 Benzol 3,87 CCl_4	- 0,2 + 0,1	sehr stark
	5,84	5,84	5,77 Benzol	0	praktisch 0
	5,84	6,15	6,32 Benzol 6,21 CCl_4	+ 0,6 + 0,5	stark
	3,83	4,18	4,05 Benzol	+ 0,2	0

erhalten. Die letzte Spalte endlich gibt eine rohe Schätzung der Reaktionsfähigkeit der Methylgruppe wieder. Aus der Tabelle ersieht man, dass ausser beim 2,4 Dinitrotoluol die drei erwähnten Gesichtspunkte im wesentlichen im Einklang miteinander stehen.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, dass eine strenge Berechnung der Ladungsverteilung des unsubstituierten Toluols nach der von DAUDEL und PULLMAN angegebenen Methode der Mesomerie qualitativ dieselbe, aber quantitativ noch ausgeprägtere Ladungsverteilung ergibt, als sie von den genannten Verfassern auf Grund einer Näherungsmethode erhalten wurde.

Eine ausführliche Arbeit darüber wird zu gegebener Zeit in den *Helvetica Physica Acta* erscheinen.

Thermospannungen des Siliciumcarbids gegen Kupfer und Platin

von G. BUSCH, P. SCHMID und R. SPÖNDLIN, ETH. Zürich.

Die bisherigen Untersuchungen am Siliciumcarbid haben gezeigt, dass diese Substanz für das Studium der Eigenschaften halbleitender Verbindungen sehr geeignet ist. Dank der strengen Reproduzierbarkeit der Messresultate an individuellen SiC-Kristallen ist eine weitgehende Prüfung der Elektronentheorie der Halbleiter möglich geworden. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist, soweit sie die elektrische Leitfähigkeit und den Hall-Effekt betreffen, sehr gut.

Um weitere Daten zu gewinnen, wurden die *Thermospannungen* zahlreicher Siliciumcarbid-Einkristalle in einem grossen Temperaturbereich gegen *Kupfer* und *Platin* gemessen. Ein Vergleich mit der Theorie¹⁾ schien dabei zum vornherein von Interesse.

Untersucht wurden dieselben einkristallinen SiC-Proben, an welchen früher Leitfähigkeit und Hall-Effekt gemessen worden waren²⁾. Zwischen dem Siedepunkt des flüssigen Stickstoffs und Zimmertemperatur wurde die Thermospannung des SiC gegen *Kupfer* gemessen. Infolge des kleinen THOMSON-Koeffizienten des Kupfers ergibt sich praktisch direkt die *absolute* Thermospannung. Bei hohen Temperaturen, bis 1000° K erfolgten die Messungen gegen *Platin*.

Zur Temperatur-Messung wurden Kupfer-Konstanten bzw. Pt-Pt/Rh-Thermoelemente verwendet. Die Temperatur- und Temperatur-Differenz-Messungen erfolgten durch Kompensation. Die

¹⁾ Siehe H. FRÖHLICH, Elektronentheorie der Metalle. 1936.

²⁾ G. BUSCH, H.P.A. **19**, 167 (1946); G. BUSCH und H. LABHARDT, H.P.A. **19**, 463 (1946).

Thermospannungen SiC-Metall wurden wegen der hohen Kontaktwiderstände mit einem Röhrenvoltmeter gemessen. Für die Messungen bei tiefen Temperaturen wurden auf die beiden Enden der prismatischen SiC-Stäbchen kleine Kupferblöcke aufgeschoben, in welchen die Kristalle je auf einer Schneide aus Kupfer auflagen. Beide Kupferblöcke konnten geheizt und gegeneinander auf verschiedenen Temperaturen gehalten werden. Zur Messung der Temperatur und der Temperaturdifferenz wurde in beide Blöcke je ein Thermoelement eingeführt, wovon das eine mit dem ersten Block verlötet, das andere gegen den zweiten durch ein Quarzröhrchen von ca. 0,15 mm Wandstärke elektrisch isoliert war. Der mit dem Thermoelement verlötete Block wurde geerdet, der andere mit dem Gitter der Elektrometerröhre verbunden.

Es wurde eine Abhängigkeit der gemessenen Thermospannung vom Druck der Metallkontakte gegen den SiC-Kristall festgestellt. Je grösser der Druck, um so grösser waren die Thermospannungen; bei hohen Drucken strebten diese einem Sättigungswert zu. Diese Tatsache konnte auf die Druckabhängigkeit des Wärmewiderstandes der Kontaktstellen zurückgeführt werden.

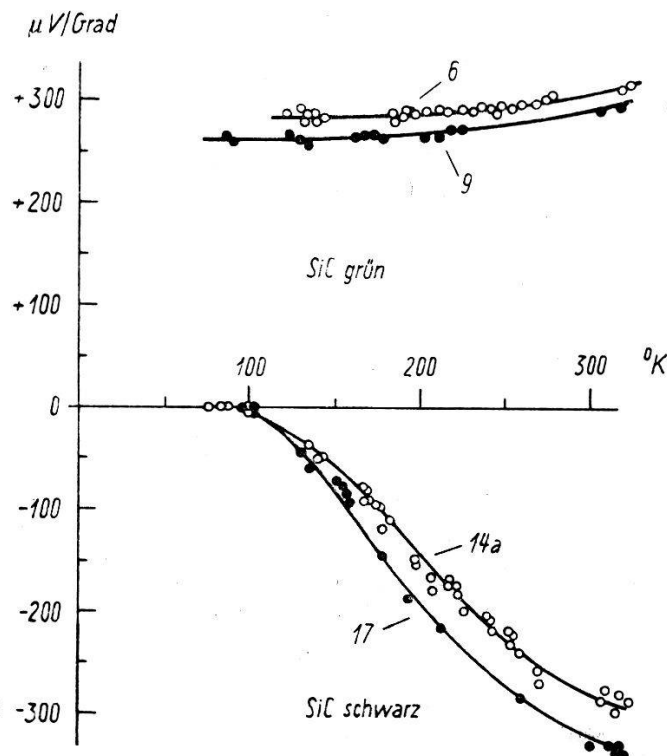


Fig. 1.

Thermospannung des Siliciumcarbids gegen Kupfer

Die Messergebnisse für tiefe Temperaturen sind durch je 2 typische Kurven in Fig. 1 dargestellt. Nach der Theorie wäre mit steigender Temperatur ein *Abfall* der Thermospannung umgekehrt

proportional zur absoluten Temperatur zu erwarten. Im Gegensatz dazu *steigt* beim schwarzen SiC der Absolutwert der Thermospannung zuerst stark und dann immer flacher an. Auch für grünes SiC steigt die Thermospannung monoton mit der Temperatur, jedoch viel weniger rasch; ein steiler Abfall wäre wahrscheinlich bei noch tieferen Temperaturen zu erwarten. Das Vorzeichen des Effektes stimmt dagegen mit der Theorie und dem Vorzeichen des HALL-Effektes überein. Grünes SiC als *n*-Typ-Halbleiter liefert *positives*, schwarzes SiC als *p*-Typ dagegen *negatives* Vorzeichen. Ebenso ergibt sich in qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie, dass die Grösse der Thermospannung parallel mit der Grösse der Aktivierungsenergie ε läuft.

Qualitativ scheint sich auch bei hohen Temperaturen ein Anwachsen der Thermospannung mit steigender Temperatur zu ergeben. Eine quantitative Übereinstimmung mit den Messungen bei tiefen Temperaturen konnte jedoch infolge einer störenden chemischen Reaktion zwischen Platin und Siliciumcarbid vorläufig noch nicht erreicht werden.

Sur une source d'électrons pour microscopes électroniques

par G. INDUNI (Trüb-Täuber & Cie. S. A., Zürich).

Sur des images obtenues avec un microscope électronique électrostatique à cathode froide on a mesuré un pouvoir séparateur d'une dizaine d'Ångström. (Sur une image électronique de $10000 \times$ de grossissement cela est visible à la loupe grossissante $10 \times$).

Ce fait expérimental est très remarquable pour deux raisons: D'abord parce qu'on croyait impossible de réaliser un microscope électronique à haut pouvoir résolutif avec une cathode froide¹). En second lieu, supposant que toutes les aberrations soient nulles, ce qui n'est jamais le cas, il est possible d'évaluer l'ordre de grandeur maximum du chromatisme dû à la source d'électrons.

D'après DE BROGLIE, MAGNAN et CHANSON²) l'aberration chromatique dans le plan de l'objet se manifeste par une variation de distance focale

$$\frac{\Delta f}{f} = p \frac{\Delta v}{v}$$

où $p \cong 5$ pour les lentilles électrostatiques conventionnelles.

Le cercle de confusion dans le plan de l'objet étant égal à $\alpha \cdot \Delta f$ on a :

$$\alpha \Delta f = \alpha f \cdot p \cdot \frac{\Delta v}{v}.$$

L'appareil à cathode froide, qui a livré les images dont le pouvoir séparateur mesuré est d'une dizaine d'Ångström, a une distance focale de l'objectif électrostatique de $f = 5$ mm et une ouverture (mesurée) de $\alpha = 3 \cdot 10^{-3}$ radian. Il en résulte un

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{10^{-7}}{5 \cdot 0,5 \cdot 3 \cdot 10^{-3}} = \frac{10^{-4}}{7,5} \sim 10^{-5}.$$

Par cette preuve expérimentale indirecte les électrons de la source employée sont, dans le champ utile de l'objet, en tous cas monocinétiques à cette valeur près, c'est-à-dire sur les 50000 volts accélérateurs cela revient à $\pm 0,5$ volt*). La valeur réelle de $\Delta v/v$ est sûrement plus petite à cause des aberrations de sphéricité, chromatiques dues à l'objet, etc., qui dans ce cas doivent être aussi très petites.

La structure de cette source d'électrons à cathode froide est conçue de la façon suivante: Fig. 1.

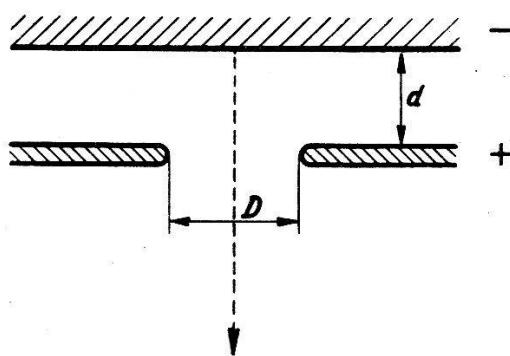


Fig. 1.

- 1^o Le domaine de jonisation est séparé du domaine d'accélération des jons et des électrons.
- 2^o Les dimensions des éléments séparateurs sont liées à l'intensité du champ et aux dimensions du libre parcours moyen λm des particules en jeu.

Pour obtenir ce but, j'ai trouvé la loi empirique qui impose que :

$$\boxed{d \leq \lambda m \leq D} \quad (a)$$

*) L'aberration de relativité ne jouant pas de rôle, la tension étant stable à 1 ‰ près.

où λm = libre parcours moyen des molécules dans le tube de décharge.

Comme point de départ on peut déterminer d de façon qu'il n'y ait pas de décharge autoélectronique entre les parois des électrodes ($E/d = 100 \div 200$ kV/cm).

Avec d , au moyen de λm , la pression de service est aussi automatiquement déterminée selon la nature du gaz employé.

Avec deux ou plusieurs ouvertures D distantes entre elles de $\geq 2 \cdot \lambda m$ on obtient facilement plusieurs rayons de la même cathode, fait expérimentalement connu depuis longtemps.

Si la cathode est percée, le tube fonctionne comme remarquable source de jons très monocinétique, si on observe les conditions de la loi empirique (a).

La relation de stabilité de la décharge correspond pour une cathode matérielle à celle de SEEMANN et ORBAN

$$\alpha \delta = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

ou à celle de HAILER pour une cathode percée

$$\alpha \delta = \ln \left(1 + \frac{1}{\beta} \right).$$

Pourtant avec une cathode matérielle, celle-ci, en service, se creuse, le spot se centre, devenant très petit (env. 0,1—0,05 mm), très stable et intense (env. 10 mA/mm²) et j'ai trouvé la curieuse relation de stabilité

$$\boxed{\alpha \delta = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma + \beta} \right)} \quad (b)$$

où $\gamma + \beta$ est une invariante, avec les notations bien connues:

α = nombre de paires de jons par électron et cm.

β = nombre d'électrons par jon (+) et cm dans le gaz.

γ = nombre d'électrons par jon (+) à la cathode.

δ = paramètre géométrique, qui tient compte de $f(D/d)$.

$\gamma + \beta$ est invariant à la condition que:

α , β , γ se produisent sensiblement hors du champ accélérateur comme il était établi d'avance.

La théorie complète de cette source extrêmement monocinétique, soit en électrons qu'en ions, est difficile à faire. J'ai pu l'ébaucher qualitativement, introduisant la notion de sphère unitaire, dont le diamètre est égal au libre parcours moyen λm dans le gaz du tube. Cette sphère a des propriétés intéressantes pour l'étude de la décharge. La difficulté plus grave consiste dans le fait, qu'il est difficile d'interpréter la nature du processus γ c'est-à-dire libération, direction et vitesse et nombre des électrons par le choc de ions positifs très rapides.

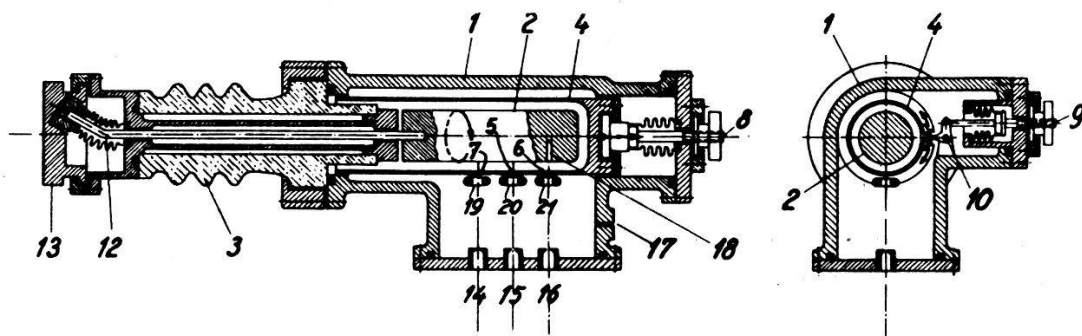


Fig. 2.

La Fig. 2 représente une source d'électrons de ce type (pour trois faisceaux) en coupe schématique. On y voit la cathode 2, l'anode 4 percée en 5, 6, 7 avec les diaphragmes limiteurs 14, 15, 16, séparant la chambre 1 du reste de l'appareil d'utilisation des faisceaux, dans lequel règne un bon vide.

Par la rentrée d'air 17 on règle la pression de décharge à la valeur imposée par la relation (a). Les diaphragmes 19, 20, 21 isolés de l'anode permettent, si besoin, d'agir avec une faible polarisation sur le (faible) champ débordant des ouvertures anodiques, et de régler entre amples valeurs indépendamment les conditions de décharge.

Etant possible, d'après (a), de réaliser facilement pour une tension de service de par exemple 50000 volts une pression de travail de plusieurs centièmes de mm de Hg, la décharge de cette source est, grâce à la forte pression, remarquablement stable.

Cette source d'électrons (et de ions) extrêmement utile pour le microscope électronique et protonique peut, grâce à sa remarquable homogénéité, avoir un avenir pour l'excitation des cavités résonnantes, etc.

Après de longues années d'expérience sur les cathodes froides comme sources d'électrons à haute tension, nous avons, contrairement aux idées courantes, réalisé un microscope électronique avec ces cathodes perfectionnées. Les images de ce microscope ont

prouvé les remarquables qualités de ce genre de cathode. Nous avons ainsi réalisé un joli progrès dans la construction d'appareils électroniques beaucoup plus simples et aussi puissants que les appareils à cathode chaude.

BIBLIOGRAPHIE.

¹⁾ «Electron Optics and the Electron Microscope» by V. K. ZWORYKIN, New York, JOHN WILLEY & SOHNS, Inc. 1945, p. 126. — «The Electron Microscope» by D. GABOR, Hulton Press 1944, p. 25. — «Elektronen-Übermikroskopie», M. v. ARDENNE, Berlin 1940, S. 18–19.

²⁾ «L'Optique Electronique», LOUIS DE BROGLIE, Paris 1946, p. 96.

Etude de la réaction $F^{19} (n, \alpha) N^{16}$

par E. BLEULER et J. ROSSEL.

La publication détaillée de ce travail paraîtra dans un prochain numéro de H.P.A. ¹⁾

Comptoneffekt und Emission kleiner Quanten

von RES JOST (ETH. Zürich).

Aus Resultaten von C. J. ELIEZER²⁾ kann man bei richtiger Interpretation ablesen, dass die Behandlung des Mehrfach-Comptoneffekts in der Strahlungstheorie auf ähnliche Schwierigkeiten führt, wie sie bei der Bremsstrahlung unter dem Namen „Ultrarotkatastrophe“ wohlbekannt sind³⁾. Es wird gezeigt, dass man durch die Anwendung einer kanonischen Transformation, wie sie im Falle der Bremsstrahlung von F. BLOCH und A. NORDSIECK⁴⁾ angegeben wurde, diese Schwierigkeit umgehen kann. Die Formel von KLEIN-NISHINA für den Wirkungsquerschnitt des Comptoneffektes bleibt in erster Näherung erhalten.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in Phys. Rev.

Magnetische Momente der Kerne H_3 und He_3

FELIX VILLARS (ETH. Zürich).

Eine diesbezügliche Notiz erschien in Physical Review 72, 1. Aug. 1947. Eine ausführlichere Arbeit wird später in den H. P. A. erscheinen.⁵⁾

¹⁾ H. P. A. 20, 445 (1947).

²⁾ C. J. ELIEZER, Proc. Roy. Soc. A. 187, 210 (1946).

³⁾ Vgl. auch O. HALPERN und N. M. KROLL, Phys. Rev. 72, 82 (1947).

⁴⁾ F. BLOCH und A. NORDSIECK, Phys. Rev. 52, 54 (1937).

⁵⁾ H. P. A. 20, 476 (1947).

Über Einschaltvorgänge und Übertragungsmasse elektroakustischer Systeme

VON R. STADLIN, W. FURRER, H. WEBER und H. KÖNIG (Bern, AVF der PTT).

Es werden Methoden zur Bestimmung des Übertragungsmasses elektro-akustischer Systeme angegeben und verglichen. Die Vornahme der Messungen im schallgedämpften Raum gewährleistet das Ausscheiden von Raumeinflüssen bei Frequenzen oberhalb von 100 Hz. Im Bereiche von 100 bis 10000 Hz ist eine Entzerrung des Amplitudenganges mit einfachen Mitteln leicht durchführbar, wobei die auftretenden Laufzeitdifferenzen von Kondensatormikrophon, Verstärker und Lautsprecher 0,4 bzw. 2 und 3,5 Millisekunden betragen, was auf Grund eines orientierenden Hörversuches als tragbar betrachtet werden kann, wogegen normale Raumeinflüsse wesentlich stärker ins Gewicht fallen dürften. Da die Laufzeiten nach tiefen Frequenzen hin zunehmen, ist eine Phasenentzerrung für das gesamte Frequenzband nur mit sehr grossem Aufwand möglich.

An Hand von Beispielen wird gezeigt, wie sich die Übertragungsoperatoren der einzelnen Elemente auf Grund einfacher Annahmen näherungsweise als gebrochene rationale Funktionen darstellen lassen. Mit Hilfe der so erhaltenen Formeln werden die Übertragungsfunktionen des Einheitssprunges berechnet. Für das Kondensatormikrophon und den Verstärker können Theorie und Messung zur Deckung gebracht werden, während die rechnerischen Ergebnisse für den Lautsprecher infolge der auftretenden Oberschwingungen und verwickelten Richtwirkungseffekte nur den Charakter einer groben Annäherung besitzen.

(Erscheint ausführlich in: Technische Mitteilungen der PTT, **25**, Heft 4, S. 133.)

Eine Methode zur Bestimmung von Reflexionszahlen mit Hilfe der Ulbricht'schen Kugel

VON F. MÄDER und H. KÖNIG (Bern, AMG).

(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

Es wird eine Methode beschrieben, die mit relativ einfachen Mitteln gestattet, die Reflexionszahl für diffusen Lichteinfall unmittelbar zu bestimmen. Das Verfahren besteht im Prinzip in der Kombination zweier Versuche: Bei dem einen wird die Probe in die Kugel eingehängt, beim andern ein Teil der Wand durch die Probe ersetzt. Nach diesem Verfahren kann die Reflektionszahl von

beliebig stark reflektierenden Eichproben auf 0,003 genau ermittelt werden.

Das Verfahren wird im besonderen auf Baryt-Weiss-Platten angewendet. Bei vernünftigem Vorgehen ist *ohne* Anbringung von Korrekturen leicht eine Genauigkeit von $\pm 0,005$, nach Anbringung der Korrekturen eine solche von $\pm 0,002$ zu erreichen.

Für die von den Laboratorien der CIBA hergestellten Baryt-Platten wurden Reflexionszahlen von 0,978 (blau) bis 0,986 (rot) gemessen.

Die Arbeit erscheint ausführlich im Bulletin des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins.

Orientierung

über die Tabellen für Buchstabensymbole und Zeichen des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins

von H. KÖNIG (Bern).

Der Schweizerische Elektrotechnische Verein hat unter Berücksichtigung des Vocabulaire Electrotechnique International, des internationalen Wörterbuches der Lichttechnik, der Tabellen der Union internationale de Physique pure et appliquée und einer Reihe von Veröffentlichungen nationaler Ausschüsse (British Standards Association, deutscher Ausschuss für Einheiten und Formelgrößen...) in mehrjähriger Arbeit *Symboltabellen* herausgebracht, die im Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins im Heft 17, 1947, als Entwurf publiziert worden sind.

Der Referent bittet alle Physiker diesem Entwurf ihre volle Aufmerksamkeit zu schenken und ihre Stellungnahme dem Sekretariat des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (Seefeldstrasse 301, Zürich) bekannt zu geben.

Les formules de l'effet Doppler dans la théorie ellipsoïdale de la relativité restreinte (erreur des formules d'Einstein)

par J. DREYFUS-GRAF (Genève).
