Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 2 (1929)
Heft: III

Vereinsnachrichten: Compte-rendu de la séance de la Société Suisse Physique
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.07.2025

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

Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

tenue à Soleure, le 4 mai 1929.

Président: Prof. A. Jaquerod (Neuchâtel).
Vice-président: Prof. H. Greinacher (Berne).
Secrétaire-Trésorier: H. Mügeli (Neuchâtel).

---

1. Partie administrative.

Le rapport administratif et les comptes de l'exercice 1928—29 sont acceptés.

L'assemblée prend les décisions suivantes:

1° Les demandes d'admission des membres collectifs (bibliothèques, laboratoires etc.) qui ne sont pas faites conformément à l'article 4 des statuts, devront être adressées au comité de la société, sur un formulaire imprimé, mis à la disposition des requérants par la maison E. Birkhäuser & Cie. à Bâle, éditeur des Helvetica Physica Acta.

2° La perception des cotisations qui, jusqu'à présent, se faisait à la fin de l'exercice, sera avancée de quelques mois chaque année jusqu'au moment où elle coïncidera avec le début de l'exercice.

3° Le tarif des tirages à part des comptes-rendus des séances publiés dans les H. P. A. devra faire l'objet d'une entente avec l'éditeur.

4° L'assemblée ne voit pas d'objections à la publication dans les H. P. A. d'un court résumé des conférences faites en avril dernier, par des professeurs étrangers, à la société de physique de Zürich.

Le prof. Aug. Hagenbach, ayant remplacé par intérim le rédacteur des H. P. A., présente un rapport sur la situation de notre périodique; il insiste auprès des directeurs d'instituts pour que tous les travaux exécutés dans nos établissements d'instruction supérieure soient publiés dans notre organe.

Ont été reçus:

a) comme membres ordinaires de la S. S. P.: MM. Everhard Bungartz (Frankfurt a. M.-Griesheim); Robert Fellinger

(Berlin-Wilmersdorf); Ernst Hochheim (Heidelberg); Hans König (Berne); N. A. V. Kolossowsky (Leningrad); Hans Küstner (Göttingen); Wolfgang Pauli (Zürich); P. Prior (Frankfurt a. M.); A. Smekal (Halle-Wittenberg); et Hans Staub (Bâle).

b) Comme membres collectifs: Laboratoire de physique de l'Université de Lausanne; Öffentliche Bibliothek der Universität Basel; Gesellschaft für Chemische Industrie (Ciba) in Basel; Bibliothek der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg; Universitäts-Sternwarte Berlin-Babelsberg in Neubabelsberg; Kungl. Tekniska Högskolans Bibliotek Stockholm.

Le nombre des membres est actuellement de 191.

2. Communications scientifiques.

Zur Berechnung des Temperaturverlaufes an den Elektroden einer nichtstationären Entladung

von V. Hartung und M. Wehrli (Basel).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta, Bd. 2, 1929.)

Die Temperaturschwankungen der Elektroden als Ursache der Hysterese von Entladungen und die Berechnung dynamischer Charakteristiken

von M. Wehrli und V. Hartung (Basel).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta, Bd. 2, 1929.)

Die dynamischen Charakteristiken einer Entladung zwischen Wolframelektroden in Neon

von A. Hagenbach und P. Bächtiger (Basel).

Eine Punktlampe von Philips mit Neon unbekannten Druckes gefüllt, mit Wolframkugelelektroden von 1,94 mm Durchmesser, 0,4 mm Stildicke und 11,7 mm Stillänge in einem Abstand von zirka 0,05 mm wurde mit Gleichstrom von 220 Volt betrieben. Dem Gleichstrom wurden Wechselströme von den Frequenzen 5, 50 und 370 an verschiedenen Stellen der Gleichstromkennlinie überlagert, wobei dafür gesorgt wurde, dass die Lampe nie erlosch, dass also der Nullpunkt von Strom nie unterschritten wurde.

Mit einem Kathodenstrahloszillographen wurde die dynamische Charakteristik, d. h. der Verlauf von Spannung U und Stromstärke I aufgenommen. Gleichzeitig wurden mit Drehspulinstrumenten die Mittelwerte von U und I des Gleich- und überlagerten Wechselstromes ermittelt.

Dabei stellte sich folgendes heraus: Für sehr kleine Frequenzen fallen die dynamischen Kennlinien mit der statischen zusammen. Bei mittleren Frequenzen umschreiben die Kennlinien Flächen (Bogenhysterese), die mit wachsender Frequenz immer schmäler werden und zugleich im Mittel einen steigenden Charakter annehmen. Bei grossen Frequenzen nähert sich die Hysteresisfläche einer Grenzlinie für $\nu = \infty$.

Die Theorie von WEHRLI und HARDUNG[1]) verlangt nun im

Isothermen der Entladung an Wolfram in Neon (Punktlampe).

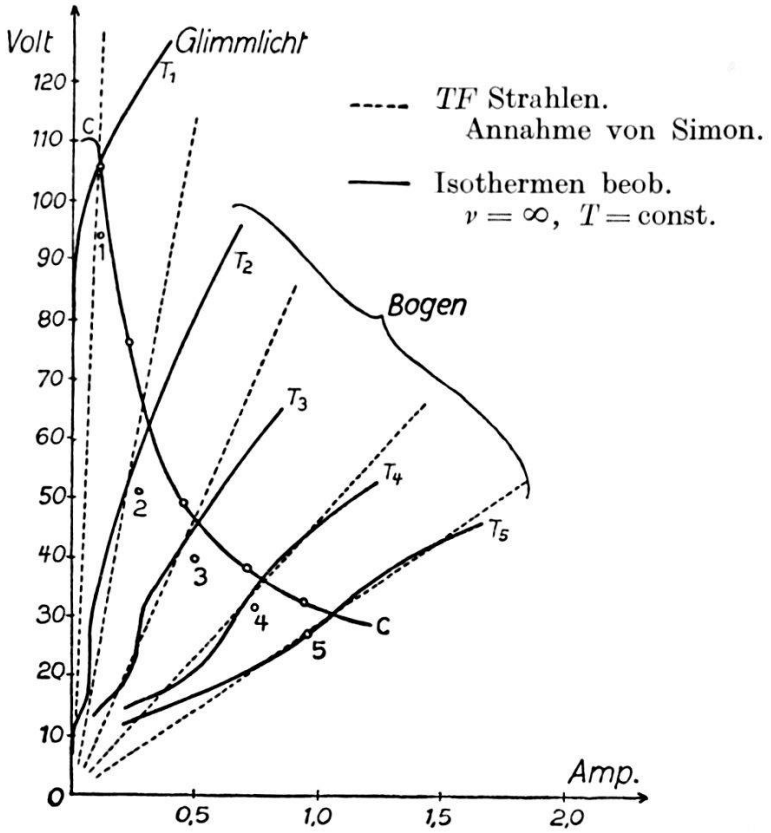


Fig. 1.

Gegensatz zu den bisherigen Messungen an Stabelektroden von H. SIMON und seinen Mitarbeitern, dass die dynamischen Charakteristiken für die hier verwendeten Kugelelektroden schon bei der Frequenz 50 steigend sind und bei 500 die Grenzkurve erreicht haben. Diese Forderung wird experimentell bestätigt. Der Übergang vom fallenden zum steigenden Charakter findet ungefähr bei der Frequenz 5 statt. Bei 50 ist die umschriebene Fläche noch recht beträchtlich, bei 370 aber ist die Grenzkurve bei kleinen Stromstärken schon erreicht, während bei grossen Stromstärken die Flächen noch wenige Volt breit sind.

---

[1]) M. WEHRLI und V. HARDUNG, Helv. Phys. Acta **2**, 115, 1929.

Nach WEHRLI und HARDUNG wird für jede beliebige Kurvenform des überlagerten Wechselstromes die Temperatur für Anode und Kathode konstant (massgebend ist meistens nur die Temperatur der Kathode), d. h. die Grenzkurve ist eine Kurve konstanter Elektrodentemperatur, eine Isotherme. Aus unsern Kurven für Frequenz 370 gelingt es leicht, die Grenzkurven bis auf $\pm$ 3 Volt aufzuzeichnen. In Fig. 1 ist die Isothermenschar für die Temperaturen T_1 $T_2 \ldots T_5$ zu sehen. Die erste gehört der Glimmentladung an, die vier andern dem Bogen. Die statische Charakteristik ist C—C. Die Punkte 1—5 sind die galvanometrischen Mittelwerte von Strom und Spannung der dynamischen Kennlinie (Gleichstrom plus überlagerter Wechselstrom). Sie liegen tiefer als die statische, da infolge der steigenden Charakteristik vom Wechselstrom Leistung an den Bogen abgegeben wird.

Nach der SIMONschen Theorie sollten diese Isothermen durch den Nullpunkt gehende Gerade sein, die sogenannten TF-Strahlen, wobei T die Temperatur und F die heisse Fläche der Kathode ist, da ja bei unsern Versuchen der Kathodenfleck (Kugeloberfläche) konstante Temperatur besitzt.

Unsere Kurven sind aber keine Geraden, sondern, wie schon WEHRLI und HARDUNG vermuten, ähnliche Kurven wie die von H. KÖNIG[1]) gemessenen statischen Kennlinien an fremd geheizten Glühkathoden in dichten Gasen. Aus Kurve T_2 (Fig. 1) ersieht man am besten den vollständig analogen Verlauf.

Sur l'interprétation de la variabilité de la résistance ohmique avec la fréquence[2])

par ALB. PERRIER (Lausanne).

On sait que le bismuth, et à un moindre degré l'antimoine et le tellure, dégagent en courant alternatif une chaleur Joule inférieure à la vapeur correspondante en courant continu: l'effet s'accroît avec la fréquence («Wechselstrom-Gleichstromeffekt» de P. LENARD[3]).

---

[1]) H. KÖNIG, Helv. Phys. Acta I, 277, 1928.

[2]) No. XVII prés. aussi à la Soc. vaud. sc. nat., séance du 6 mars 1929, mais non publiée au Bull. de cette société.

[3]) Pour bibliographie, voir p. ex.: K. BAEDEKER, «Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern», Vieweg, Braunschweig 1911, ou L. L. CAMPBELL, «Galvanomagnetic and Thermomagnetic Phenomenons», Longmans, Green & Co., London et New York, 1923.

L'auteur voit dans ces phénomènes une manifestation directe de l'existence des actions électromotrices intérieures, qui appartiennent aux notions fondamentales de sa théorie de la conduction métallique.[1]) Il se représente, dans le bismuth comme dans d'autres métaux, un courant électrique comme résultant de l'action directe du champ $\mathfrak{E}$ sur les électrons durant leur libre parcours, et simultanément d'une dyssymétrie du mouvement moyen provoquée par les molécules elles-mêmes (autocourant des actions intérieures, polarisation ou autres).

Pour interpréter l'effet Lenard, on devra admettre que ces actions intérieures sont négatives, et qu'en outre elles sont affectées de *viscosité* (durée de «relaxation» très élevée, non pas hystérèse); en courant alternatif, l'autocourant qui leur est imputable est en retard sur le champ qui le provoque et elles ne se développent pas jusqu'à leur intensité normale; cela signifie en particulier qu'avec l'élévation de la fréquence, la fraction du courant relevant de l'action accélératrice directe de $\mathfrak{E}$ sur les électrons le long de leur *parcours libre* (ce qui ne postule pas nécessairement la liberté complète des électrons) prend une importance relative croissante.

Cette interprétation s'accorde avec les recherches faites sur l'effet Lenard, mais diffère des interprétations proposées lors de ces recherches par les points essentiels suivants:

Elle ne saurait être l'objet d'aucun rapprochement, même vague, avec l'action d'un condensateur. Cette dernière disparaît complétement en régime permanent (continu), tandis que celle qui est proposée ici est alors à son maximum.

Au surplus, même en attribuant au métal des constantes diélectriques tout à fait inusitées (de l'ordre de 1000) le calcul donne des énergies de déplacement (soit aussi des courants de déplacement) de valeurs absolument infimes en regard de celles qui seraient nécessaires (rapport de l'ordre de 10^{-16}).

Les manifestations observées de charges et de champs électriques résiduels ne sont que des conséquences indirectes des phénomènes proprement dits, lesquels peuvent se produire sans ces manifestations.

Les énergies absorbées et restituées par le conducteur durant une période du courant doivent prendre la forme calorifique. A chaque période, la température du conducteur doit osciller faiblement.

---

[1]) Voir p. ex.: Soc. suisse de physique, séances de Bâle, 2 et 3 septembre, 1927. Arch. Sc. phys. et nat. (5), t. IX, p. 347 et suiv. Aussi notes diverses au Bull. Soc. vaud. sc. nat., dès 1926.

On indique encore dans quel sens les notions ici introduites suggèrent des expériences nouvelles pour que celles-ci soient concluantes (décharges en court circuit, études oscillographiques, courants de différentes densités).

Sur une modification générale de la théorie de la conduction calorifique et les écarts à la loi de Wiedemann et Franz [1])

par Albert Perrier, Lausanne.

Ce travail applique la théorie des flux d'énergie longitudinaux de l'auteur (courants électrocaloriques) à la conduction calorifique.[2])

Le point de départ est toujours très général. Seule est postulée l'hypothèse que la conduction calorifique est attribuable essentiellement aux mêmes électrons que la conduction électrique, quel que soit le type de liaison admis par ailleurs entre l'agitation thermique des molécules et l'énergie des électrons de transport.

L'auteur montre alors qu'*il faut faire entrer en ligne de compte le gradient de potentiel thermoélectrique.* Celui-là provoque entre l'énergie des électrons «montants» et celle des électrons «descendants» une différence ne dépendant pas directement de l'agitation thermique; la conclusion qualitative est alors: *Tout se passe comme si, au flux de chaleur proprement dit (de l'énergie électronique fonction immédiate de la température), se superposait un autre flux d'énergie qui a le même sens que lui lorsque le gradient de potentiel thermoélectrique est de même signe que le gradient thermique (type fer) et inversément (type cuivre).*

Dans la première alternative, la conductibilité mesurée doit être plus forte que ne le font prévoir les théories jusqu'ici considérées et inversément. Ce flux d'énergie supplémentaire est étroitement apparenté aux courants électrocaloriques rappelés, mais il ne leur est pas identique. Son expression quantitative *dépend du mécanisme choisi pour la conduction électrique*; elle peut être calculée directement, dès que ce mécanisme est précisé, *mais en tout état de cause elle est en première approximation proportionnelle à la force électromotrice thermoélectrique par degré* du métal consi-

---

[1]) Note XVIII prés. à la Soc. vaud. sc. nat., séance du 6 mars 1929, mais non publiée au Bull. de cette société.

[2]) Voir en particulier Bull. Soc. vaud. sc. nat. **56**, p. 129 (séance du 3 mars 1926; **56**, p. 645, séance du 6 juillet 1927), et aussi Soc. suisse de phys., séances de Bâle, 2 et 3 septembre 1927 (Arch. Sc. phys. et nat. [5], IX, p. 347, puis séances de Lausanne des 31 août et 1er septembre 1928; Helv. Phys. Acta I (1928).

déré (coefficient η, que l'on égale souvent au coefficient σ de l'effet Thomson ou à la chaleur «spécifique d'électricité»).

En s'adressant par exemple à la théorie classique du gaz d'électrons libres en équilibre thermique avec les molécules, on établit pour le coefficient k de conduction calorifique, la valeur:

$$k = \frac{1}{3} n l u \left[\frac{\partial W}{\partial t} - \eta e \right]$$

si l'on désigne par e, u, W, l respectivement la charge élémentaire la vitesse, l'énergie cinétique et le libre parcours moyens de l'électron à t^0, par n le nombre d'électrons libres par unité de volume.

Pour apprécier la fécondité de ces considérations, bornons-nous à l'interprétation des fluctuations de la valeur numérique du rapport:

$$\frac{k}{\lambda T} \quad (\lambda = \text{conductibilité électrique}),$$

laquelle, d'après la théorie classique des électrons, devrait être une *constante universelle* (Wiedemann et Franz). Dans la présente théorie, ce rapport se tire de l'équation

$$\frac{k}{\lambda} = \frac{4}{3} \cdot \frac{W}{e^2} \cdot \left[\frac{\partial W}{\partial t} - \eta e \right]$$

il n'est donc plus une constante universelle, même si l'on attribue à W la valeur d'équipartition; il dépendra même de la température pour une substance déterminée.

Expérimentalement, les différents métaux ont fourni des quatients plus ou moins rapprochés de la valeur $2{,}4 \,.\, 10^8$ C. G. S. em: le fer, le nickel par excès, l'argent, le cadmium, le cuivre, l'étain, le zinc, l'aluminium par défaut. Or, les premiers métaux accusent précisément un coefficient thermoélectrique η *négatif*, les autres un coefficient *positif*, et il se trouve que le plomb, dont l'effet Thomson est *sensiblement nul*, donne justement un quotient de Wiedemann-Franz égal à la valeur moyenne ci-dessus, de plus sensiblement indépendant de la température.

Cette concordance qualitative constatée, il apparaît indispensable d'examiner l'ordre numérique des modifications prévues.

Plaçons-nous toujours dans la théorie la plus simple des électrons libres et attribuons à $\frac{\partial W}{\partial t}$ la valeur d'équipartition $2{,}03 \,.\, 10^{-16}$ C. G. S.

Considérons le cas du fer et prenons pour valeur moyenne de $\eta - 8 \,.\, 10^{-8}$ volt/degré. La valeur expérimentale du rapport

de WIEDEMANN-FRANZ, soit $2{,}9 \,.\, 10^{-8}$ vers 20^0 doit alors être réduite à $2{,}7 \,.\, 10^{-8}$ pour correspondre au flux calorifique pur. Pour d'autres métaux, on trouve des modifications comparables, donc tout à fait de l'ordre désirable.

Poursuivre plus loin les comparaisons numériques serait oiseux: d'une part en effet, des autres formes de théories de la conduction métallique pourront conduire à des nombres sensiblement différents, et de l'autre surtout, le pouvoir thermoélectrique, élément fondamental, est fort mal connu.[1])

D'autres publications préciseront davantage et indiqueront les conséquences des mêmes notions dans d'autres formes de théories. Il sera montré en particulier comment on peut prévoir l'apparition possible dans la conductibilité calorifique de termes dépendant du gradient thermique.

En tout état de cause, l'auteur pense qu'*aucune théorie de la conduction calorifique des métaux ne saurait plus être complétement indépendante du pouvoir thermoélectrique.*

Über Scheitelspannungs-Messungen mittelst röhrengleichgerichtetem Kondensatorstrom[2])

von HANS KÖNIG (Bern).

Fig. 1 gibt das Schaltbild des Scheitelwert-Messverfahrens von CHUBB und FORTESCUE in der Ausführungsform, welche ihm von der Firma E. Haefely & Co., Basel, gegeben worden ist.

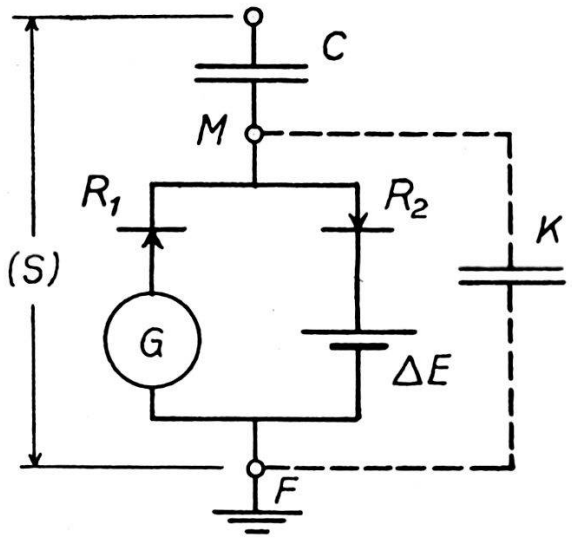


Fig. 1.

[1]) Dans l'exemple du fer, les données expérimentales oscillent plus que du simple au double; pour tel élément, le signe même est douteux. A ce sujet, le cas du bismuth sera discuté dans une publication plus détaillée.

[2]) Erscheint ausführlich als Dissertation.

(R_1 und R_2 Ventilröhren, G Galvanometer, ΔE Kompensationsbatterie zur Unterdrückung eines Kurzschlusstromes im Kreis $R_1 R_2 \Delta E G$, ν Frequenz.) Aus dem mittleren Gleichstrom I berechnet sich der Scheitelwert S einer symmetrischen Spannung zu

$$S = \frac{I}{2 \nu C}.$$

Der Gleichrichter ist auch bei Hochspannung, wo das Verfahren meines Wissens bisher allein Verwendung gefunden hat, eine nicht zu unterschätzende Fehlerquelle, da dort die Schaltkapazität K zwischen M und F oft erhebliche Werte annimmt.

Trägt man nun I in Funktion von ΔE für verschiedene K graphisch auf, so erhält man, in Übereinstimmung mit der sich auf ideale Ventile stützenden Theorie, ein Geradenbüschel mit meist gut definiertem Scheitel, dessen Ordinate, wie unter Benutzung einer empfindlichen Brückenschaltung durch Vergleich mit einem mechanischen Gleichrichter nachgewiesen werden konnte, mit dem Sollwert nahe übereinstimmt. Der bleibende Fehler des Röhren-Gleichrichters beträgt bei mässig verzerrter Spannung unter geeigneten Messbedingungen bei Hochspannung weniger als $\frac{1}{2}$‰ (nachgewiesen bis 150 kV), bei 100 V ca. 1‰, bei 10 V ca. 1%.

Es ist bekannt, dass bei Spannungskurven mit Zwischenscheiteln (und dementsprechend mehr als zwei Nulldurchgängen des Stromes) die Angaben von G viel zu hoch ausfallen. Durch geeignete Handhabung von ΔE und K lassen sich 1. das Vorhandensein von Zwischenscheiteln ohne Beiziehung eines Oscillographen leicht feststellen und 2. der Fehler fast völlig beseitigen. Das Anwendungsgebiet des Verfahrens ist demnach hinsichtlich Spannung und Kurvenform praktisch uneingeschränkt.

Die oben erwähnten Geraden der $(I, \Delta E)$-Ebene können ferner zu einer frequenz-unabhängigen Messung herangezogen werden. Aus zwei Messungen (I_1, $\Delta_1 E$ und I_2, $\Delta_2 E$) bei konstant gehaltener Spannung und (unbekannter) Frequenz lässt sich S berechnen.

Vorstehende Ausführungen beziehen sich auf technische Frequenzen und auf gleichstrom-geheizte Röhren bzw. solche mit *indirekter* Wechselstromheizung.

Röntgenographische Bestimmung der freien Elektronen in Lithiummetall

von B. Arakatsu und P. Scherrer (Zürich).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta).

Über das Raumgitter von Gips

von J. Cabrera, J. Palacios und P. Scherrer.

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta.)

Einige Versuche über den Raman-Effekt an Flüssigkeiten

von R. Bär (Zürich).

Zu den Versuchen über den sog. Raman-Effekt werden gewöhnlich zwei Methoden verwendet: erstens die von Raman selbst angewendete, die schon immer bei der Untersuchung des Tyndall-Effektes üblich war, dass nämlich mit Linsen ein Lichtstrahl durch die zerstreuende Substanz hindurchgeschickt und senkrecht dazu beobachtet wird; und zweitens die von Wood angegebene, dass die bei solchen Versuchen gewöhnlich verwendete Quecksilberlampe parallel zum Rohr mit der zerstreuenden Substanz und möglichst nahe bei demselben aufgestellt wird, sodass auch schon ohne Zuhilfenahme von Linsen eine intensive Durchstrahlung der Substanz stattfindet. Beobachtet wird dann das in der Richtung der Rohrachse austretende Licht. Da nun ein sehr grosses Volumen der zerstreuenden Substanz Licht in den Spektrographen einstrahlt, hat diese Methode den Vorteil der sehr viel grössern Lichtstärke für sich, dagegen haftet ihr der Nachteil an, dass die Verwendung von Filtern schwieriger ist als bei der Ramanschen Beobachtungsweise. Auch lassen sich mit der Woodschen Anordnung keine Untersuchungen mit polarisiertem eingestrahlten Licht ausführen.

Man kann nun die Vorteile beider Methoden leicht vereinigen, indem man in der Richtung des einfallenden Lichtstrahls beobachtet. Man verwendet dann als Zerstreuungsgefäss ein Glasrohr von ca. 50 bis 100 cm Länge und ca. 2 bis 3 cm Durchmesser, das am einen Ende nach Wood aufwärts abgebogen ist und das am andern Ende durch ein planes Fenster abgeschlossen wird. Durch dieses Fenster lässt man das Licht einer Hg-Lampe in Richtung der Rohrachse einfallen, indem man durch eine Kondensorlinse ein Bild der Lampe ungefähr an der Stelle des Fensters entwirft. Indem man noch Lampe und Linse ein wenig parallel zur Rohrachse verschiebt, erreicht man es, dass der Lichtstrahl nur durch die eine Hälfte des Fensters geht und doch das Rohr angenähert parallel zur Achse durchläuft. Unmittelbar vor diejenige Fensterhälfte, die vom Lichtstrahl nicht getroffen wird, stellt man nun einen Spiegel, der unter 45^0 gegen das Fenster geneigt ist, sodass man durch denselben in der Richtung des das Raman-Gefäss durchsetzenden Lichtstrahls blicken kann. Vor dem Spiegel wird

dann der Spektralapparat aufgestellt. Natürlich sind die Stellungen von Lichtquelle und Spektrograph vertauschbar. Diese Versuchsanordnung ist so lichtstark, dass ebenso wie bei der Woodschen Anordnung z. B. bei der Zerstreuung von Hg-Bogenlicht an Benzol einzelne besonders starke Raman-Linien schon mit dem Auge wahrnehmbar sind. Die grosse Intensität rührt daher, dass erstens ein sehr grosses Volumen der durchstrahlten Substanz Licht in den Spektralapparat sendet, und dass zweitens das Tyndall- und daher wahrscheinlich auch das Raman-Licht in der Richtung des Lichtstrahls die doppelte Intensität haben als senkrecht dazu. Ferner lassen sich nun ohne weiteres zwischen Hg-Lampe und Raman-Gefäss und zwischen Raman-Gefäss und Spektrograph Filter oder Nicols einsetzen.

Da die Richtung, in welcher das Raman-Licht hier beobachtet wird, von der bisher üblichen um 90^0 abweicht, wurden die Ramanspektren von Benzol und Tetrachlorkohlenstoff nach dieser Methode aufgenommen und mit den nach der Woodschen Methode erhaltenen verglichen. Es konnten aber weder neue Linien gefunden noch in der relativen Intensität der einzelnen Raman-Linien untereinander irgendwelche Unterschiede festgestellt werden. Man muss also schliessen, dass innerhalb der allerdings nicht grossen Genauigkeit die Abhängigkeit der ausgestrahlten Intensität von dem Winkel, den die Beobachtungsrichtung mit der Richtung des einfallenden Lichtstrahls bildet, für alle Raman-Linien die gleiche ist.

Es wurden weiter Versuche mit polarisiertem Licht an Benzol angestellt. Hier besteht insofern ein Unterschied der beschriebenen Versuchsanordnung gegenüber der üblichen, als das Tyndall-Licht, wenn unpolarisiertes Licht eingestrahlt wird, bei Beobachtung parallel zum Lichtstrahl ebenfalls unpolarisiert ist, sodass man, um polarisiertes Tyndall-Licht zu erhalten, schon polarisiertes Licht einstrahlen muss, während bei Beobachtung senkrecht zum Strahlengang die zerstreuende Substanz selbst als Polarisator wirkt. Trotzdem stimmten auch hier die Versuchsergebnisse mit den schon bekannten überein.

Auf manchen der Raman-Spektrogramme ist ausser den scharfen Raman-Linien noch ein kontinuierlicher Grund sichtbar, welcher als Fluoreszenzlicht der bestrahlten Flüssigkeit angesprochen wird, obgleich dies experimentell nicht sichergestellt ist. Man kann aber leicht zwischen Raman-Licht und Fluoreszenz unterscheiden, wenn man durch Einschaltung passender Filter in den Strahlengang die erregende Linie feststellt. Berechnet man dann noch die Frequenzdifferenz zwischen dieser Linie und

dem reemittierten Licht, so muss, wenn es sich um Raman-Effekt handelt, in derselben Entfernung von jeder eingestrahlten Linie ein solcher kontinuierlicher Grund vorhanden sein, während er bei Fluoreszenzlicht für die andern erregenden Linien fehlt.

Auf diese Weise wurde der bei Bestrahlung von reinem, d. h. dem im Handel erhältlichen sog. Thiophen-freien Benzol mit Hg-Licht zwischen 4300 und 4900 Å-E entstehende kontinuierliche Grund näher untersucht, weil derselbe bei Verwendung der in diesem Gebiet besonders empfindlichen Imperial-Eclipse-Platten leicht nachweisbar ist. Wenn man nun ein Aeskulinglas, das die Linie 4047 Å-E stark, die Linie 4358 Å-E dagegen fast gar nicht schwächt, zwischen Hg-Lampe und RamanGefäss einschaltet, so verschwindet auch der Grund fast vollständig. Gleichzeitig verschwindet auch die Raman-Linie bei 4619 Å-E, welche mit einem $\Delta\nu = 3059$ cm^{-1} durch die Linie 4047 Å-E erregt wird. Nun sieht man sofort, dass das Kontinuum Fluoreszenzlicht sein muss. Wäre dasselbe nämlich Raman-Licht, so müsste auch die Linie 4358 Å-E einen solchen kontinuierlichen Grund erzeugen, genau so wie sie zu einer Raman-Linie, die einem $\Delta\nu = 3059$ cm^{-1} entspricht, Anlass gibt. Diese Linie liegt bei 5031 Å-E. Dies ist aber gerade eine Stelle, wo im Benzolspektrum keine Spur von einem Kontinuum zu bemerken ist, während die Raman-Linie 4619 Å-E mitten im kontinuierlichen Licht liegt.

Sur un point singulier du fer

par A. Jaquerod et S. Gagnebin (Neuchâtel).

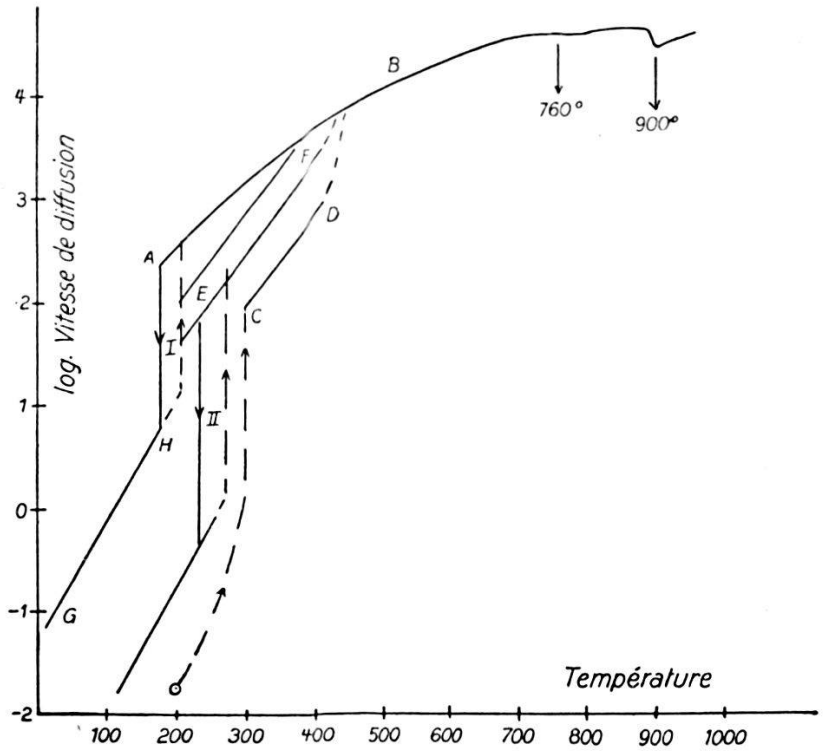
Dans diverses communications à la Société suisse de Physique[1]), nous avons déjà attiré l'attention sur le fait que la diffusion de l'hydrogène à travers le nickel et le fer permet de constater l'existence des points singuliers. En portant sur un graphique le log. de la vitesse de diffusion en fonction de la température, on obtient une courbe peu incurvée, ou des segments de droite, qui présentent des accidents au point de Curie, et au point β-γ pour le fer.

Nous nous sommes attachés, durant ces derniers temps, à l'étude d'un point singulier du fer encore inconnu à ce que nous croyons, et qui présente un caractère très particulier. La figure ci-contre en rend compte. Elle montre tout d'abord un léger accident dans la courbe supérieure, au point de Curie (760°); puis

[1]) Archives de Genève (V) 8, p. 134 et 274 (1926) et Helv. Phys. Acta 1 p. 465 (1928).

au point β-γ (900°) un accident beaucoup plus prononcé: la diffusion au lieu d'augmenter à température croissante, *diminue*, passe par un minimum situé très près de 900°, pour augmenter ensuite normalement. Il est intéressant de noter que cet accident bien marqué coïncide avec le changement de réseau cristallin, le fer passant à 900° du système cube-centré au système à face centrée.

Notre attention a été particulièrement attirée par le fait qu'au-dessous de 500° le phénomène présente une forte hysté-



resis, c'est-à-dire que la vitesse de diffusion cesse d'être nettement définie en fonction de la température. Entre 180° et 300°, il fut impossible d'obtenir, au début, des résultats cohérents; la vitesse pouvait varier, suivant le traitement antérieur, dans le rapport de 1 à 1000 ou même davantage, pour une même température. Avec beaucoup de peine, et de très nombreuses mesures, nous sommes parvenus à débrouiller partiellement le phénomène. Voici ce que nous croyons pouvoir affirmer aujourd'hui:

Il existe deux cycles, I et II, aux températures de 180° et 250° environ. Dans des conditions encore mal définies, si l'on se trouve sur la courbe supérieure, AB, on peut descendre jusqu'à 200° environ, en observant une forte vitesse de diffusion (300 mm³ à l'heure). Puis, très brusquement, la vitesse diminue et tombe à 1 mm³ à l'heure, pour 180°, vitesse qui peut être

atteinte en quelques heures. En élevant la température, la vitesse suit la courbe pointillée qui ferme le cycle I et l'on retrouve la vitesse initiale.

Si le fer a été chauffé en présence de l'hydrogène au-dessus de 900° et qu'on le refroidisse vers 250° en 5 ou 6 heures, on tombe sur le cycle II: nouvelle chute de la vitesse de diffusion, vers 230° cette fois, au moins aussi considérable que la première; partant de plus bas, elle aboutit plus bas encore jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0,03 mm^3 à l'heure, tout juste encore mesurables avec la méthode que nous employons. En chauffant vers 260° à 280°, le cycle se ferme par la courbe pointillée. Mais en général on tombe sur un point quelconque entre la droite CD et la courbe supérieure, et les points ultérieurs viennent se placer sur une droite telle que EF, parallèle à CD, où ils s'alignent très exactement.

Nous n'avons pas encore trouvé un chemin sûr pour remonter sur la courbe supérieure, et n'y sommes parvenus jusqu'ici que deux ou trois fois, par hasard. Tout à coup, en maintenant durant plusieurs jours la température entre 300° et 350° environ, le point représentatif de la vitesse de diffusion monte pour s'arrêter parfois en route, et parfois se fixer sur la courbe AB.

Notons pour terminer qu'aux températures inférieures à 100°, la vitesse de diffusion est mesurable si l'on vient du cycle I (courbe GH), et non mesurable parceque trop faible si l'on descend par le cycle II. Il semble donc qu'il y ait vers les températures ordinaires deux états du fer, l'un relativement perméable, l'autre pratiquement imperméable à l'hydrogène. On notera l'amplitude formidable du phénomène en constatant qu'à 200°, le log. de la vitesse de diffusion peut être, suivant les conditions, égal à $-1,7$ ou à 2,5, ce qui représente une variation supérieure au rapport de 1 à 10.000.

Il est probable que l'existence de ce point singulier se manifeste dans d'autres propriétés physiques du fer; cette question est actuellement à l'étude au laboratoire de physique de Neuchâtel.

On pourrait peut-être rapprocher les faits que nous avons observés de ceux constatés par R. Forrer dans l'étude du magnétisme rémanent (voir C. R. 183, p. 121 et 738 (1926)). Cet auteur admet aussi l'existence de deux états du fer, stables à la température ordinaire.

Zur Frage des Ausdehnungskoeffizienten der nationalen Meterprototype

von **E. König** und **F. Buchmüller.**

(Mitteilung des Eidg. Amtes für Mass und Gewicht in Bern.)

(21. V. 29.)

Inhalt: Mit grösster Wahrscheinlichkeit liegen allfällige Differenzen in den Ausdehnungskoeffizienten der grossen Serie der nationalen Meterprototype innerhalb der erreichbaren absoluten Präzision mit der Komparatormethode. Die von der I. Generalkonferenz über Mass und Gewicht in Paris im Jahre 1889 sanktionierten Certifikate bedürfen daher einer Berichtigung. Die vorliegende Arbeit versucht, einen Beitrag zur Festsetzung eines der Wahrheit möglichst nahe kommenden Mittelwertes zu liefern.

I. Einleitung.

Gemäss Art. 5 des Bundesgesetzes über Mass und Gewicht vom 24. Juni 1909 wird die Längeneinheit wie folgt festgesetzt:

„Die Einheit der Länge ist der Meter. Er ist bestimmt durch die Länge bei 0^0 des internationalen Prototyps M, welches durch die internationale Generalkonferenz für Mass und Gewicht vom Jahre 1889 als solches sanktioniert wurde und im internationalen Bureau für Mass und Gewicht in Sèvres aufbewahrt wird.

Das schweizerische Urmass des Meters ist die Kopie Nr. 2 des internationalen Prototyps, welches, wie dieses, aus einer Legierung aus 90% Platin und 10% Iridium besteht und auf dem eidgenössischen Amt für Mass und Gewicht aufbewahrt wird. Die Länge dieses Urmasses ist festgestellt durch das Certifikat des internationalen Bureaus für Mass und Gewicht."

Nach dem genannten Certifikat vom 28. September 1889 beträgt gemäss den Messungen der HH. R. Benoît und Ch. Guillaume der Abstand der Mittelstriche bei 0^0: 1 m $-1{,}5\ \mu \pm 0{,}1\ \mu$. Der Temperaturkoeffizient zwischen 0,1 und 37,6 Grad wurde