

variant und lassen sich zu der in diesem Sinne wesentlich einfacheren Gl. (9) zusammenfassen. Wegen dieser relativistischen Invarianz ist die Fassung (10) der üblichen Form vorzuziehen.

Bei unserer Ableitung erscheint der Suprastrom als reiner Feldstrom, im Gegensatz zum OHMSchen Strom, der extra eingeführt werden muß. Die LONDONSchen Gleichungen sind daher als Feldgleichungen, nicht als Materialgleichungen aufzufassen. Dies entspricht der Tatsache, daß die Energie des Suprastroms den Charakter einer Feldenergie hat und keinen Beitrag zur JOULESchen Wärme liefert. Trotz dieses verschiedenen Charakters bilden OHMScher und Suprastrom insofern eine Einheit, als nach (7) nur für die Summe aus beiden, nämlich den Gesamtstrom, eine Kontinuitätsgleichung gilt. Dies ist wesentlich natürlicher als getrennte Kontinuitätsgleichungen für die Einzelströme, wie sie gelegentlich gefordert werden⁴.

Die Nebenbedingung (5) bzw. (11) wird hier wie bei DIRAC¹ dazu eingeführt, um ein neues physikalisches Phänomen in der MAXWELLSchen Theorie unterzubringen. Im Gegensatz zu DIRAC, der dabei an den normalen, OHMSchen Elektronenstrom dachte, ist hier die Supraleitung gemeint, für die die gewonnenen Beziehungen ganz unmittelbar gelten. Während DIRAC als Kern seiner Methode die Zerstörung der Eichinvarianz der Potentiale durch die Nebenbedingung (5) betrachtete, ist unser Verfahren nicht unbedingt an eine Einschränkung

der Eichinvarianz gebunden. Durch eine geeignete Wahl $f(\Phi) = [c \operatorname{grad} \int \Phi dt]^2$ ² läßt sich nämlich (11) in die eichinvariante Form

$$(\mathcal{A} + c \operatorname{grad} \int \Phi dt)^2 = -k^2 \quad (12)$$

bringen, die natürlich genauso zu den LONDONSchen Gleichungen führt. Hier ist also nur wichtig, daß die Nebenbedingung den Anlaß zur Einführung eines LAGRANGE-Multiplikators bildet, der den Charakter einer neuen Feldgröße zur Beschreibung der Supraleitung annimmt und zu einer Erweiterung der LAGRANGE-Funktion des elektromagnetischen Feldes führt.

Der zunächst unbestimmten Größe k^2 , die implizit in λ bzw. λ wieder auftreten muß, kann man eine physikalische Bedeutung beilegen, wenn man zu einer atomistischen Betrachtungsweise übergeht. Hier kann man sich unmittelbar an DIRAC¹ bzw. HÖHLER⁵ anschließen; dann erhält man $\lambda = m/n e^2$, in Übereinstimmung mit dem üblichen Wert der LONDONSchen Konstanten (e = Ladung, m = Masse, n = Dichte der Elektronen). Hier kam es uns jedoch im wesentlichen nur darauf an zu zeigen, daß man die phänomenologischen LONDONSchen Gleichungen aus der phänomenologischen MAXWELLSchen Elektrodynamik gewinnen kann.

⁴ M. VON LAUE, Theorie der Supraleitung, Springer-Verlag, Berlin 1949.

⁵ G. HÖHLER, Ann. Phys., Lpz. **10**, 196 [1952].

Über eine einfache Anordnung zum Sichtbarmachen der Anregungszustände in Glimmstrecken und Entladungs-Lampen

Von M. WILK

Institut für organische Chemie der Universität Frankfurt/M.
(Z. Naturforschg. 15 a, 642—643 [1960]; eingegangen am 6. Mai 1960)

Legt man nach Abb. 1 an die Außenwand einer mit Wechselstrom (50 Hz) betriebenen und gut abgeschirmten Glimmlampe eine Ableitanode und führt diese über einen Verstärker an die Vertikalplatten eines Oszilloskop, dessen Horizontalplatten mit einer linearen Kippspannung von 25 oder 50 Hz versorgt sind, so zei-

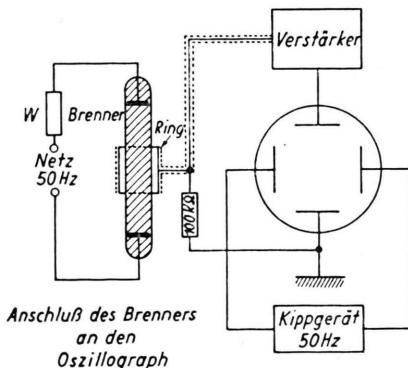


Abb. 1.

gen sich auf dem Bildschirm Kurven mit außerordentlich steilflankigen Impulsen von positiven und negativen Werten, die von einer sehr flach verlaufenden Sinuskurve (Betriebsspannung der Glimmlampe) ausgehen (Abb. 2). Dabei ist es gleichgültig ob die Lampe mit einem OHMSchen Widerstand oder mit einer Drosselspule betrieben wird.

Lage, Höhe und Form der Impulse hängen von der Lampenspannung, vom Füllgas der Glimmlampe und von deren Brenntemperatur ab.

Untersucht wurden die Osram-Spektrallampen: Cadmium, Natrium und Quecksilber, sowie eine gewöhnliche Signalglimmlampe.

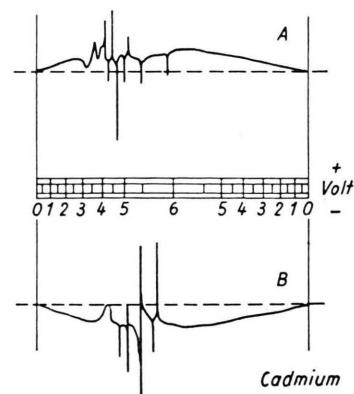


Abb. 2.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Es handelt sich hier wohl um ein FRANCK-HERTZ-Phänomen. Bei steigender Spannung des Wechselstroms nach positiven Werten hin, wird zunächst die niedrigste Anregungsenergie erreicht. Die hierbei auftretende Stromerhöhung liefert auf die kapazitiv gekoppelte Ableitanode einen Impuls. Bei weiterer Erhöhung wird so das gesamte Anregungsspektrum durchlaufen. Bewegt sich der Wechselstrom nach negativen Werten hin, so entsteht ein sehr ähnliches, jedoch nicht spiegel-symmetrisches Bild.

Während der Zünd- und Einbrennphase werden meist sehr linienreiche „Spektren“ gefunden, die dann nach Erreichen der Betriebstemperatur wesentlich einfachere

Impulsfolgen ergeben. Beim Hg-Brenner verwaschen sich die Linien mit steigender Brenndauer mehr und mehr zu einem breiten Kontinuum, das erst beim Herabsetzen der Lampenspannung wieder seine Struktur bekommt.

Diese Beobachtungen scheinen uns aus zwei Gründen mitteilenswert:

Erstens können mit dieser Anordnung Anregungsspannungen in einfacher Weise auch unter extremen Druck- und Spannungsbedingungen an Entladungslampen bestimmt werden.

Zweitens kann der Betrieb solcher Brenner sehr leicht auf Konstanz seiner Eigenschaften kontrolliert werden.

Bestimmung der Größe von Polonium-Radiokolloidteilchen

Von R. LINDNER, H. REINHARDT und J. O. LILJENZIN
Kernchemisches Institut * der Technischen Hochschule,
Göteborg, Schweden

(Z. Naturforsch. 15 a, 643—644 [1960]; eingegangen am 22. Mai 1960)

Die Bestimmung der Größe von Radiokolloidteilchen geschieht mit Hilfe der Gleichung von STOKES und EINSTEIN:

$$r = k T / 6 \pi \eta D$$

(r : Radius, k : BOLTZMANN-Konstante, T : abs. Temperatur, η : Viskosität, D : Diffusionskoeffizient), d. h. durch Messung des Diffusionskoeffizienten. Die dabei anfänglich verwendete Diaphragma-Methode¹ hat den Nachteil der möglichen Wechselwirkung (Adsorption) zwischen Radiokolloiden und dem Diaphragma-Material.

Deswegen haben wir die Werte mittels der 1949 von ANDERSON und SADDINGTON² eingeführten „Kapillarmethode“ zur Messung der Selbstdiffusion kontrollieren wollen. Hierbei wird die radioaktive Lösung in einer einseitig geschlossenen Kapillare der Länge l und des Radius r mit einem großen Reservoir chemisch gleicher, aber inaktiver Lösung in Berührung gebracht; aus dem infolge von Diffusion verringerten Wert der in der Kapillare vorhandenen Radioaktivitätsmenge (Wert I/I_0) kann die Selbstdiffusionskonstante D bestimmt werden [$D = 0,405 l^2/t \ln(0,8105 I_0/I)$, wenn $D t/l^2 > 0,2$]. Untersucht wurde zunächst ein reines Po-210-Präparat des Radiochemical Centre, Amersham (England). Die Konzentration des Po ist so gering, daß praktisch Selbstdiffusion gemessen wurde, wenn der Außenraum nur mit wässriger Lösung von gleichem pH-Wert wie der der Kapillarlösung gefüllt war.

Der bei $pH\ 0$ erhaltene Wert: $0,91 \pm 0,02 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ stimmt gut mit dem von PANETH¹ erhaltenen Wert für $pH\ 1$ ($0,9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$) überein.

Diffusionsversuche im pH -Bereich 6—7 ergaben je-

doch, daß praktisch kein Po mehr die Kapillare verläßt, also die Diffusionskonstante offenbar zu klein ist, um innerhalb angemessener Zeiten festgestellt zu werden. Dagegen wurde beobachtet, daß — wie zu erwarten — beim Entleeren der Kapillare ein nennenswerter Teil des „Radiokolloids“ adsorbiert bleibt. Der Gedanke lag nahe, den Transport aus der Kapillarlösung an die umgebende zylindrische Wand zur Messung der Diffusion zu verwenden unter der Annahme, daß die Adsorption an der Wand irreversibel sei. Die mathematische Behandlung³ führt zu folgender Gleichung:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{4}{V\pi} \sqrt{\frac{D t}{r^2}} + \frac{D t}{3V\pi} \left(\frac{D t}{r^2} \right)^{3/2}.$$

Wir prüften durch Untersuchung der Abhängigkeit der berechneten Diffusionskoeffizienten von Kapillarendurchmesser (d) und Diffusionszeit t die Zuverlässigkeit der Methode, wobei gleichzeitig die Diffusionskonstante größerer Radiokolloidteilchen bestimmt werden sollte. Die Ergebnisse bei verschiedenen pH -Werten sind in Tab. 1 wiedergegeben.

pH	d (mm)	t (10 ³ sec)	I/I_0	D (10 ⁻⁸ cm ² sec ⁻¹)
5,85	1,5	85	0,333	0,95
5,85	2,0	102	0,398	0,97
6,00	1,5	63	0,321	1,31
6,00	1,5	95	0,276	1,01
6,00	2,0	61	0,329	2,03
6,00	2,0	92	0,273	1,58
6,15	1,5	42	0,656	0,52
6,15	2,0	269	0,257	0,57
6,15	2,5	93	0,617	0,55
6,55	1,5	50	0,712	0,30
6,55	2,0	71	0,678	0,39

Tab. 1. Diffusion großer Radiokolloidteilchen.

² J. S. ANDERSON u. K. SADDINGTON, J. Chem. Soc., Lond. 1949, 382.

³ J. CRANK, Mathematics of Diffusion, Clarendon Press, Oxford 1956, § 5.31.

* betrieben vom Schwedischen Atomforschungsrat.

¹ F. PANETH, Koll.-Z. 13, 297 [1913].