Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 115 (1934)

Vereinsnachrichten: Sektion für Physik

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: 07.07.2025

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

2. Sektion für Physik

Sitzung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Freitag und Samstag, 7. und 8. September 1934

Präsident: Prof. Dr A. Perrier (Lausanne)
Aktuar: P. D. Dr. R. Sänger (Zürich)

1. W. Druey (E. T. H. Zürich). — *Zur Dynamik der Gasentladungen.*

Es wird über Messungen des Stromverlaufes beim Übergang einer Townsendentladung in die Glimmentladung berichtet. Bei hohen Vorschaltwiderständen spielen selbst die kleinen Eigenkapazitäten der Schaltanordnung eine ausschlaggebende Rolle. Der Ionenstrom führt unter Umständen eine abklingende Schwingung aus bis er schliesslich seinen stationären Endwert erreicht. Da die Kurven Punkt für Punkt durch Wiederholen des Vorganges aufgenommen werden müssen, ist für absolute Reproduzierbarkeit zu sorgen. Das Entladegefäss wurde ausgeheizt, die Elektroden ausgeglüht und spektralreines Gas verwendet. Zur Erklärung des Mechanismus der Ionenvorgänge ist die Beachtung des Aufbaues der Entladung quer zur Stromrichtung unumgänglich notwendig.

2. M. Wehrli (Basel). — *Zur Intensitätsverteilung in Bandenspektren.*

In einem zweiatomigen Molekül führen die beiden Kerne Schwingungen um eine Gleichgewichtslage aus. Wegen der grossen Kernmassen sind die der Kernbewegung zugeordneten de Brogliewellen meistens klein. Sie verwischen infolge der Ungenauigkeitsrelationen, und man kann deshalb im allgemeinen die Kernbewegung weitgehend nach den klassischen Vorstellungen als Bewegung eines Massenpunktes behandeln.

Es wird von einem Effekte berichtet, bei dem diese Behandlung versagt, und man zur Erklärung der beobachteten Intensitätsverteilung vielmehr die Wellenfunktionen der Kernbewegung gemäss der Wellenmechanik einführen muss. Dieser Fall liegt dann vor, wenn die Abstände der Gleichgewichtslagen der Kerne vor und nach der Absorption oder Emission eines Bandenspektrums miteinander übereinstimmen, die zugehörigen Kernschwingungsfrequenzen dagegen verschieden sind. Experimentell ist obiger Effekt zuerst beim *GaJ*-Molekül festgestellt worden. Er wird theoretisch näher begründet und an Hand neuer Absorptionsaufnahmen mit einem 3 m Gitterspektrographen[1] am *InJ* besonders deutlich nachgewiesen.

[1] *M. Wehrli*, Helv. Phys. Acta 7, 611, 1934.

3. W. Johner und E. Stahel (Brüssel). — *Über die zeitliche Aufeinanderfolge der α- und γ-Strahlung des Radiums.*

Die Frage nach der zeitlichen Aufeinanderfolge der α-oder β-Strahlung und der sie begleitenden γ-Strahlung ist für die Theorie der radioaktiven Prozesse von grosser Wichtigkeit.

Meitner hat zuerst gezeigt, dass bei *Rd-Ac* die γ-Strahlung erst nach dem Zerfall ausgesandt wird; seither wurde dasselbe für *AcX*, *RaB* und *RaC* bewiesen. Dieses Resultat wurde auf alle radioaktiven Elemente verallgemeinert.

Wir haben Messungen unternommen zur Entscheidung dieser Frage für die α- und γ-Strahlung des Radiums. Nach Untersuchungen von Debierne (C. R. 196, S. 770, 1933) wäre es möglich, dass hier die Verhältnisse anders liegen: die γ-Strahlung entsteht bei einer Art γ-Umwandlung, durch die das Radium sich in das sogenannte Neoradium verwandelt, welches dann erst unter Aussendung der α-Strahlung in die Emanation übergeht. Nach dieser Hypothese müsste also die γ-Strahlung der α-Strahlung zeitlich vorausgehen.

Folgende Überlegung zeigt einen Weg, wie die Frage experimentell entschieden werden kann.

Die innere Absorption der γ-Strahlung regt bekanntlich die charakteristischen Röntgenfluoreszenzstrahlungen des den γ-Strahl aussendenden Atoms an. Jenachdem nun die γ-Strahlung vor oder nach der radioaktiven Umwandlung ausgesandt wird, ist die Röntgenfluoreszenzstrahlung diejenige des unzerfallenen oder die des umgewandelten Atoms. Man kann nun durch Absorptionsmessungen in geeigneten Filtern entscheiden, welche von den beiden Fluoreszenzstrahlungen vorhanden ist. Als Filter eignen sich solche Elemente, deren Absorptionskante der *K*-Schale zwischen den Wellenlängen der beiden Strahlungen liegt, dann wird nämlich die härtere etwa 2,5 mal stärker absorbiert als die weichere. Dass die Fluoreszenzstrahlung nicht homogen ist bedingt zwar eine leichte Verwischung dieses Effektes, doch kann man sich im wesentlichen auf die intensive K_{α_1}-Linie beschränken.

Versuche nach dieser Methode sind im Gange. Als Messinstrument dient die schon beschriebene Ionisationskammer gefüllt mit Methyljodiddampf unter dem Sättigungsdruck von 1 Atm. bei 42°. (Journ. de Phys. 5, S. 97, 1934.) Als Filter wurden *Tl*, *Hg*, *Au* verwendet. Die K_{α_1}-Strahlung des *Ra* wird stark absorbiert von allen drei Filtern, diejenige des *Rn* jedoch stark nur von *Hg* und *Au*. Durch Vergleich der Absorption in diesen drei Filtern müsste also die Lösung der gestellten Frage möglich sein.

Vorläufige Versuche zeigen eine nahezu gleiche Absorption in allen drei Filtern. Weitere Messungen werden bald ein definitives Ergebnis liefern.

4. H. Sack (Brüssel). — *Die innere Reibung von Gasen im Magnetfeld.*

Kein Referat eingegangen.

5. H. Greinacher (Bern). — *Über einen hydraulischen Zähler für Elementarstrahlen und Photo-Elektronen.*

Kein Referat eingegangen.

6. Egon Bretscher (E. T. H. Zürich). — *Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Ionenkristallen.*

1. Die dielektrische Polarisation eines Ionenkristalles besteht aus zwei Anteilen: einem Beitrag der Elektronenverschiebung der einzelnen Ionen und der Verschiebung der Ionengitter als Ganzes. Der letztere Teil hängt mit der ultraroten Absorptionsstelle der Frequenz ω so zusammen: $\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{K}{\omega^2} \varrho$, wobei ε_0 den von der Elektronenverschiebung herrührenden Anteil der Dielektrizitätskonstanten bezeichnet.

2. Wenn die Temperatur des Kristalles erhöht wird, so sollte nach vorstehender Formel wegen der Dichteabnahme auch die D. K. abnehmen. Versuche zeigen, dass der Temperaturkoeffizient der D. K. aber positiv ist.

3. Die Ursache der Zunahme der D. K. liegt darin, dass wegen der Anharmonizität der Gitterschwingungen bei höherer Temperatur die mittlere Polarisierbarkeit des Gitters erhöht wird. Wenn man diesen Umstand durch eine der Mie-Grüneisenschen Theorie entnommene Beziehung berücksichtigt, so erhält man folgenden Ausdruck für den Temperaturkoeffizienten der D. K.:

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(n-1) - (\varepsilon_0 + 2)(\varepsilon_0 - 1)}{3\varepsilon} \alpha$$

wobei α den Ausdehnungskoeffizienten, n den im Potentialansatz von Born verwendeten Exponenten bedeutet.

4. Für NaCl ergibt sich experimentell für $\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT}$: $3 \cdot 8 \cdot 10^{-4}$, während theoretisch $2 \cdot 1\ 10^{-4}$ herauskommt. Die Ursache für den Unterschied zwischen dem berechneten und gemessenen Wert liegt im Umstand, dass bei höheren Temperaturen die Gitterschwingungen nicht mehr monochromatisch sind und an der ungenügenden Kenntnis der Wechselwirkungskräfte der Ionen.

5. Entsprechende Betrachtungen zeigen, dass die D. K. bei Anwendung eines Druckes abnehmen muss.

7. A. A. Rusterholz (E. T. H. Zürich). — *Anomalie der spezifischen Wärme von Seignettesalz.*

Das Seignettesalz (Na K-salz der Rechtsweinsäure) zeigt ein dielektrisches Verhalten, welches weitgehend analog ist dem magnetischen Verhalten ferromagnetischer Körper. Im Temperaturbereich von — 20° C bis + 25° C besitzen seine Dielektrizitätskonstanten überaus hohe Werte, bis 20 000 und mehr. Bei + 25° C fällt ihr Wert ziemlich rasch auf normale Grösse. Genauere Untersuchungen haben gezeigt, dass man, analog zum inneren Feld der Ferromagnetika, im Seignettesalz ein

inneres elektrisches Feld annehmen muss, welches die im Seignettesalz vorhandenen elektrischen Dipole richtet und dadurch eine hohe spontane elektrische Polarisierung erzeugt. Das innere Feld verschwindet bei + 25° C; diese Temperatur ist dementsprechend als Curiepunkt zu bezeichnen. Das Vorhandensein des inneren Feldes äussert sich 1. beim elektrokalorischen Effekt (P. Kobeko und J. Kurtschatov, Zeitschr. f. Phys. 66, 192, 1930); 2. beim Kerreffekt (H. Müller, Phys. Rev. 40, 1051, 1932); 3. bei der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens für Röntgenstrahlen (H. Staub, Helv. Phys. Acta 7, 480, 1934), und 4. durch eine Anomalie der spezifischen Wärme beim oberen Curiepunkt.

Die zuerst von Kobeko und Nelidow (Phys. Zeitschr. der Sowjetunion 1, 382, 1932) festgestellte Anomalie wurde nun mittels eines Vakuum-Differentialkalorimeters genauer untersucht. Die Messungen zeigen ein allmähliches Anwachsen der spezifischen Wärme über die normalen Werte, welches bei etwa 23° C einsetzt und bei 25,8° C ein Maximum von 5 cal/grad Mol erreicht. Innerhalb des Temperaturintervalles zwischen 25,8° und 26,0° C fällt dann die spezifische Wärme auf ihren normalen Wert von 104 cal/grad Mol herab. Aus dem Verlauf der zusätzlichen spezifischen Wärme lässt sich die „Entelektrisierungsarbeit" zu 2,1 cal/Mol bestimmen. Sie ergibt sich von der gleichen Grössenordnung wie der Wert, den man aus den Bestimmungen der Sättigungspolarisation von Oplatka (Phys. Zeitschr. 34, 296, 1933) und von Sawyer und Tower (Phys. Rev. 35, 269, 1930) unter Verwendung der von H. Müller (Phys. Rev. 43, 500, 1933) angegebenen Konstante des inneren Feldes erhält. Allerdings entsprechen diese Werte einer Grösse des inneren Feldes von 400 000 Volt/cm, im Gegensatz zu den Werten von 4 bis 10 $.10^6$ Volt/cm, welche man aus dem Kerreffekt und aus dem elektrokalorischen Effekt abschätzen kann. Die vorliegenden Messungen sprechen für kleinere Werte des inneren Feldes. Die hohen Werte verlangen eine Arbeit von 100 cal/Mol. Wollte man an ihnen festhalten, so müsste man einen gleichzeitigen Umwandlungsprozess in der Nähe des Curiepunktes annehmen, der uns den Rest von 98 cal/Mol liefern würde. Über seine Natur könnten wir heute aber nichts aussagen.

8. G. W. Pankow und P. Scherrer (E. T. H. Zürich). — *Anomalie der spezifischen Wärme von Lithium.*

Die spezifische Wärme der Elemente fällt mit abnehmender Temperatur vom Dulong-Petit'schen Werte 6 cal/grad grAtom nach Null. Dieser Abfall wird erfahrungsgemäss durch eine Debyefunktion gut wiedergegeben, falls es sich um einatomige, kubisch kristallisierende Stoffe handelt. Auffallenderweise zeigen die Atomwärmen von Diamant, Silicium, grauem Zinn und den Alkalimetallen Lithium, Natrium, Kalium, die alle im kubischen System kristallisieren, einen anomalen Temperaturverlauf. Die experimentellen C_v-Kurven lassen sich nicht durch eine Debyefunktion darstellen (F. Simon, Berl. Ber. 33, 477. 1926 und Erg. d. exakt. Naturw. 9, 260. 1930).

Simon sieht die Erklärung dieser Anomalie in der thermischen Erregung eines Quantensprunges derart, dass ausser der in Atomschwingungen umgesetzten Energie noch ein weiterer Wärmebetrag dem Gitter zugeführt werden muss, welcher zu irgend einer unbekannten inneratomaren Umwandlung verwendet wird. Den Beweis für die Existenz einer solchen Umwandlung sieht Simon darin, dass sich die experimentelle C_v-Kurve als Summe aus einer Debyefunktion nnd einer Schottky'schen Umlagerungsfunktion gut darstellen lässt. Dabei ergibt eine genaue Analyse des bisher vorliegenden Beobachtungsmaterials für Lithium, dass die für die Atomschwingungen charakteristische Temperatur Θ 510° beträgt, und die für den Quantensprung charakteristische Umwandlungstemperatur Θ_u zu 205° angenommen werden muss.

Es ist von grossem Interesse, mit einer anderen, von der Bestimmung der spezifischen Wärme unabhängigen Methode *unmittelbar* den Oszillationsanteil der Energie und damit die charakteristische Temperatur Θ zu bestimmen. Eine solche direkte Bestimmung der Atomgitterschwingungen ist möglich durch Messung der Temperaturabhängigkeit, der Intensität der Röntgeninterferenzen. Aus der Schwächung, welche diese Interferenzen mit zunehmender Temperatur erfahren, lässt sich ja die Amplitude der Atomschwingungen erschliessen und die charakteristische Temperatur Θ errechnen.

Wir haben solche Messungen an Lithium zwischen Zimmertemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft durchgeführt. Es ergibt sich das interessante Resultat, dass die gesamte dem Lithium zugeführte Energie sich in den Atomschwingungen wieder vorfindet. Es geht also die gesamte, dem Lithium zugeführte Wärme in Gitterschwingungen über und es ist (für Lithium wenigstens) nicht gerechtfertigt, aus der Anomalie der C_v-Kurve auf einen Quantensprung zu schliessen. Die charakteristische Temperatur, welche die mit Röntgenstrahlen ermittelten Gitterschwingungen kennzeichnet, ergibt sich aus diesen Intensitätmessungen zu $\Theta = 350°$. Dieser Wert liegt also viel niedriger als die zur Erklärung der anomalen C_v-Kurve von Simon benutzte charakteristische Temperatur $\Theta = 510°$. Es ist in dieser Hinsicht interessant, zu bemerken, dass sich aus der spezifischen Wärmekurve bei sehr tiefer Temperatur der Wert $\Theta = 370°$, aus der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes nach Grüneisen (E. Grüneisen, Ann. d. Phys. 16, 530. 1933) der Wert $\Theta = 363°$ ergibt. Beide Werte stimmen mit dem von uns aus Röntgeninterferenzen ermittelten Werte recht gut überein. Wir können also schliessen, dass die Abweichung der spezifischen Wärme vom theoretischen Verlauf auf Unzulänglichkeit der Theorie bei mittleren und höheren Temperaturen beruht.

9. R. David (E. T. H. Zürich). — *Dielektrische Untersuchungen an Seignette-Salz-Kristallen.*

Die Ladung auf einem Seignette-Salz-Kondensator, dessen Belegungen senkrecht zur kristallographischen a-Axe angebracht sind, wird als Funk-

tion der Feldstärke nach der Methode von Madelung[1] und Sawyer und Tower[2] mit Wechselspannung von 50 Per/sec mit einer Braunschen Röhre aufgenommen. Die Kurven zeigen die bekannte Hysteresis und Sättigung wie Magnetisierungskurven. Bei einer Feldstärke unterhalb 60 V/cm verschwindet die Hysteresis; der Seignette-Salz-Kristall verhält sich wie ein normaler Kondensator mit einer Dielektrizitätskonstanten von 400, während diese für Feldstärken von 100 ... 200 V/cm etwa 18,000 beträgt. Die kleine Dielektrizitätskonstante scheint wie bei den ferromagnetischen Stoffen durch reversible „Wandverschiebungsprozesse“[3] gedeutet werden zu können.

Wird der Kristall unter 45° zur *b*- und *c*-Axe gedrückt, so stellt sich die elektrische Polarisation in die Richtung der *a*-Axe (Piezoeffekt). Die Einstellung der für die Polarisation verantwortlichen elektrischen Dipole durch die elastische Verzerrung ist so stark, dass auch bei grösseren Feldern als 60 V/cm, bei denen beim freien Kristall Sättigung auftritt, noch keine Hysteresis und Sättigung bemerkbar ist. Der Seignette-Salz-Kristall verhält sich wie bei kleinen Feldstärken. Die Dielektrizitätskonstante nimmt mit dem Druck ab. Die Werte der Dielektrizitätskonstanten ε sind für verschiedene Drucke σ (in kg/cm²) die folgenden:

σ	ε
4,75	265
17,7	203
32,5	155

Ist die elastische Verzerrung stark inhomogen, was z. B. durch einseitiges Drücken des Seignette-Salz-Quaders erreicht werden kann, so erhält man eine stark unsymmetrisch Hysteresiskurve mit Einschnürungen. Darin wird der *Beweis* erblickt, dass die von Valasek[4] und A.[5] beobachtete Unsymmetrie der Hysteresisschleife auf inneren Spannungen der Kristalle beruht.

10. André Mercier (Genève). — *Application des nombres de Clifford à l'établissement du theorème de relativité de Lorentz.*

Les nombres de Clifford se définissent à partir d'unités fondamentales Γ_i soumises aux conditions suivantes:

$$\Gamma_i \Gamma_j + \Gamma_j \Gamma_i = 0,$$
$$\Gamma_i^2 = 1.$$

Dans une multiplicité à quatre dimensions, un vecteur s'écrit

$$V = v_1 \Gamma_1 + v_2 \Gamma_2 + v_3 \Gamma_3 + v_4 \Gamma_4,$$

[1] Madelung. Phys. Z. Bd. 8, 1907, S. 72.
[2] Sawyer and Tower. Phys. Rev. vol. 35, 1930, p. 269.
[3] Becker. Phys Z. Bd. 33, 1932, S. 905.
[4] Valasek. Phys. Rev. vol. 17, 1921, p 475.
[5] Oplatka. Phys. Z. Bd. 34, 1933, S. 296.

et un bivecteur

$$B = b_{23}\Gamma_2\Gamma_3 + b_{31}\Gamma_3\Gamma_1 + b_{12}\Gamma_1\Gamma_2 + b_{14}\Gamma_1\Gamma_4 + b_{24}\Gamma_2\Gamma_4 + b_{34}\Gamma_3\Gamma_4,$$

où v_i et b_{ij} sont des nombres.

Désignant par Γ_5 l'unité dérivée $\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3\Gamma_4$, et introduisant les symboles

$$\sum_i \Gamma_i \sum_j b_{ij} v_j = \{BV\},$$

$$\sum_i \left(b_{jk} v_l + b_{kl} v_j + b_{lj} v_k\right)\Gamma_i = [BV],$$

les produits cliffordiens BV et VB d'un bivecteur par un vecteur s'écrivent d'une part

$$BV = \{BV\} + \Gamma_5 [BV],$$

et d'autre part

$$VB = -\{BV\} + \Gamma_5 [BV].$$

On en déduit

$$\{BV\} = \frac{BV - VB}{2}$$

$$[BV] = \Gamma_5 \frac{BV + VB}{2}.$$

On réunit l'induction magnétique $\vec{B}$ et le champ électrique $\vec{E}$ d'une part, le champ magnétique $\vec{H}$ et le déplacement électrique $\vec{D}$ d'autre part en deux bivecteurs:

$$F = \underbrace{f_{23}\Gamma_2\Gamma_3 + f_{31}\Gamma_3\Gamma_1 + f_{12}\Gamma_1\Gamma_2}_{\vec{B}} + \underbrace{f_{14}\Gamma_1\Gamma_4 + f_{24}\Gamma_2\Gamma_4 + f_{34}\Gamma_3\Gamma_4}_{\vec{E}},$$

$$H = \underbrace{h_{23}\Gamma_2\Gamma_3 + h_{31}\Gamma_3\Gamma_1 + h_{12}\Gamma_1\Gamma_2}_{\vec{H}} + \underbrace{h_{14}\Gamma_1\Gamma_4 + h_{24}\Gamma_2\Gamma_4 + h_{34}\Gamma_3\Gamma_4}_{\vec{D}}.$$

Considérons de la matière en mouvement. Soit $U = u_1\Gamma_1 + u_2\Gamma_2 + u_3\Gamma_3 + u_4\Gamma_4$ le vecteur d'univers, ε la constante diélectrique et μ la perméabilité magnétique de la matière en question. On a

$$(u_1, u_2, u_3) = \frac{\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$|u_4| = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

où $\vec{v}$ est la vitesse de la matière par rapport à un système de référence tridimensionnel convenablement choisi.

Les équations phénoménologiques de Maxwell s'écrivent

$$\left.\begin{aligned}\{HU\} &= \varepsilon\{FU\}\\ [FU] &= \mu\,[HU]\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1).$$

Désignons par des astérisques les vecteurs des champs et des inductions indiqués par des appareils de mesure en repos par rapport à la matière. Si l'on pose $\vec{v} = 0$, les relations (1) se réduisent à

$$\varepsilon\,\vec{E}^* = \vec{D}^*, \quad \mu\,\vec{H}^* = \vec{B}^* \quad \ldots\ldots \quad (2).$$

On déduit alors de (1) le théorème de Lorentz par simple décomposition en espace et en temps, ce qui fournit les relations connues

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \vec{E}^*$$

$$\vec{D} + \vec{v} \times \vec{H} = \vec{D}^*$$

$$\vec{B} - \vec{v} \times \vec{E} = \vec{B}^*$$

$$\vec{H} - \vec{v} \times \vec{D} = \vec{H}^*$$

en demandant que les relations (2) soient toujours satisfaites.

Nous adressons nos remerciements à M. le professeur Schidlof qui a suggéré le sujet de cette communication.

11. H. Meyer (E. T. H. Zürich). — *Spannungsoptische Untersuchung ebener Schwingungsvorgänge.*

Die am photoelastischen Laboratorium der E. T. H. entwickelte rein optische Methode zur Bestimmung ebener Spannungszustände wurde erweitert für die Untersuchung ebener Schwingungsvorgänge. Die Schwingungen des Versuchsmodells werden von einem Überlagerungstongenerator aus elektrisch erregt, welch letzterer gleichzeitig mittelst einer Kerrzellenanordnung den Lichtdurchgang durch das Modell synchron und stroboskopisch steuert, so dass die Messung im weiteren wie im statischen Fall vor sich geht. Im Gegensatz zu diesem hängt aber das Spannungsfeld nun von den elastischen Konstanten ab, und die Frage der Übertragung der Resultate des Modellversuchs auf andere Materialien muss auf Grund der Elastizitätstheorie gelöst werden.

12. F. Tank (E. T. H. Zürich). — *Die Drehfeldantenne.*

An einen Hochfrequenz-Drehstromgenerator wird eine aus drei Drähten bestehende symmetrische Dreiphasen-Energieleitung angeschlossen und vertikal nach oben geführt, wo sie sich in drei horizontale Antennenarme verzweigt (Tripol). Das Strahlungsfeld besteht aus elliptisch

polarisierten Wellen, welche in vertikaler Richtung in zirkulare und in horizontaler Richtung in lineare Polarisation übergehen. Der Versuch einer Trennung von Raumwelle und Bodenwelle im Fadinggebiet ist von Interesse. Bei ganz kurzen Wellen (3—6 Meter) kann durch Zufügen weiterer horizontaler Tripole nach Art der Tannenbaumantennen ein starker Richteffekt in der Horizontalebene erzielt werden.

13. H. ZICKENDRAHT (Basel). — *Über den Gleichrichtereffekt der schallempfindlichen Flammen.*

An schallempfindlichen Flammen besonders einfacher, der Untersuchung zugänglicher Form konnten aus Photogrammen nach der Schlierenmethode, Oszillogrammen der verschiedenen Flammenteile bei Schalleinfall (reine Töne) und Geschwindigkeitsmessungen im Gasstrahle mit Hilfe eines Pitot-Rohres aus Quarz Schlüsse auf die Vorgänge gezogen werden, auf denen die Schallwirkung auf empfindliche Flammen beruht. Verfasser gab auf der Basis der Bjerknesschen Theorie der hydrodynamischen Kraftfelder eine Erklärung der Wirkungsweise und fand bei dieser Gelegenheit eine bei starker Schalleinwirkung auf die Flamme eintretende Asymmetrie, einen Richteffekt der Flamme. Dies konnte an Hand der Flammenoszillogramme nachgewiesen und an der Hörbarmachung von Kombinationstönen getrennter Schallquellen erprobt werden. *N. Schmidt* war 1901 der erste, der sich der Flamme als Indikator für Kombinationstöne bedient hat, dies jedoch ohne einen Erklärungsversuch. Der hier gefundene Gleichrichtereffekt gibt die Deutung und weist auf die Flamme als gleichrichtenden Schalldetektor hin. (Literatur siehe in den Helvetica Physica Acta. Bd. V. 317. [1932] und Bd. VII. 468—470, 653—655 und 773—803. [1934]).

14. V. HARDUNG (Basel). — *Zum hydrodynamischen Mechanismus schallempfindlicher Flammen.*

Kein Referat eingegangen.

15. HENRI ROSAT (Le Locle). — *Expériences d'enregistrement électrique de $^1/_{10}$—$^1/_5$—$^1/_2$ et 1 seconde avec chronomètres Ulysse Nardin, Le Locle et Genève.*

Voir n° 3, p. 290.

16. H. SACK (Brüssel). — *Versuche mit Ultraschall.*

Kein Referat eingegangen.

17. R. BÄR und A. WALTI (Zürich). — *Über die Bestimmung der Poissonschen Elastizitätskonstante mit Hilfe von Ultraschallwellen.*

In einer Flüssigkeit (Xylol) werden mit Hilfe eines in dieselbe eintauchenden Piezoquarzes Ultraschallschwingungen von $7{,}5 \cdot 10^6$ Hz (entsprechend einer Wellenlänge in Xylol von 0,17 mm) erzeugt. Diese fallen auf eine ebenfalls in die Flüssigkeit tauchende Glas- oder Metall-

platte, die die Form eines sehr spitzen Keils hat, schräg auf. In der Platte werden durch diese auftretenden Longitudinalwellen ebenfalls longitudinale (Kompressions-) Wellen und ausserdem noch transversale (Torsions-) Wellen erzeugt. Je nach dem Winkel, unter dem die Schallwellen auf die Platte auftreffen, und je nach der Dicke, die die Platte an der Auftreffstelle hat, ist die Durchlässigkeit der Platte für diese Wellen eine verschiedene. Es werden nun die Lagen maximaler Durchlässigkeit aufgesucht, weil sich daraus die Wellenlängen der beiden in der Platte erzeugten Wellenarten und damit die Poissonsche Konstante berechnen lassen. Die Durchlässigkeitsbestimmung geschieht, indem die Intensität der Schallwellen nach dem Durchgang durch die Platte in der Flüssigkeit gemessen wird. Als Mass für die Ultraschallstärke dient dabei die Lichtbeugung, d. h. ein von Debye-Sears und Lucas-Biquard vor kurzem aufgefundener Effekt. Derselbe besteht darin, dass beim Durchgang des Lichtes durch einen Ultraschallwellenstrahl eine Lichtbeugung entsteht, die ganz analog ist derjenigen, welche durch ein optisches Gitter erzeugt wird.

18. Ch. Eug. Guye (Genève). — *Sur la propagation ascendante de l'imbibition.*

Dans un article paru récemment[1] nous avions cru pouvoir représenter la propagation ascendante de l'imbibition par l'équation différentielle

$$a\left[A\frac{\delta^2 i}{\delta h^2}-\varrho g i\right]=\frac{\delta i}{\delta t}$$

Bien que cette équation conduise, dans le cas de la répartition finale, dans une bande de hauteur indéfinie, à une expression de la forme $i=i_o e^{-Kh}$ avec $K^2=\frac{\varrho g}{A}$ et quelle soit de ce fait en assez bon accord avec nos expériences,[2] elle ne peut cependant pas représenter le phénomène dans sa généralité. Elle doit être remplacée par l'équation

$$a\left[A\frac{\delta^2 i}{\delta h^2}+\varrho g\frac{\delta i}{\delta h}\right]=\frac{\delta i}{\delta t}$$

La répartition finale de l'imbibition devient alors:

1° Pour une bande de hauteur indéfinie $(h=o,\ i=i_o;\ h=\infty,\ i=o)$

$$1)\qquad i=i_o e^{-Kh}\quad \text{avec}\quad K=\frac{\varrho g}{A}$$

2° Pour une bande de hauteur H $(h=o,\ i=i_o;\ h=H,\ i=o)$

$$2)\qquad i=i_o\left[\frac{e^{-Kh}-e^{-KH}}{1-e^{-KH}}\left(1-e^{-Kh}\right)\right]$$

[1] C. E. Guye, H. P. A., fasc. 7, 1934.
[2] C. E. Guye et H. Saini, H. P. A., fasc. 7, 1929.

Le débit ascensionnel est alors

$$3) \qquad D_a = a \varrho g i_o \frac{e^{-KH}}{1 - e^{-KH}}$$

Nous retrouvons donc, en régime permanent, comme solutions de cette équation différentielle les relations mêmes auxquelles nous avait conduit notre hypothèse hydrodynamique, faisant intervenir d'une part des différences de pression proportionnelles au gradient de l'imbibition et d'autre part des forces de viscosité proportionnelles dans chaque élément de volume, au coefficient de frottement intérieur du liquide, au degré i d'imbibition de l'élément et à la vitesse de déplacement du liquide.

On remarquera que si l'on connaît K et D par l'expérience, on peut à l'aide des relations (1) et (3) déduire A et a et le problème se trouve alors numériquement déterminé.

Rappelons enfin, qu'en coupant la bande en segments, après un temps suffisamment long, on pourrait, ainsi que nous l'avions fait déjà (2), déterminer expérimentalement par pesée la loi de distribution du degré d'imbibition et comparer les résultats ainsi obtenus à ceux qui résultent des formules précédentes.

19. E. Lips (E. T. H. Zürich). — *Temperaturabhängigkeit des Paramagnetismus bei festen Stickoxyd.*

Die systematischen Untersuchungen des Bandenspektrums von NO[1] haben gezeigt, dass der Grundzustand des NO-Moleküls ein $^2\Pi$ Zustand ist, das Dublett ist regulär, die $\Pi_{-1/2}$ Komponente hat eine kleinere Energie als die $\Pi_{+1/2}$ Komponente. Bei sehr tiefen Temperaturen befinden sich alle Moleküle auf dem tieferen Niveau, welches unmagnetisch ist, weil bei ihm Spin und Bahnmoment des Moleküls entgegengesetzt gerichtet sind. Bei hohen Temperaturen verteilen sich die Moleküle auf die beiden Energiestufen nach dem Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetz. Daraus ergibt sich ein mit der Temperatur veränderliches mittleres magnetisches Moment des Moleküls. Die effektive Magnetonenzahl desselben ist gleich null für T=0, sie wächst mit steigender Temperatur und nähert sich dem Wert von zwei Bohrschen Magnetonen für sehr hohe Temperatur.

Das Experiment[2] mit NO-Gas ergab ausgezeichnete Übereinstimmung mit der von Van Vleck[3] durchgeführten theoretischen Berechnung.

Es wurde nun die Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments von festen NO einer experimentellen Prüfung unterzogen. Zu diesem Zwecke wurde die Suszeptibilität des festen NO bei vier verschiedenen Temperaturen von 63° abs. bis 90° abs. gemessen. Die

[1] Birge, Nature, Febr. 27, 1926. — Guillery, Z. f. Phys. *42*, 121, 1927. — Millikan, Jenkins & Barton. Phys. Rev. *30*, 150, 1927.

[2] Aharoni und Scherrer, Z. f. Phys. *58*, 749, 1929. — Bitter, Proc. Nat. Acad. Amer. *15*, 638, 1929. — Stössel, Ann. der Phys. *10*, 393, 1931.

[3] Van Vleck, Phys. Rev. *29*, 727, 1927; *31*, 587, 1928.

Messung geschah im wesentlichen mit einer kleinen Waage und einem Kompensationsfeld.[1]

Die gemessenen Werte zeigen einen schwachen von der Temperatur unabhängigen Paramagnetismus. Die Suszeptibilität pro Mol beträgt $(0{,}0198 \pm 0{,}0003) \cdot 10^{-3}$. Der theoretische Wert für den gasförmigen Zustand bei 90° abs. ist $2{,}83\ 10^{-3}$.

Der experimentelle Befund lässt sich dahin charakterisieren, dass das mittlere magnetische Moment des festen NO nicht dasselbe ist wie im Gaszustand. Durch die hohen elektrischen Felder im Raumgitter wird das Niveauschema stark verändert. Die einzelnen Terme, die mehrfach entartet sind, werden weit aufgespalten. Leider ist das Raumgitter von NO nicht bekannt. Es bleibt daher der Zukunft vorbehalten, die Suszeptibilität für den festen Zustand zu berechnen.

20. R. Sänger und G. Fejér (E. T. H. Zürich). — *Über den Frequenzgang der ferromagnetischen Permeabilität in Abhängigkeit von der elastischen Spannung.*

Der Abfall der Permeabilität, beobachtet an Eisen- und Nickeldrähten im Gebiete von 100 cm bis 10 cm Wellenlänge kann durch die Annahme erklärt werden, dass ein Ferromagnetikum eine verhältnismässig dicke Oberflächenschicht besitzt, die selbst nicht ferromagnetisch ist. Bei wachsender Frequenz werden zufolge des Hauteffektes die elektrischen und magnetischen Krattlinien immer mehr in die Oberflächenschicht hineingedrängt, wodurch die aus dem gemessenen Ohmschen Widerstand, oder aus der gemessenen inneren Selbstinduktion des Drahtes berechnete Permeabilität abklingt.

Das beobachtete Frequenzverhalten der Permeabilität kann aber auch auf Grund der Beckerschen Vorstellungen über den technischen Magnetisierungsvorgang verstanden werden. Bringt man ein homogenes Ferromagnetikum in ein magnetisches Feld, so beginnen am Anfang des Magnetisierungsvorganges diejenigen Weißschen Bezirke, in denen der spontane Magnetisierungsvektor günstig zum Feld liegt, auf Kosten der übrigen Bezirke zu wachsen. Das Verschieben der Abgrenzungswände erfolgt dabei mit endlicher Geschwindigkeit. In einem Wechselfeld muss bei genügend hoher Frequenz erwartet werden, dass die Grenzflächen nicht mehr dem Felde zu folgen vermögen, wodurch die beobachtete Permeabilität abfällt.

Die Frage läuft schliesslich darauf hinaus, ob eine kritische Länge, oder eine kritische Zeit für das Frequenzverhalten der Permeabilität verantwortlich ist. Sowohl Wandverschiebungseffekt wie Darstellung mittels des Hauteffektes sind verträglich mit der Grössenordnung der Frequenz, bei welcher die gemessene Permeabilität mit zunehmender Frequenz abnimmt; die letztere Erklärungsweise erfordert allerdings beträchtliche Dicken der unmagnetischen Oberflächenschicht (100—1000 Angstrøm-Einheiten). Da elastische Spannungen besonders ausgeprägt

[1] Lips, H. P. A. VII, 559, 1934.

den Wandverschiebungsprozess beeinflussen können, ist anzunehmen, dass Versuche über den Frequenzgang der Permeabilität in Abhängigkeit von der elastischen Spannung zu einer Entscheidung über die Erklärungsweise führen. Die bis heute vorliegenden Messergebnisse an homogenen Eisendrähten scheinen bereits den Wandverschiebungsprozessen den Vorzug zu geben. (Genauere Darstellung siehe „Helvetica Physica Acta".)

21. Albert Perrier (Lausanne). — *Contraintes mécaniques et anisotropies complémentaires de milieux ferromagnétiques.*

Des lois générales sur les milieux ferromagnétiques déformés, conséquences de la théorie de la striction spontanée de l'auteur, sont développées et précisées. — Esquisse d'une méthode générale de recherches expérimentales, guidée par cette conséquence fondamentale de la théorie que les milieux ferromagnétiques sous contrainte ou après déformations plastiques doivent être ou rester *fortement* anisotropes (expériences présentées en séance).

Pour être rationnelles, l'expérience et les interprétations doivent diriger leur effort principal vers la connaissance des caractères de ces dyssymétries, quels que soient les agents employés pour les obtenir (les contraintes mécaniques sont seulement des agents particuliers). — Les propriétés magnétiques des ferromagnétiques déformés, que l'on croit si compliquées, apparaissent alors comme particularités de déduction aisée de ces textures anisotropes. De plus, elles ne sont plus caractéristiques pour chaque type de déformation: la réalité est à la fois beaucoup plus riche d'aspects et, grâce à la théorie, non moins claire.

On introduit la notion d'anisotropies, de textures, de courbes d'aimantation *„complémentaires"*, moyennant laquelle s'établissent les deux règles générales suivantes:

I. *Dans un milieu ferromagnétique, les courbes d'aimantation relevées parallèlement, puis normalement à la direction générale de contrainte (resp. de déformation) présentent des caractères complémentaires.*

II. *Des contraintes (resp. déformations) de même espèce, mais de sens contraires, créent dans un milieu ferromagnétique des anisotropies complémentaires.*

La théorie comporte une large extension de la validité de ces lois, sous forme de corollaires s'appliquant à l'élasticité, à la magnétostriction observable, aux conductions électrique et calorifique, au magnétogalvanisme, à la magnétothermoélectricité, à la magnétooptique; ainsi bien au-delà du domaine du magnétisme. Pour plus de détails, voir notes aux « Helvetica Physica Acta ».

22. Victor F. Hess, H. Th. Graziadei und R. Steinmaurer (Innsbruck). — *Untersuchungen über die Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m).*

Die mit einer Steinke-Standard-Registrieranordnung seit September 1931 fast ohne Unterbrechung (bei automatischer Konstanthaltung der Temperatur) ausgeführten Messungen liegen nun, sämtlich auf denselben

Barometerstand (580 mm) reduziert, bis Mai 1934 bearbeitet vor (zirka 18000 Einzelstundenwerte). Bei Vollpanzer (allseitig 10 cm Blei) variieren die Monatsmittel zwischen 2,712 und 2,806 *J*. Die Ganzjahr-Mittelwerte sind für 1932 2,759 *J*, für 1933 2,743 *J*. Ein regelmässiger jährlicher Gang ist nicht feststellbar, doch sind im allgemeinen die Werte in den Sommermonaten etwas kleiner. Bei oben geöffnetem Panzer („Halbpanzer") sind die Schwankungen grösser (Monatsmittel-Extreme 4,445 bezw. 4,657 *J*) und nicht so regelmässig, was auf radioaktive Störstrahlung aus der Atmosphäre zurückzuführen ist.

Das Hauptergebnis ist die Feststellung eines regelmässigen täglichen Ganges der Strahlungsintensität nach Ortszeit. Dieser tägliche Gang wird noch deutlicher, wenn man die Ionisationswerte noch nach dem mittleren täglichen Gang des Luftdruckes korrigiert.

Die empirische Berücksichtigung des äusserst geringen Effekts der Aussentemperatur (der nur bei den Vollpanzermessungen überhaupt konstatierbar war) macht den täglichen Gang der Ionisation ebenfalls deutlicher, ohne ihn indes grundlegend zu ändern.

Nach Anbringung der Korrektur auf Barometereffekt und der erwähnten sekundären Barometerkorrektur ergibt sich in den beiden Jahren 1932 und 1933 übereinstimmend das Maximum der Strahlung zur Mittagsstunde, das Minimum zwischen 21 h. und 3 h., sowohl bei den Vollpanzer- wie bei den Halbpanzerkurven. Der Anstieg von 3 h. bis 12 h. und der Abstieg von 12 h. bis 21 h. erfolgt recht symmetrisch, besonders bei den Vollpanzerkurven. Der Unterschied zwischen Mittagmaximum und Nachtminimum beträgt bei Vollpanzer 9 bis 10 *mJ* (1 *mJ* = 0,001 *J*), bei Halbpanzer 15 *mJ*, was rund 3 Promille der mittleren Gesamtionisation entspricht.

Der sichere Nachweis des Mittagmaximums ist erst durch Heranziehung des Beobachtungsmaterials von zwei Jahren gelungen, was auf die Überlagerung der unten erwähnten unregelmässigen „Schwankungen zweiter Art" zurückzuführen ist. Es ist verständlich, dass kürzere Beobachtungsreihen, besonders an tiefer gelegenen Orten die tägliche Periode der Strahlung nach Ortszeit nicht so deutlich erkennen lassen. Der auf dem Hafelekar gefundene tägliche Gang deutet unzweifelhaft auf solare Einflüsse hin. Neben der Möglichkeit der Existenz einer primären Solarkomponente der Ultrastrahlung wird auch die Möglichkeit diskutiert, dass die höchsten Schichten der Stratosphäre durch elektrische und magnetische Felder die Absorption der aus dem Kosmos kommenden korpuskularen Ultrastrahlung bei Tag und bei Nacht etwas verschieden beeinflussen und dadurch die tägliche Periode nach Ortszeit verursachen.

Die unregelmässigen, meist längerdauernden „Schwankungen zweiter Art" wurden neuerlich beobachtet und durch Parallelmessungen mit zwei Steinke-Apparaten sichergestellt.

Eine Statistik „der Hoffmannschen Stösse" auf dem Hafelekar vom September 1931 bis Mai 1934 zeigt, dass dort bei oben geöffnetem Panzer die Stösse etwas häufiger sind, als wenn auch oben der Appa-

rat mit 10 cm Blei überdeckt ist. Dieses überraschende Ergebnis wird diskutiert. Ferner scheint die Stosshäufigkeit bei Nacht etwas grösser zu sein als bei Tag. Die Statistik bezieht sich nur auf die ganz grossen Stösse mit mehr als 7.10^6 Elementarquanten.

23. E. Meyer, M. Schein und B. Stoll (Zürich). — *Über eine neue ultraviolette Sonnenstrahlung.*

Kein Referat eingegangen.

24. M. Schein und B. Stoll (Zürich). — *Über die Rayleighsche Zerstreuung im Zenitlichte des Himmels.*

Kein Referat eingegangen.

25. M. Schein, B. Stoll und N. Schaetti (Zürich). — *Ozonbestimmungen über Zürich.*

Kein Referat eingegangen.