

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft VII

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

**Bericht über die Tagung
der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Zürich, am 7. und 8. September 1934.

Präsident: Prof. Dr. A. PERRIER (Lausanne).

Vize-Präsident: Prof. Dr. F. TANK (Zürich).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

In die S. P. G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

HH. André Mercier (Genève); Walter Deck (Zürich); Georg Busch (Zürich); Josef Ausländer (Zürich); Hans Kläy (Zürich).

Aus der S. P. G. ist ausgetreten:

Herr Dr. S. Rajnfeld (Zürich).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 223 Mitglieder.

Die Redaktionskommission der H. P. A. hat in ihrer Sitzung vom 7. September 1934 beschlossen, dass ab 1. Januar 1935 die „Helvetica Physica Acta“ ausdrücklich als offizielles Organ der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft bezeichnet werde.

Wissenschaftlicher Teil.

Zur Dynamik der Gasentladungen

von W. DRUEY (E. T. H., Zürich).

Es soll anhand einiger Versuche der Einfluss der Kapazitäten des Entladungskreises bei hohem Vorschaltwiderstand auf die Vorgänge in der Gasentladung gezeigt werden und das Bild entworfen werden, das man sich vom Mechanismus der Ionenvorgänge, die sich dabei abspielen, zu machen hat. Es zeigt sich, dass der Aufbau der Entladung in der Querrichtung eine massgebende Rolle spielt.

GIORGIO VALLE¹⁾ hat Versuche ausgeführt über den Einfluss der Elektrodenkapazität auf den Zündvorgang. Er hat zwischen

¹⁾ Ann. d. Phys. 13, S. 732, 1932.

einer direkten und einer indirekten Zündung unterschieden, je nachdem der Strom kontinuierlich steigend oder über ein Maximum verlaufend seinen Endwert erreicht. Beim Maximum des Stromes ist die Stromdichte ungefähr gleich der normalen. VALLE vernachlässigt die seitliche Entwicklung der Entladung und glaubt, dass die Stromdichte diesen Wert überall gleichzeitig und ungefähr zur selben Zeit erreicht wie der Strom das Maximum. Dadurch kommt er zum unwahrscheinlichen Resultat, dass die Geschwindigkeit des Anwachsens der Stromdichte der Wurzel aus der Elektrodenkapazität umgekehrt proportional sei. STEENBECK¹⁾ hat die seitliche Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Glimmentladung zwischen coaxialen Zylindern bei konstanter Elektrodenspannung

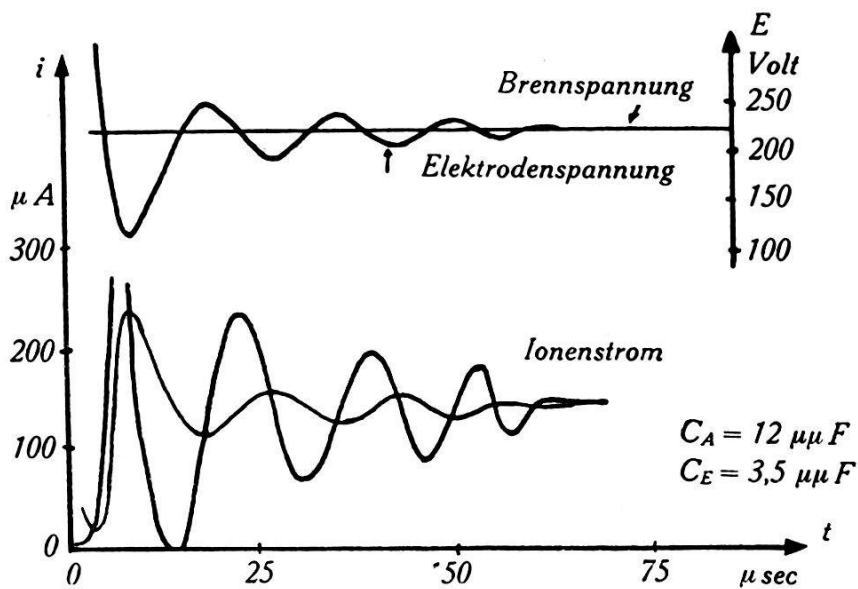


Fig. 1.

gemessen. Sie erweist sich als abhängig von der Spannung, jedoch als unabhängig vom Druck. Auf die Bedeutung der Randgebiete haben ROGOWSKI und seine Mitarbeiter²⁾ besonders hingewiesen. Mit Hilfe der Randgebiete lässt sich die Querstabilität der Glimmentladung und die Einstellung der normalen Stromdichte erklären. ROGOWSKI³⁾ hat auch versucht mit Hilfe der Randgebiete den Wechselstromwiderstand einer Glimmentladung abzuleiten.

Fig. 1 zeigt den Verlauf des Ionenstromes beim Übergang einer raumladungsfreien Townsendentladung in eine Glimmentladung, wobei die Ansatzfläche der Townsendentladung grösser war als diejenige der Glimmentladung. Gas war Helium von 11 mm Hg Druck. Die Elektroden bestanden aus Nickel und

¹⁾ Arch. f. Elektrot. **26**, S. 306, 1932.

²⁾ und ³⁾ Arbeiten der technischen Hochschule Aachen.

hatten Rogowski-Profil. Das prinzipielle Schaltungsschema zeigt Fig. 2. Der Vorschaltwiderstand betrug ca. 10^6 Ohm. Die Kapazitäten C_A und C_E sind die Eigenkapazitäten der Schaltung und betragen 12,5 resp. 3,5 $\mu\mu$ F. Die anfängliche Townsendentladung wird durch eine Vorspannung aufrecht erhalten, während die Zündung dadurch eingeleitet wird, dass ein Elektronenröhrenrelais eine Überspannung einschaltet. Die Messung des Stromes in einem bestimmten Moment erfolgt mit Hilfe eines Elektrometers in Verbindung mit einem Helmholtz'schen Pendel. Beim Öffnen des ersten Schalters legt das Relais die Überspannung an. Nach einem bestimmten Zeitintervall trennt der zweite Schalter das Elektrometer ab. Aus dessen Ausschlag berechnet sich der Mo-

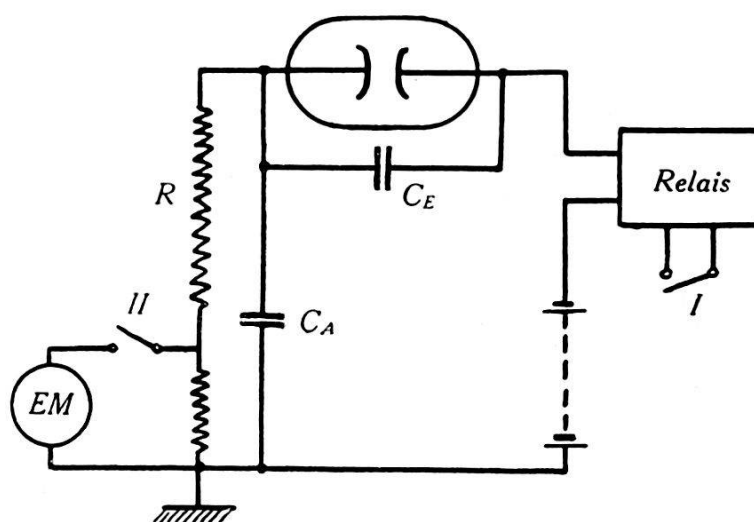


Fig. 2.

mentanwert des Stromes. Um den eigentlichen Ionenstrom zu erhalten ist infolge der Kapazitäten C_A und C_E noch eine bedeutende Korrektur anzubringen. Da die Kurve Punkt für Punkt aufzunehmen ist, hat man für absolute Reproduzierbarkeit zu sorgen. Das Entladungsgefäß wurde ausgeheizt, die Elektroden durch Wirbelströme geglüht und spektralreines Gas aus gläsernen Vorratsflaschen verwendet.

Zur Erklärung des Ionenmechanismus ist der Begriff des Ionisierungsanstieges

$$\mu = \left(e^{\int \alpha dx} - 1 \right)$$

notwendig¹⁾. Fig. 3 zeigt den Ionisierungsanstieg in einem nach Rogowski idealisierten Stufenfeld in Helium von 11 mm Hg Druck. Dem Gleichgewichtszustand entspricht die Gerade $\mu = 1$.

¹⁾ Rogowski, Arch. f. Elektrot. 25, S. 551, 1931.

Das Zustandekommen des abklingenden Schwingungszuges hat man sich nun folgendermassen zu erklären: Die zugeschaltete Spannung bewirkt im ganzen Querschnitt der anfänglichen Townsendentladung ein Anwachsen des Ionisierungsanstieges und damit der Stromdichte. Infolge der Ladungen auf den Kapazitäten C_A und C_E kann sich im Entladungskanal beim Absinken der Spannung vom Anfangswert auf die Brennspannung die für die normale Glimmentladung charakteristische Raumladung ausbilden. Infolgedessen ist beim Erreichen der Brennspannung der Ionenstrom grösser als der Speisestrom und die Elektroden-

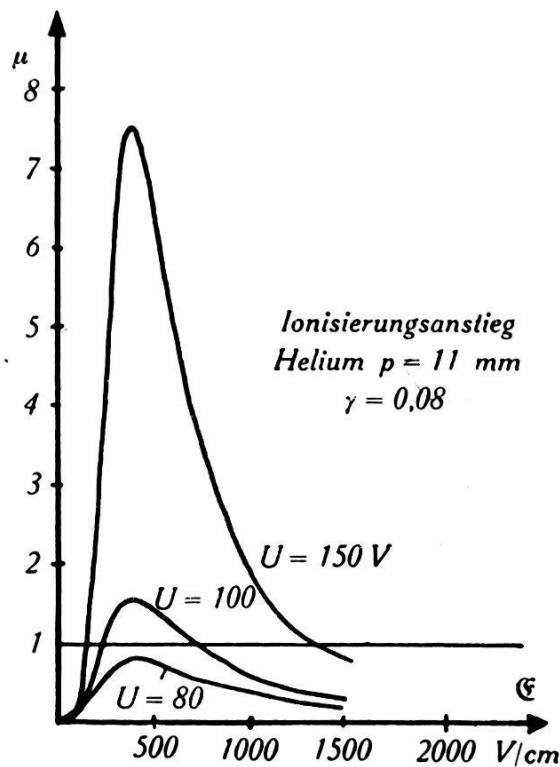


Fig. 3.

spannung sinkt weiter. Nun wird μ kleiner als 1 und die Entladung beginnt zu zerfallen. Der Ionenstrom sinkt praktisch bis auf 0. Erst wenn die Spannung wieder auf einen genügend hohen Wert gestiegen ist setzt die Entladung neu ein. Da der Zerfall jedoch infolge der Trägerverluste durch die Diffusion besonders in den Randgebieten erfolgt war, ist der Querschnitt, in welchem sich die Entladung nun aus der Restionisation aufbaut kleiner als vorhin. Das folgende Maximum des Stromes bleibt infolgedessen hinter dem ersten zurück. Da die äusseren Partien der Entladung wegen der abnehmenden Trägerkonzentration nach aussen in der Entwicklung etwas hinter den zentralen Gebieten zurück bleiben, kann sich aber ein Kern bilden, in welchem das Maximum

der Kurve des Ionisierungsanstieges überschritten ist. Dieser Kern ist beim Zerfall der Entladung beständiger, sodass der Ionenstrom nicht mehr auf Null sinkt. Dementsprechend muss auch die Elektrodenspannung nicht mehr so hoch steigen bis der Neuaufbau wieder beginnt, das folgende Strommaximum wird noch geringer. Schliesslich wird der stationäre Zustand erreicht.

Als wesentlich beim Abklingen der Schwingung erscheint einerseits die Ausbildung eines Kernes der Gasentladung, dessen Raumladung so gross ist, dass während der Zeit, wo die Elektroden- spannung kleiner als die Brennspannung ist, die für die normale Glimmentladung charakteristische Ionisierung nicht unterschritten wird und andererseits das Verschwinden der Randzonen, in denen die Raumladung zwischen kleinen und grossen Werten pendelt. Geht man z. B. bei unveränderter Schaltung von einer bereits brennenden Glimmentladung aus, wo also der Kern schon besteht, so tritt nur das erste Maximum und unter Umständen noch ganz wenig das erste Minimum des Ionenstromes auf. Dasselbe tritt ein, wenn man die Elektrodenkapazität vergrössert. Die Ionisierung wird dann im Kern beim ersten Entladungsstoss schon so gross, dass der Ionenstrom nicht mehr auf Null sinkt. Der stationäre Zustand wird nach wenigen Schwingungen erreicht. Wird die Kapazität jedoch sehr stark vergrössert, so entsteht eine dauernd diskontinuierliche Entladung, und zwar weil bei der Ausbildung des Stufenfeldes die Ionisierung nicht beliebig hohe Werte annehmen kann, der Ionisierungsanstieg würde sonst wieder unter 1 sinken. Die Entladung kann sich nur noch in der Querrichtung ausdehnen. Während der verhältnismässig langen Periode der Wiederaufladung der Elektrodenkapazität, während welcher die Brennspannung unterschritten wird, kann der Entladungskanal sich praktisch vollständig entionisieren.

Bei den Versuchen von VALLE muss angenommen werden, dass letzteres der Fall war. Die Zündung erfolgte in einer kleinen Fläche, von der die Entladung sich dann seitlich ausdehnte.

Die Frage der Stabilität einer einmal brennenden Entladung bei Vergrösserung der Elektrodenkapazität führt zu analogen Überlegungen, auf die jedoch hier nicht eingegangen werden soll.

Zur Intensitätsverteilung in Bandenspektren

von M. WEHRLI (Basel).

Erscheint in den H. P. A.

Über die zeitliche Aufeinanderfolge der α - und γ -Strahlung des Radiums

VON W. JOHNER und E. STAHEL (Brüssel).

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 RdAc 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 DEBIERNE¹⁾, 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 Atomes. Man kann nun durch Absorptionsmessungen in geeigneten Filtern entscheiden, welche der beiden Fluoreszenzstrahlungen vorhanden ist. Als Filter eignen sich solche Elemente, deren Absorptionskonstante 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 monochromatisch ist, bedingt zwar eine leichte Verwischung des Effektes, doch kann man sich im Wesentlichen auf die 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° C²⁾. 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 Ver-

¹⁾ C. R. **196**, p. 770, 1933.

²⁾ Journ. de phys. **5**, p. 97, 1934.

gleich 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.

Die innere Reibung von Gasen im Magnetfeld

von H. SACK (Brüssel).

Versuche über die Beeinflussung der inneren Reibung von Gasen durch ein Magnetfeld¹⁾ hatten ergeben, dass die Viskosität von diamagnetischen Gasen konstant bleibt, die des paramagnetischen O_2 dagegen im Felde abnahm; der Effekt zeigt bei ca. 8000

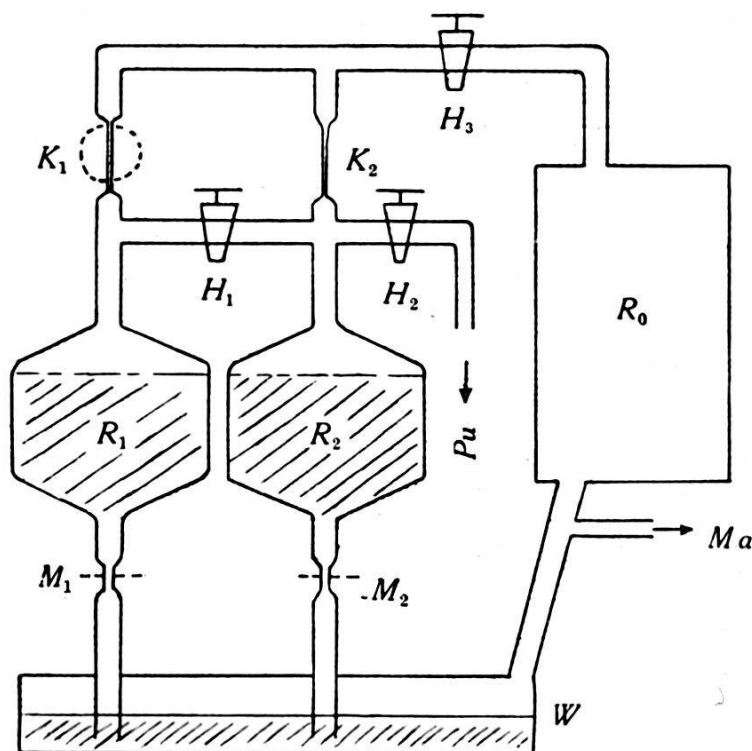


Fig. 1.

Gauss eine Sättigung, und der maximale Wert der relativen Änderung des Reibungskoeffizienten betrug etwa $3,5 - 4\%$. Diese Ergebnisse stehen in gewisser Analogie zu früheren Messungen von SENFTLEBEN²⁾ über die Beeinflussung der Wärmeleitfähigkeit; ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch in der Druckabhängigkeit des Effektes; wir haben keine Druckabhängigkeit gefunden, SENFTLEBEN hingegen eine ausgeprägte. Zur weiteren Sicherstellung und Klärung unserer Messungen wurde

¹⁾ H. ENGELHARDT und H. SACK, Phys. Zeitschr. **33**, 724, 1932; H. SACK, Leipziger Vorträge 1933, S. 25; Leipzig 1933.

²⁾ SENFTLEBEN, Ann. d. Phys. **16**, 907, 1933.

es als wünschenswert erachtet, mit einer anderen Methode neue Messungen vorzunehmen, worüber hier kurz berichtet werden soll¹⁾.

Das Prinzip der Methode ist aus dem Schema (s. Fig. 1) zu ersehen. Es handelt sich um die gleichzeitige Messung der Durchströmungsgeschwindigkeiten durch zwei Kapillaren (K_1 , K_2), von denen die eine (K_1) dem magnetischen Felde ausgesetzt werden kann. Zu Beginn der Messung wird eine Flüssigkeit (in unserem Falle Petroleum) in die beiden möglichst genau gleichen Reservoirs R_1 und R_2 (je ca. $\frac{1}{2}$ l) hinaufgepumpt, wobei der Hahn H_3 geschlossen bleibt. Dann werden H_1 und H_2 geschlossen und H_3 geöffnet, wodurch das Gas aus dem Reservoir R_0 durch die Kapillaren in die Reservoirs R_1 resp. R_2 strömt. Die Zeit zwischen dem Durchgang der Flüssigkeitsmenisken durch M_1 resp. M_2 wird gestoppt; ihre Änderung beim Anlegen ist ein Mass für die Viskositätsänderung. Zur Kontrolle wird auch die Gesamtdurchflusszeit für das eine Reservoir bestimmt. Um den Druck in R_0 konstant zu halten, wird R_0 mit der Wanne W verbunden, in die die Flüssigkeit hineinströmt. Die ganze Anordnung muss möglichst vakuumdicht sein. Bei Ma ist ein Manometer zur Messung des Absolutdruckes in der Apparatur und eine Vorrichtung zum Einlassen von neuem Gase angebracht. Die Messungen können mit gleicher Genauigkeit bei verschiedenen Absolutdrucke leicht ausgeführt werden. Der Vorteil der Anordnung ist der, dass Druckschwankungen auf beide Kapillaren gleich wirken, die Differenz der Durchlaufzeiten (Δ) also wenig dadurch beeinflusst wird, selbst wenn die gesamte Durchflusszeit des einen Systems sich um mehrere ‰ ändert. Die gemessene Änderung von Δ ist in erster Näherung der Änderung der Viskosität proportional.

Tabelle 1.

| K_2 | K_1 | Δ |
|--------|--------|------------------|
| 1780,8 | 1801,3 | 20,5 |
| 1780,0 | 1800,1 | 20,1 |
| 1777,8 | 1798,5 | 20,7 |
| 1775,9 | 1796,5 | 20,6 |
| 1777,1 | 1797,3 | 20,2 |
| Mittel | | $20,4 \pm 0,1_2$ |

Tabelle 1 zeigt die Konstanz der Δ -Werte; unter K_1 und K_2 sind die Gesamtdurchflusszeiten (alles in sec.) angegeben. Obwohl

¹⁾ Mit einigen Abänderungen ist die hier angegebene Methode auch für andere relative Viskositätsmessungen verwendbar.

die Apparatur nicht besonders geschützt war (es liesse sich die Genauigkeit also noch erhöhen) ist die erreichbare Genauigkeit doch schon ca. $\frac{1}{10} \text{‰}$. Tabelle 2 gibt eine Messreihe bei 2000 Gauss an O₂ wieder.

Tabelle 2.
2000 Gauss

| Δ | | δ |
|----------------|----------------|---------------|
| ohne Feld | mit Feld | |
| 20,8 | 17,9 | 2,9 |
| 20,6 | | 2,7 |
| 20,9 | 18,3 | 2,3 |
| | 18,2 | 2,6 |
| 20,5 | 18,2 | 2,7 |
| | | 2,3 |
| | | 2,6 |
| $20,7 \pm 0,1$ | $18,1 \pm 0,1$ | $2,6 \pm 0,2$ |

Die vorläufigen Messresultate bestätigen im allgemeinen die mit der früheren Methode gefundenen: O₂ gibt einen Effekt von der angegebenen Grössenordnung; bei N₂ ist kein Effekt festzustellen; bei Gemischen von N₂ und O₂ ist der Effekt ungefähr der O₂-Konzentration proportional.

Über die definitiven Messungen, auch bei tiefen Temperaturen und sehr hohen Feldstärken, bei O₂ und NO, hoffen wir bald berichten zu können.

Über einen hydraulischen Zähler für Elementarstrahlen und Photo-Elektronen

von H. GREINACHER (Bern).

Erschienen in den H. P. A. 7, 360 und 514, 1934.

Nachtrag. Die Tatsache, dass der Verlauf der Entladungsstösse bei der Registrierung von Elementarstrahlen und Photo-Elektronen im wesentlichen derselbe ist, macht die Erklärung wahrscheinlich, dass auch die Auslösung der Entladung in der gleichen Weise erfolgt. Man hat nur anzunehmen, dass im Falle der Elementarstrahlen die Funken nicht direkt durch die primären Ionen ausgelöst werden, dass vielmehr die positiven, auf die negative Elektrode stürzenden Ionen daselbst erst Elektronen frei machen, die nun wie im Falle der Photo-Elektronen den Funken herbeiführen.

Die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Ionenkristallen

VON EGON BRETSCHER (E. T. H. Zürich).

Die Dielektrizitätskonstante ($D. K.$) wird bestimmt sowohl durch die Polarisierung des einzelnen Ions als auch durch die gegenseitige Verschiebung der ineinander gestellten Ionengitter. Der letztere Beitrag beträgt:

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{K}{\omega^2} \varrho \quad (1)$$

wobei ω die ultrarote Absorptionsstelle der Gitterschwingungen, ϱ die Dichte, ε die totale Dielektrizitätskonstante, ε_0 der von Polarisierbarkeit der Ionen herrührende Anteil bedeutet.

Wenn die Temperatur eines Ionenkristalles erhöht wird, so bewirkt dies nach Formel 1 eine Verminderung der $D. K.$ wegen der Abnahme der Dichte; ε_0 ändert sich dabei so, dass die Clausius-Mosottische Beziehung konstant bleibt:

$$\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2} \frac{1}{\varrho} = \text{Konst.} \quad (2)$$

d. h. die $D. K.$ eines Ionenkristalles muss mit steigender Temperatur abnehmen. Unsere Versuche haben jedoch gezeigt, dass die $D. K.$ mit steigender Temperatur zunimmt. Um dieses Resultat zu verstehen muss man folgenden Umstand beachten:

Mit steigender Temperatur werden bekanntlich die Gitterschwingungen immer anharmonischer in der Weise, dass die Schwingungsmittelpunkte der Ionen auseinanderrücken. Das bedeutet aber, dass das Ionengitter mit zunehmender Temperatur leichter polarisierbar wird, indem der Zeitmittelwert der gegenseitigen Bindung kleiner wird. Um die Grössenordnung dieses Effektes abzuschätzen, habe ich die Ansätze der MIE-GRÜNEISEN-BORN'schen Theorie verwendet. Für die Änderung der Gitterfrequenz mit der Temperatur ergibt sich:

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dT} = - \frac{(n+2)}{6} \alpha \quad (3)$$

wobei α den Ausdehnungskoeffizienten bedeutet. Aus 1, 2 und 3 erhält man für die totale Änderung der $D. K.$ mit der Temperatur:

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = \left[\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(n-1) - (\varepsilon_0 - 1)(\varepsilon_0 + 2)}{3\varepsilon_0} \right] \alpha. \quad (4)$$

Experimentell¹⁾ haben wir für den Fall NaCl gefunden: $3 \cdot 8 \cdot 10^{-4}$, während der berechnete Wert $2 \cdot 1 \cdot 10^{-4}$ ergibt. Der Unterschied zwischen dem berechneten und dem gemessenen Wert liegt wesentlich in der bei höheren Temperaturen nicht erfüllten Monochromasie der Gitterschwingungen. Möglicherweise würde das neue BORN-MAYER'sche Gitterpotential die Werte verbessern.

Die gleiche Überlegung kann man auf den Einfluss des Druckes auf einen Kristall anwenden. Es ist zu erwarten, dass die *D. K.* im Falle von Kochsalz mit zunehmendem Druck kleiner wird.

Anomalie der spezifischen Wärme von Seignettesalz

von A. A. RUSTERHOLZ (E. T. H. Zürich).

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 $+25^{\circ}\text{C}$ besitzen seine Dielek-

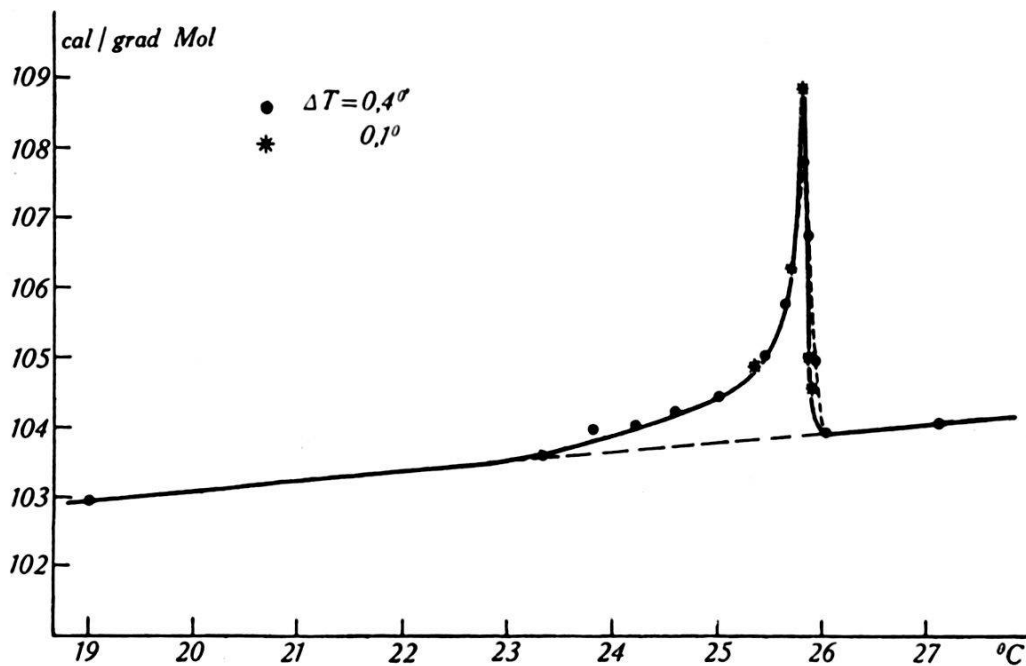


Fig. 1.

trizitätskonstanten überaus hohe Werte bis 20000 und mehr. Bei $+25^{\circ}\text{C}$ 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 ver-

¹⁾ ZBINDEN, Diplomarbeit.

schwindet bei $+25^{\circ}\text{C}$; diese Temperatur ist dementsprechend als Curiepunkt zu bezeichnen. Das Vorhandensein des inneren Feldes äussert sich 1. beim elektrokalendarischen Effekt¹⁾, 2. beim Kerreffekt²⁾, 3. bei der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens für Röntgenstrahlen³⁾ und 4. durch eine Anomalie der spezifischen Wärme beim oberen Curiepunkt.

Die zuerst von KOBOKO und NELIDOW⁴⁾ festgestellte Anomalie wurde nun mittels eines Vakuum-Differentialkalorimeters genauer untersucht. Die Messungen (Fig. 1) zeigen ein allmähliches Anwachsen der spezifischen Wärme über die normalen Werte, welches bei etwa 23°C einsetzt und bei $25,8^{\circ}\text{C}$ ein Maximum von 5 cal/grad Mol erreicht. Innerhalb des Temperaturintervalles zwischen $25,8^{\circ}\text{C}$ und $26,0^{\circ}\text{C}$ 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 G. OPLATKA⁵⁾ und von C. B. SAWYER und C. H. TOWER⁶⁾ unter Verwendung der von H. MÜLLER⁷⁾ angegebenen Konstante des inneren Feldes erhält. Allerdings entsprechen diese Werte einer Grösse des inneren Feldes von 400000 Volt/cm, im Gegensatz zu den Werten von 4 bis $10 \cdot 10^6$ Volt/cm, welche man aus dem Kerreffekt und aus dem elektrokalendarischen 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.

Anomalie der spezifischen Wärme von Lithium

von G. W. PANKOW und P. SCHERRER (E. T. H. Zürich).

Die spezifische Wärme der Elemente fällt mit abnehmender Temperatur vom Dulong-Petit'schen Werte 6 cal/grad gr Atom nach Null. Dieser Abfall wird erfahrungsgemäss durch eine

¹⁾ P. KOBOKO und J. KURTSCHATOV, Zeitschr. f. Phys. **66**, 192, 1930.

²⁾ H. MÜLLER, Phys. Rev. **40**, 1051, 1932.

³⁾ H. STAUB, Helv. Phys. Acta **7**, 480, 1934.

⁴⁾ P. P. KOBOKO und J. G. NELIDOW, Phys. ZS. d. Sowjetunion **1**, 282, 1932.

⁵⁾ G. OPLATKA, Phys. Zeitschr. **34**, 296, 1933.

⁶⁾ C. B. SAWYER und C. H. TOWER, Phys. Rev. **35**, 269, 1930.

⁷⁾ H. MÜLLER, Phys. Rev. **43**, 500, 1933.

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 darstellen¹⁾.

SIMON sieht die Erklärung dieser Anomalie in der thermischen Erregung eines Quantensprunges derart, dass ausser der in Atom-schwingungen umgesetzten Energie noch ein weiterer Wärme-

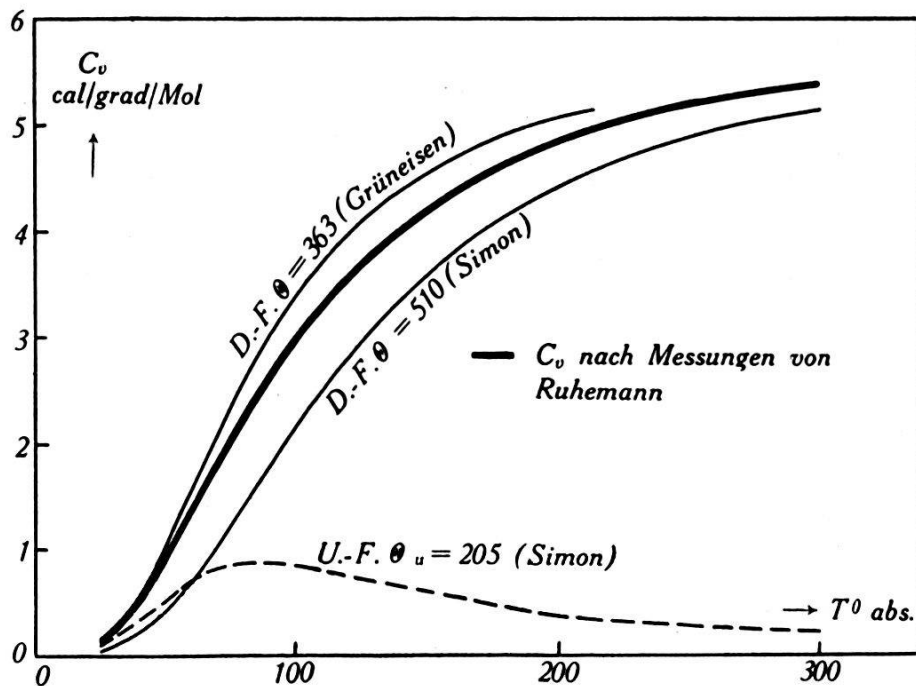


Fig. 1.

betrag dem Gitter zugeführt werden muss, welcher zu irgendeiner unbekanntem 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 und 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 (Fig. 1).

Es ist von grossem Interesse, mit einer anderen, von der Bestimmung der spezifischen Wärme unabhängigen Methode

¹⁾ F. SIMON, Berl. Ber. **33**, 477, 1926 und Erg. d. exakt. Naturw. **9**, 260, 1930.

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. Die Logarithmen der Intensitätsverhältnisse entsprechender Interferenzen (mit denselben Indices $h_1 h_2 h_3$) aufgetragen gegen $\sum_i h_i^2$ liegen auf einer Geraden, aus deren Neigung direkt die charakteristische Temperatur bestimmt werden kann (Fig. 2). Es ergibt

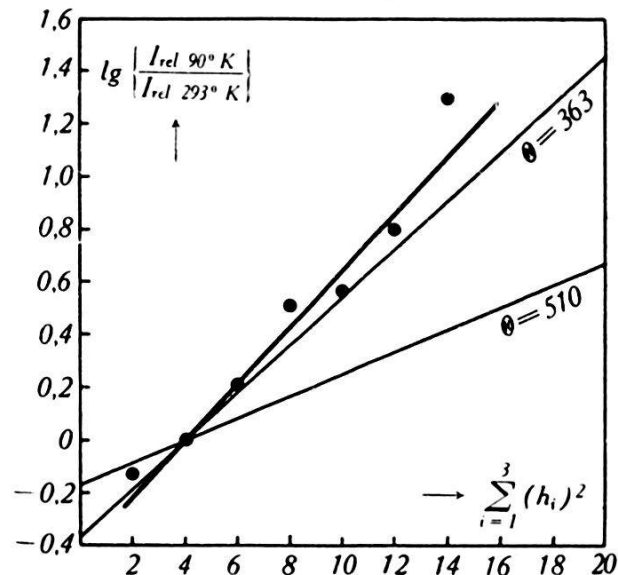


Fig. 2.

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 Intensitätsmessungen zu $\Theta = 350^\circ$. Dieser Wert liegt also viel niedriger als die zur Erklärung der anomalen C_v -Kurve von SIMON benutzte charakteristische Temperatur $\Theta = 510^\circ$. Es ist in dieser Hinsicht interes-

sant, zu bemerken, dass sich aus der spezifischen Wärmekurve bei sehr tiefer Temperatur der Wert $\Theta = 370^\circ$, aus der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes nach GRÜNEISEN¹⁾ der Wert $\Theta = 363^\circ$ 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.

Dielektrische Untersuchungen an Seignette-Salz-Kristallen

von R. DAVID (E. T. H. Zürich).

Die weitgehenden Analogien zwischen den dielektrischen Eigenschaften des Seignette-Salzes und den magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Stoffe lassen erwarten, dass die Dielektrizitätskonstante von Seignette-Salz durch mechanische Spannungen im Kristall in ähnlicher Weise verändert werden kann, wie die Permeabilität der ferromagnetischen Stoffe. Bekanntlich wird in den Ferromagnetika die Richtung der spontanen Magnetisierung durch den Bau des Kristallgitters bestimmt. Wird eine mechanische Spannung an den Kristall angelegt, so entsteht eine elastische Verzerrung des Kristallgitters und es werden dadurch Vorzugslagen für die Magnetisierung geschaffen; die Gestalt der Hysteresiskurve ändert sich. Diese Vorgänge sind von BECKER²⁾ theoretisch verfolgt worden. Becker deutet die technische Magnetisierungskurve durch die „Wandverschiebungen“ der durch innere Spannungen gerichteten Bezirke. KERSTEN³⁾ u. A. haben Magnetisierungskurven von Materialien die unter einer mechanischen Spannung stehen, aufgenommen. KERSTEN findet z. B. dass die Magnetisierungskurve von gespanntem Nickeldraht für ein Feld in der Zugrichtung flach wird; die spontane Magnetisierung hat sich senkrecht zum Zug eingestellt. Bei einer gewissen Eisen-Nickel-Legierung stellt sich die spontane Magnetisierung in die Richtung des Zuges; die Hysteresisschleife wird rechteckig.

Versuche über die Dielektrizitätskonstante von Seignette-Salz in Abhängigkeit von elastischen Verzerrungen ergeben in der Tat ähnliche Resultate.

Zur Untersuchung werden aus einem Seignette-Salz-Kristall Quadern geschnitten, an denen zwei Flächen senkrecht zur kristallo-

¹⁾ E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. **16**, 530, 1933.

²⁾ BECKER, Physik. Zeitschr. **33** (1932) S. 905.

³⁾ KERSTEN, Z. Physik. **71** (1931) S. 553.

graphischen a -Axe (Richtung grösster Dielektrizitätskonstanten) mit Elektroden belegt sind; die andern vier Flächen stehen parallel zur a -Axe unter 45° zur b - und c -Axe. Die Ladung auf dem Seignette-Salz-Kondensator wird als Funktion der Feldstärke nach der Methode von MADELUNG¹⁾ und SAWYER und TOWER²⁾ mit Wechselspannung von 50 Per/sec mit einer Braun'schen Röhre als Kurve abgebildet. Die Temperatur liegt für alle Messungen unterhalb der obern Curie-Temperatur; sie beträgt 19° C. 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 18000 beträgt. Die kleine Dielektrizitätskonstante scheint wie bei den ferromagnetischen Stoffen durch reversible „Wandverschiebungsprozesse“ gedeutet werden zu können.

Wird der Kristall unter 45° zur b - und c -Axe gedrückt, so stellt sich die elektrische Polarisierung in die Richtung der a -Axe (Piezoeffekt). Die Einstellung der für die Polarisierung verantwortlichen elektrischen Dipole durch die elastische Verzerrung ist so stark, dass auch bei grösseren Feldern als 60 V/cm, bei denen beim ungedrückten Kristall Sättigung auftritt, noch keine Hysteresis und Sättigung bemerkbar ist. Der Seignette-Salz-Kondensator verhält sich auch in diesem Falle wie ein normaler Kondensator. Die Dielektrizitätskonstante nimmt mit dem Druck ab. Vorläufige Messungen der Dielektrizitätskonstanten ϵ geben für verschiedene Drucke σ (in kg/cm^2):

| σ | ϵ |
|----------|------------|
| 4,75 | 265 |
| 17,7 | 203 |
| 32,5 | 155 |

In ferromagnetischen Materialien können durch Legieren, Glühen und Kaltbearbeiten die inneren Spannungen, und damit die Verzerrungen, so verändert werden, dass Magnetisierungskurven von allen möglichen Gestalten erzeugt werden können.

Durch einseitiges Drücken des Seignette-Salz-Quaders treten inhomogene Verzerrungen auf und man erhält eine stark unsym-

¹⁾ MADELUNG, Physik. Zeitschr. **8** (1907) S. 72.

²⁾ SAWYER und TOWER, Physic. Rev. **35** (1930) p. 269.

metrische Hysteresiskurve mit Einschnürungen. Darin wird der *Beweis* erblickt, dass die von VALASEK¹⁾ u. A.²⁾ beobachtete Unsymmetrie der Hysteresisschleife, wie man bisher vermutete, tatsächlich auf inneren Spannungen der Kristalle beruht.

Application des nombres de Clifford à l'établissement du théorème de relativité de Lorentz

par ANDRÉ MERCIER (Genève).

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

$$\begin{aligned} \Gamma_i \Gamma_j + \Gamma_j \Gamma_i &= 0, \\ \Gamma_i^2 &= 1. \end{aligned}$$

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

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

et un bivecteur

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

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

$$\begin{aligned} \sum_i \Gamma_i \sum_j b_{ij} v_j &= \{BV\}, \\ \sum_i (b_{jk} v_l + b_{kl} v_j + b_{lj} v_k) \Gamma_i &= [VB], \end{aligned}$$

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

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

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

¹⁾ VALASEK, Physic. Rev. **17** (1921) p. 475.

²⁾ OPLATKA, Physik. Zeitschr. **34** (1933) S. 296.

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} &= \vec{E}^* \\ \vec{D} + \vec{v} \times \vec{H} &= \vec{D}^* \\ \vec{B} - \vec{v} \times \vec{E} &= \vec{B}^* \\ \vec{H} - \vec{v} \times \vec{D} &= \vec{H}^* \end{aligned}$$

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.

Spannungsoptische Untersuchung ebener Schwingungsvorgänge

von H. MEYER (E. T. H. Zürich).

Die stets wachsende Bedeutung, die den Schwingungsvorgängen in der Technik zukommt, hat uns bewogen, die am photoelastischen Laboratorium der E. T. H. entwickelte rein optische Methode von FAVRE zur Bestimmung ebener Spannungszustände für die Untersuchung ebener Schwingungsvorgänge zu erweitern.

Die photoelastische Bestimmung eines Spannungsfeldes nach unserem Verfahren geschieht punktweise, indem man in einem Modellkörper aus Glas die Hauptspannungsrichtungen α_1 , α_2 aufsucht und die Phasendifferenzen von zwei in Richtung der Hauptspannungen polarisierten Lichtstrahlen nach dem Durchgang durch das Modell, sowohl unter sich (δ_3), als auch je mit dem einfallenden unbeeinflussten Strahl (δ_1 , δ_2) misst. δ_3 steht in linearer Beziehung zur Hauptspannungsdifferenz und seine Bestimmung genügt allein schon zur Messung der Randspannungen. Da auch δ_1 und δ_2 in linearer Beziehung zu den Hauptspannungen stehen, gestatten die drei Messungen die Berechnung der Hauptspannungen σ_1 und σ_2 , sowie der mittleren Fehler dieser Grössen. δ_3 wird mit einem geeichten Kompensator, δ_1 und δ_2 mit dem Interferometer bestimmt¹⁾.

Die Messung im dynamischen Fall lässt sich auf die statische Methode zurückführen durch die Anwendung einer stroboskopischen Beleuchtung synchron mit der Schwingung. Die intermittierende Beleuchtung kann prinzipiell durch Funkenstrecken, Glimmlampen, elektromechanische Blendensysteme, Oszillographenschleifen, sowie mit Benützung des Kerreffektes oder der Magnetorotation der Polarisationssebene erfolgen.

Anstatt die Auswahl des zeitlichen Momentanwertes durch intermittierende Beleuchtung vorzunehmen, kann auch stetig beleuchtet werden, sodass das aus der Apparatur austretende Licht eine periodische Funktion der Zeit ist. Diese lässt sich auf einer Braun'schen Röhre darstellen, deren eines Plattenpaar von der Lichtintensität über eine Photozelle mit Verstärker, das andere von einer synchronen sin-förmigen Spannung gesteuert wird. Auf dieser Kurve kann nun ein bestimmter Momentanwert entweder ausgemessen oder kompensiert werden. Wird auf eine Momentauswahl verzichtet, so muss durch eine dynamische Eichung der Zusammenhang zwischen zeitlichem

¹⁾ Einzelheiten vgl. FAVRE, H. Diss. E. T. H., 1928.

Mittelwert der Lichtintensität (Gleichrichtung des Photozellenstromes) und Maximalwert der Spannung ermittelt werden.

Eingehende Versuche haben uns dazu geführt, das System mit stroboskopischer Beleuchtung durch ein Kerrzellenventil zu wählen, da es u. a. trägheitslos ist bis zu höchsten Frequenzen und grösste Lichtstärke erzielen lässt, welche unerlässlich ist für zuverlässige Messungen. Wir erregen die Schwingungen des Modelles auf elektromagnetische Art von einem sehr frequenzkonstanten Überlagerungstongenerator¹⁾ aus, welcher zugleich synchron und mit einstellbarer Phase Spannungsimpulse an die Kerrzelle legt. Lichtquelle ist eine Wolframpunktlichtlampe mit Glasfiltern zur Monochromatisierung. Als Indikator bei der Messung von δ_3 mit dem Kompensator kann das Auge oder eine Photozelle mit Verstärker, Gleichrichter und Galvanometer verwendet werden. Die aus dem Kerrzellenventil austretende Lichtmenge reicht bei exakter Ausführung der optischen Anordnung auch aus zur Messung mit dem Interferometer.

Im dynamischen Fall hängt das Spannungsfeld im allgemeinen von den Materialkonstanten ab, und die Frage der Übertragung der Resultate des Modellversuchs auf andere Materialien muss auf Grund der Elastizitätstheorie gelöst werden.

Die Drehfeldantenne

von F. TANK (E. T. H. Zürich).

Bekanntlich ist es möglich, mit einfachen Mitteln Dreiphasen-Hochfrequenzgeneratoren herzustellen²⁾. Zu diesem Zwecke braucht man nur drei gleiche Röhrengeneratoren in ganz symmetrischer Weise zu koppeln. Auch bei geringer Verstimmung stellt sich noch eine einheitliche Frequenz ein, da man sich noch innerhalb des gegenseitigen Mitnahmebereiches befindet. Ein solcher Dreiphasen-Hochfrequenzgenerator kann sehr wohl durch Quarze gesteuert werden. Es liegt nun der Gedanke nahe, nach Zwischenschaltung der nötigen Verstärkerstufen, den Generator an eine symmetrische und vertikal geführte Dreiphasen-Energieleitung anzuschliessen und diese oben in einen horizontalen Stern (Tripol) sich verzweigen zu lassen. Die Strahlungseigenschaften eines solchen Gebildes sind ganz interessant. Es repräsentiert die Strahlung eines mit der Senderfrequenz in der Horizontalebene des Antennensterns umlaufenden elektrischen Vektors von konstanter Grösse. In vertikaler Richtung werden zirkular polari-

¹⁾ Vgl. Bulletin S. E. V. 1934, No. 2.

²⁾ F. TANK und L. ACKERMANN, Helv. Phys. Acta **2**, 512, 1929.

sierte Wellen emittiert, in der Horizontalebene ist die Strahlung linear polarisiert, während in den Zwischenlagen ein elliptischer Polarisationszustand herrscht. Raumwelle und Bodenwelle sind also durch ihren Polarisationszustand unterschieden und man kann die Frage nach den Konsequenzen in Bezug auf die Fadingerscheinungen stellen¹⁾. Für sehr kurze Wellen von 3—6 Meter Wellenlänge lassen sich Richteffekte nach Art der Tannenbaumantennen erzielen. Die vertikale Energieleitung wird in Abständen von $\lambda/2$ mit weiteren horizontalen Antennenarmen versehen, wobei im einzelnen noch verschiedene Anordnungen möglich sind, und man erhält ein Gebilde, dessen gesamte Strahlung gegen die Horizontalebene zusammengedrückt ist, wobei das Horizontalstrahlungsdiagramm genaue Kreisform besitzt. Die Eigenschaften der Rundstrahlantennen der Sender in Zeesen dürften sich hier in noch vollkommener Weise verwirklichen lassen²⁾. Versuche sind im Gange.

Die schallempfindliche Flamme als Gleichrichter

VON HANS ZICKENDRAHT (Basel).

Oszillogramme, die der Verfasser nach einem besonders demnächst in den *Helvetica Physica Acta* zu beschreibenden Verfahren aufnahm, zeigen deutlich, dass in schallempfindlichen Flammen bei gewissen Erregungsarten *Gleichrichtereffekte* auftreten müssen. Sie äussern sich darin, dass die beiden Periodenhälften einer auf die Flamme auftreffenden Schallwelle verschiedene Verbrennungsvorgänge auslösen. So kommt es, dass die Flamme pro Periode einmal stark und einmal schwach aufleuchtet.

Dieser auffallende Gleichrichtereffekt, auf den vom Verfasser schon früher³⁾ hingewiesen worden ist, konnte näher untersucht werden. Man bediente sich zu diesem Zwecke schwingender Lamellen oder grosser Stimmgabeln⁴⁾ deren Schwingungen gleichzeitig mit den Bewegungen der Flamme auf photographischen Platten festgehalten werden konnten. Mitaufgenommene Zeitmarken erlaubten eine genaue Auswertung der Photogramme. Die Stimmgabeln oder die einzelne Lamelle schwingen dabei so,

¹⁾ Vgl. P. v. HANDEL und H. PLENDL, *E. N. T.* **10**, 86, 1933.

²⁾ Vgl. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik **42**, 139, 1933. *Telefunkenzeitung* Nr. 66, **15**, 32, 1934.

³⁾ H. ZICKENDRAHT, *Helvetica Physica Acta* **7**, 468—470, 1934.

⁴⁾ Grosse beschwerte Edelmann-Stimmgabel: 17 Hertz. Für die freundliche leihweise Überlassung dieser schönen Gabel bin ich Herrn Dr. med. ALBERT GROSHEINTZ, Ohrenarzt in Basel, zu besonderem Danke verpflichtet.

dass sie die Flamme unmittelbar über der Düse, aus der sie brannte, beeinflussten, die Flammen befanden sich somit in Schallfeldern niedriger Frequenz aber dafür grosser Bewegungs-Amplitude. Dies ist gemäss unserer Theorie erforderlich, derzufolge die Flamme als Geschwindigkeitsempfänger auf das Produkt $\omega \cdot A$, (die „Schallschnelle“) anspricht. Die eine der verwendeten Stimmgabeln schwang mit 17 Hertz, eine grosse flache Holzlamelle mit 12,5 Hertz. Aus den Versuchen mit Infraschall konnten dann vorsichtige Schlüsse auf das Verhalten der Flamme bei hörbaren Frequenzen gezogen werden.

Die Auswertung einer Reihe von Aufnahmen ergab, dass unter den gewählten Bedingungen: Frequenzen $n = 17$ bzw. 12,5 Hertz, Amplituden A von der Grössenordnung mehrerer Millimeter, somit Schallschnellen ωA zwischen 40 und 50 cm/sek. zur Erregung der Flamme benutzt wurden. Als besonders interessant erwies sich die Phasenlage: Bewegt sich die schwingende Stimmgabelzinke (bzw. die Lamelle) auf die Flammenbasis zu, so tritt eine starke seitliche Kontraktion des Flammenbandes auf, die die Bildung einer hellen Flammenfläche zufolge hat (über die Bezeichnungen vergleiche die erste Arbeit¹⁾), in der zweiten Periodenhälfte entfernt sich die Stimmgabelzinke von der Flammenbasis, ein Vorgang, der eine bedeutend schwächere Kontraktion und damit auch die Bildung einer unbedeutenden, (oft überhaupt keiner) Flammenfläche bewirkt. *So entsteht bei starker Erregung nur eine leuchtende Flamme pro Periode, die Flamme wirkt dann als gleichrichtender Schalldetektor.*

Diese Beobachtung ist zwar als folgerichtiges Ergebnis aus unsern Oszillogrammen neu, in praxi jedoch schon recht alt, nur dass der Gleichrichtereffekt, auf den es hier schwingungstheoretisch ankommt, früher nicht als solcher erkannt wurde. Man weiss schon seit HELMHOLTZ' Ansätzen über die Theorie der *Kombinationstöne*, dass zum objektiven Nachweis solcher Töne irgend-eine *Asymmetrie* eines schwingungsfähigen Mediums erforderlich ist. Die Kombinationstöne zweier getrennter Tonquellen (meist wird der Differenzton erster Ordnung beobachtet, der dem Unterschiede der beiden Frequenzen entspricht) lassen sich im Luft- raume nur unter Zuhilfenahme eines Gleichrichters irgendwelcher Art objektiv nachweisen. NIKOLAUS SCHMIDT²⁾ war wohl einer der ersten, der Flammen zu diesem Zwecke verwendet hat, ohne sich jedoch genau Rechenschaft von deren Gleichrichtereffekt zu geben.

¹⁾ H. ZICKENDRAHT, Helvetica Physica Acta 5, 317—335, 1932.

²⁾ NIKOLAUS SCHMIDT, Die empfindliche Flamme als Hilfsmittel zur Bestimmung der Schwingungszahl hoher Töne. Inauguraldissertation München 1902.

Die Experimente von N. SCHMIDT konnten mit unsern hochempfindlichen Flammen leicht wiederholt und photographische Aufnahmen der Differenztöne mehrerer Stimmgabelpaare gewonnen werden, die einen Beweis für den Gleichrichtereffekt der Flamme nicht nur bei kräftigstem Infraschall sondern auch im Gebiete der hörbaren Töne, mit Lautsprechern bis über die Hörgrenze hinaus (Ultraschall) liefern. Dabei wurde aber erkannt, dass der Gleichrichtereffekt bei grossen Bewegungs-Amplituden stark, mit Abnahme derselben immer schwächer auftritt, somit als eine Art *Übersteuerung* der empfindlichen Flamme anzusprechen ist. Mit abnehmenden Bewegungs-Amplituden tritt neben der ersten Flammenfläche bei der Bewegung der schwingenden Luftteilchen auf die Flamme zu, die zweite Flammenfläche hinzu, entsprechend der Bewegung der Luftteilchen von der Flammenbasis weg, wodurch die Asymmetrie und damit der Richteffekt abnimmt. Unsere Theorie¹⁾ ist also dementsprechend zu modifizieren, was an anderer Stelle geschehen soll.

Zum hydrodynamischen Mechanismus schallempfindlicher Flammen

von VICTOR HARDUNG (Basel).

In einer demnächst in den *Helvetica Physica Acta* erscheinenden Arbeit von H. ZICKENDRAHT²⁾ wird die Schallempfindlichkeit gewisser Gasflammen dadurch erklärt, dass sich in der Flamme, deren Querschnitt nicht vollkommen kreisförmig sein darf eine Art Zweiteilung des Gasstromes vollzieht. Beide Gasströme zeigen bei Schalleinfall Volumpulsationen und Schwingungen. Dadurch entsteht nach BJERKNES³⁾ eine Anziehungskraft der beiden Gasströme aufeinander.

Es wurde nun versucht, diese Bjerknescräfte noch deutlicher zu demonstrieren, indem die schallempfindliche Flamme durch zwei nebeneinander brennende, an und für sich schallunempfindliche Flammen ersetzt wurden. Durch Anlegen von gleichphasigen und gegenphasigen Wechselfeldern konnten Undulationen der Flammen erzeugt werden, die im ersteren Falle eine Anziehung im letzteren Falle hingegen eine Abstossung bewirkten. Dass diese Erscheinung nicht die Folge eines elektrostatischen Effektes ist, folgt daraus, dass ein elektrostatischer Effekt genau das

¹⁾ H. ZICKENDRAHT, *Helvetica Physica Acta* 5, 317—335, 1932, 1932.

²⁾ Vgl. auch H. ZICKENDRAHT, über eine neue hydrodynamische Theorie der schallempfindlichen Flammen. (*Helv. Phys. Acta* 7, 468 (1934) Sitzungsbericht).

³⁾ C. A. BJERKNES, Vorlesungen über hydrodynamische Fernkräfte, Leipzig 1900.

Gegenteil bewirken würde, d. h. eine Abstossung bei gleichphasiger und eine Anziehung bei gegenphasiger Erregung.

Die Schwingungen der Flammen können auch mit dem Stroboskop beobachtet werden.

Versuche mit kalten Gasstrahlen ergaben keine Kraft-Wirkungen.

Expériences d'enregistrement électrique de 0,1 - 0,2 - 0,5 et 1 seconde avec chronomètres Ulysse Nardin, Le Locle et Genève

par HENRI ROSAT (Le Locle).

Lors de la séance du printemps 1934 à Morat, nous avons eu l'avantage de vous présenter les chronomètres nouveaux construits par la Maison Ulysse Nardin pour enregistrer électriquement les fractions de secondes, jusqu'au 0,1, sur un chronographe à bande et de vous dire que les premiers essais étaient concluants, réservant plus amples renseignements pour la présente séance.

C'est donc la mise au point actuelle que nous avons le plaisir de vous signaler. La précédente, dont les graphiques vous ont été communiqués à Morat, était basée sur l'emploi d'un amplificateur à lampes; celle-ci comporte l'emploi d'un courant plus fort et de résistances appropriées, actionnant un chronographe à bande Favag à trois Styles, traçant les temps et les signaux sur une bande de papier paraffinée, se déroulant à la vitesse de 20 m/m par seconde.

La difficulté était d'accorder le fonctionnement de l'appareillage électrique aux temps presque instantanés marqués par le chronomètre, en évitant toute étincelle nuisible à la bonne conservation des mécanismes délicats. La Maison Nardin a réussi et vous apprécierez, Messieurs, le résultat actuel et nous direz si d'autres moyens encore peuvent être envisagés, offrant le caractère pratique de celui-ci, qui satisfait aux exigences des travaux en campagne.

Nous nous permettons, Messieurs, en cloturant ainsi les communications que nous avons pris la liberté de vous faire à ce sujet, de vous remercier de l'intérêt que vous avez témoigné, vous priant de le continuer aux chronométriers qui souffrent si intensément d'une crise sans précédent et qui seront grandement encouragés par la collaboration qu'ils s'efforcent de développer avec les sciences dont vous êtes les éminents représentants. C'est donc avec la plus grande liberté que vous leur adresserez les questions qui vous intéressent.

Versuche mit Ultraschall

von H. SACK (Brüssel).

1. *Relative Messung von Schallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten*: Es wird hierzu die Methode der „sekundären Interferenzen“ der an Schallwellen gebeugten Lichtstrahlen verwandt¹⁾. Es werden z. B. die beiden ersten Ordnungen der Beugungsspektren nach DEBYE-SEARS und LUCAS-BIQUARD zur Interferenz gebracht. Bei stehenden Schallwellen oder stroboskopischer Beleuchtung (Kerrzellen-Anordnung) erhält man Interferenzstreifen, deren Abstände der Schallwellenlänge und somit der Schallgeschwindigkeit C proportional sind. In unserer Anordnung haben wir zwei Flüssigkeiten übereinander angeordnet, in die man Schallwellen des gleichen Quarzes (oder von zwei Quarzen, die genau gleich sind) eintreten lässt. Man erhält dann gleichzeitig die Interferenzsysteme der beiden Flüssigkeiten und kann so leicht ihre relativen Schallgeschwindigkeiten durch Vergleich der Linienabstände bestimmen. Die Vorteile der Methode sind die Möglichkeit der Benutzung von weissem Licht und die weitgehende Unabhängigkeit von der Senderkonstanz. Der Nachteil ist der etwas kompliziertere Aufbau durch die Kerr-Anordnung. Die Genauigkeit lässt sich leicht bis $1-2 \cdot 10^{-4}$ treiben. Wir haben vorläufig zwei Flüssigkeitspaare gemessen (bei Zimmertemperatur, 20°):

$$\frac{C_{\text{H}_2\text{O}}}{C_{\text{C}_6\text{H}_6}} = 1,140 \text{ (Lit. 1,05-1,25)}$$

$$\frac{C_{\text{H}_2\text{O} + \frac{1}{10} n \text{ ZnSO}_4}}{C_{\text{H}_2\text{O}}} = 1,0055 \pm 0,0005 \text{ (Lit. 1,0063)}$$

$$\frac{C_{\text{H}_2\text{O} + \frac{2}{10} n \text{ Zn SO}_4}}{C_{\text{H}_2\text{O}}} = 1,0120.$$

2. *Schallgeschwindigkeit und Absorption in festen Körpern*: Von verschiedensten Gesichtspunkten aus ist die Kenntnis dieser Größen, insbesondere bei Kristallen erwünscht. Bis jetzt liegen nur sehr wenige Messungen vor. BOYLE²⁾ mass mit Hilfe eines Torsionspendels die von einem festen Körper reflektierte Energie bei verschiedenen Dicken. HIEDEMANN und ASBACH³⁾ bestimmten die Stellen maximaler Durchlässigkeit bei einem Glaskeil mittels der optischen Methode. Wir haben versucht etwas genauere,

¹⁾ P. DEBYE, H. SACK und F. COULON, C. R. **198**, 922, 1934; eine ähnliche Abbildungsmethode haben ungefähr gleichzeitig BACHEN, HIEDEMANN und ASBACH angegeben: Zeitschr. f. Phys. **87**, 734, 738, 1934.

²⁾ R. W. BOYLE und D. K. FROMAN, Can. Journ. Res. **1**, 405, 1929.

³⁾ E. HIEDEMANN und H. R. ASBACH, Phys. Zeitschr. **35**, 1934.

über das rein qualitative hinausgehende Messungen, besonders in Bezug auf die Absorption, zu machen, indem wir ebenfalls die optische Methode verwandten. Diese Methode bietet den Vorteil, dass das Schallfeld durch den Intensitätsmesser nicht gestört wird. Man misst die Intensität der nullten oder ersten Ordnung eines durch die Schallwelle gebeugten Lichtstrahles vor und hinter dem zu untersuchenden Körper (in Form einer Platte), der genau senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Schallstrahles steht. Diese Lichtintensitäten müssen mittels einer Eichung in Schallintensitäten umgewertet werden. Man verschafft sich die Eichung durch Messung der Abhängigkeit der Intensität vom Abstände vom Schwingquarze in verschiedenen stark absorbierenden Flüssigkeiten¹⁾, unter Annahme eines exponentiellen Abfalles der Schallintensität. Unter Vorsichtsmassnahmen (weite Entfernung des Körpers von der Schallquelle, Ausblenden des Schallstrahles etc.) kann man dann aus den so gemessenen Schallintensitäten vor (einfallende plus reflektierte Welle) und hinter (einfallende minus (reflektierte plus absorbierte Welle)) dem Körper bei verschiedenen Dicken oder verschiedenen Wellenlängen, dann versuchen, Brechungsindex und Absorption zu berechnen, resp. die theoretischen Voraussagen mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Insbesondere ist es möglich, zwischen Oberflächen und Volumen-Absorption zu unterscheiden.

So haben z. B. vorläufige Messungen gezeigt, dass ein fehlerhafter NaCl-Kristall wesentlich stärker absorbiert als ein guter, bei dem die Volumenabsorption sehr gering ist. Dass die verschiedenen Metalle (z. B. Pb und Stahl) sehr verschieden absorbieren ist bekannt, und kann auch mit dieser Anordnung leicht nachgewiesen werden. Genaue Zahlen können wir heute noch nicht angeben, da noch einige kleine Verbesserungen vorzunehmen sind, wozu uns leider bis heute die Zeit fehlte.

Über die Bestimmung der Poisson'schen Elastizitätskonstante mit Hilfe von Ultraschallwellen

von R. BÄR und A. WALTI.

Wenn man einen isotropen festen Körper, der die Form einer planparallelen Platte der Dicke d haben soll, in eine Flüssigkeit hineinbringt, durch welche Ultraschallwellen hindurchgehen, so werden beim Auftreffen dieser longitudinalen Kompressionswellen in dem

¹⁾ Ähnlich bei M. P. BIQUARD, C. R. **197**, 309, 1933.

festen Körper longitudinale und transversale Wellen angeregt. Besonders einfach werden die Verhältnisse, wenn die Platte senkrecht zum auftreffenden Schallstrahl steht; dann werden nämlich in derselben nur longitudinale (Kompressions-)Wellen erzeugt. Deren Wellenlänge λ lässt sich sehr einfach bestimmen, indem man eine Anzahl von Platten verschiedener Dicke verwendet und die Durchlässigkeit dieses Plattensatzes für die benutzte Ultraschallfrequenz als Funktion der Plattendicke misst. Die Durchlässigkeit wird nämlich ein Maximum, wenn

$$n\lambda/2 = d \quad (n = \text{ganze Zahl}) \quad (1)$$

ist. Diese maximalen Durchlässigkeiten bei bestimmten Dicken rühren bekanntlich daher: die im Glas fortschreitende Welle erzeugt beim Auftreffen an der Rückwand der Platte eine reflektierte Welle, die auf die Vorderwand zuläuft und hier eine zweite in der Richtung der ursprünglichen Welle fortschreitende sekundäre Welle anregt. Diese letztere ist mit der direkten Welle in Phase, wenn $n\lambda/2 = d$ erfüllt ist. Die Messung selbst geschieht gewöhnlich so, dass man nicht einen Satz planparalleler Platten benutzt, sondern einen sehr flachen Keil und dessen Stellen maximaler Durchlässigkeit aufsucht¹⁾. Als ein Mass für die Schallintensität kann bei Frequenzen von 10^6 — 10^7 Hz (die von uns verwendete Frequenz betrug ca. $7,5 \cdot 10^7$ Hz) der Effekt von DEBYE-SEARS und LUCAS-BIQUARD verwendet werden, nämlich die Stärke der Lichtbeugung an dem in der Flüssigkeit auftretenden Ultraschallwellengitter. Wenn man nun noch die Wellenlänge λ der Ultraschallwellen in der Flüssigkeit und zwar ebenfalls aus der Lichtbeugung an diesen Schallwellen misst, so hat man damit den Schallbrechungsexponenten $k = \lambda/\lambda_0$ bestimmt.

Wird die Platte schräg zum einfallenden Ultraschallstrahl gestellt und ist ϑ der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Normalen zur Plattenebene und Θ der entsprechende Winkel für den in der Platte angeregten Longitudinal-Schallwellenstrahl, so gilt statt (1) jetzt die Beziehung

$$n\lambda/2 = d \cos \Theta \quad (2)$$

oder

$$\sin^2 \vartheta = k^2 - (n\lambda/2)^2 \frac{1}{d^2}. \quad (3)$$

In dieser letztern Gleichung kommen nur beobachtbare Grössen vor. Trägt man als Abszisse $x = 1/d^2$ und als Ordinate $y = \sin^2 \vartheta$

¹⁾ Vgl. E. HIEDEMANN und H. R. ASBACH, Phys. Zeitschr. **34**, 734, 1934.

auf, so stellt die Gleichung (3) für verschiedene n ein System von Geraden dar, die alle durch den Punkt $y_0 = k^2$ auf der Ordinatenachse hindurchgehen und die Abszisse an den Stellen $x_n = 1/(n\lambda/2)^2$ schneiden.

Wenn die Platte schräg zum einfallenden Schallstrahl steht, werden aber in derselben ausser den erwähnten longitudinalen noch transversale (Torsions-)Wellen angeregt. Dieselben haben eine kleinere Wellenlänge $\bar{\lambda}$; der zugehörige Brechungsindex sei $\bar{k} = \lambda/\bar{\lambda}$. Auch für diese Wellen gilt die zu (3) analoge Beziehung

$$\sin^2 \vartheta = \bar{k}^2 - (n \lambda/2)^2 \frac{1}{d^2}, \quad (4)$$

welche wieder ein System von Geraden darstellt, die die Ordinate in dem Punkt $y_0' = \bar{k}^2$ schneiden und zu den durch (3) gegebenen parallel sind. Man kann also mit Hilfe von Ultraschallwellen die POISSON'SCHE Konstante σ (und natürlich auch den Elastizitätsmodul E) bestimmen: Setzt man $\lambda/\bar{\lambda} = \varkappa$, so ist bekanntlich $\sigma = \frac{\varkappa^2 - 2}{2(\varkappa^2 - 1)}$, wobei \varkappa sich dann aus diesen Versuchen $= \sqrt{y_0'/y_0}$ ergibt.

Die tatsächlich auftretenden Verhältnisse werden dadurch komplizierter als wir bisher angenommen haben, dass die beiden Wellensysteme (3) und (4) im allgemeinen gleichzeitig auftreten, so dass dann nicht mehr die einfachen Gleichungen (3) und (4) gelten. Die Gültigkeit der vereinfachten Theorie kann man nur erwarten: Erstens für $\vartheta = \Theta = 0$, in welchem Falle nur Longitudinalwellen auftreten (hierauf Bestimmung von k), und zweitens für so grosse Winkel ϑ , dass man sich im Gebiet der Totalreflexion für die Longitudinalwellen befindet, in welchem Falle also nur Transversalwellen möglich sind (hierauf Bestimmung von \bar{k}).

Experimentell zeigt sich nun, dass die Gleichung (3) nicht nur an der Stelle $\vartheta = 0$ gilt, sondern noch in einem kleinen Winkelbereich eine gute Näherung darstellt. Für grössere ϑ kann man die Kurven maximaler Durchlässigkeit besser darstellen durch sogenannte „Wechselwellen“. Diese treten auf, wenn die von einer fortschreitenden Longitudinalwelle bei der Reflexion an der Hinterwand erzeugte Transversalwelle beim Auftreffen auf die Vorderwand Wellen anregt, die mit den primär erzeugten phasengleich sind. In diesem Falle ist dann, wie man leicht sieht, auch folgende Phasenbeziehung erfüllt: die primär erregten Transversalwellen erzeugen an der Hinterwand Longitudinalwellen, die beim Auftreffen auf der Vorderwand wieder Wellen erregen, welche mit

den Primärwellen phasengleich sind. Für Wechselwellen lautet die der Gleichung (2) entsprechende Beziehung

$$n/d = \cos \Theta/\lambda + \cos \bar{\Theta}/\bar{\lambda}, \quad (5)$$

wobei $\bar{\Theta}$ den Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung der Transversalwellen und der Normalen zur Plattenebene bedeutet. Vergrössert man nun den Einfallswinkel noch weiter, so verschwinden auch diese Wechselwellen, und nach einem Winkelbereich, in dem bei der benutzten kleinen Ultraschallintensität überhaupt keine Durchlässigkeitsmaxima sichtbar waren, erscheinen bei noch grösseren Einfallswinkeln allein die Transversalwellen-Interferenzen.

Die meisten Versuche wurden mit Glaskeilen in Xylol als Flüssigkeit ausgeführt. Die Keile waren 8 cm lang, 2 cm breit und die Höhe nahm von ca. 0,3 mm am einen Ende bis ca. 2,6 mm am andern Ende zu. Für die Beobachtung wurde aus der Keillänge ein Stück von 2 mm ausgeblendet.

Als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen ergab sich für das verwendete Glas ein Wert von ca 5960 m/sec ($\lambda = 0,794$ mm). Was jetzt die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Transversalwellen betrifft, so wurde dieselbe auf zwei Weisen vorgenommen, nämlich aus den Wechselwellen und aus den Transversalwellen. Die Bestimmung aus den Wechselwellen ergab für das verwendete Glas den Wert $n = 1,79$ (weniger genaue Versuche in Tetrachlorkohlenstoff ergaben 1,73 und in Nitrobenzol 1,76). Eine unerwartete Komplikation zeigten die durch Transversalwellen allein hervorgerufenen Interferenzen. Hier ergab sich nämlich statt dem Geradensystem, wie es von der elementaren Theorie gefordert wird, eine Schar von Kurven, die für kleine Einfallswinkel gegen die Abszissenachse zu konvex, und für grosse Einfallswinkel gegen diese Achse konkav gekrümmt sind. Die Kurvenschar (genau ausgemessen wurden alle Kurven von $n = 2 - 7$; für grössere n waren die Maxima infolge der starken Schallabsorption im Glas nicht mehr gut sichtbar) lässt sich sehr gut darstellen unter der Annahme, dass der Brechungsindex \bar{k} für diese Wellen noch vom Winkel $\bar{\Theta}$, unter dem der Schallstrahl im Glas fortschreitet, abhängig ist. Es hat dann \bar{k} an der Stelle $\bar{\Theta} = 45^\circ$ ein Maximum $\bar{k}_{\max} = 2,63$ (welchem Wert ein $n = 1,76$ entspricht). Für kleinere $\bar{\Theta}$ nimmt \bar{k} ab und zwar bis zum Wert 2,25 für $\bar{\Theta} = 27,6^\circ$ als kleinstem Winkel, unter dem noch Transversalwellen zu beobachten waren. Ebenso nimmt \bar{k} ab mit zunehmendem $\bar{\Theta}$ und zwar bis zum Wert 2,50 für $\bar{\Theta} = 69,4^\circ$ als äusserstem Messpunkt. — Die Versuche werden fortgesetzt.

Sur la propagation ascendante de l'imbibition

par CH. EUG. GUYE (Genève).

Dans un article paru récemment¹⁾ nous avons cru pouvoir représenter la propagation ascendante de l'imbibition par l'équation différentielle

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

Bien que cette équation conduise, dans le cas de la répartition finale dans une bande de hauteur indéfinie à une expression de la forme $i = i_0 e^{-Kh}$ avec $K^2 = \frac{\rho g}{A}$ et quelle soit de ce fait en assez bon accord avec nos expériences antérieures²⁾, elle ne peut cependant pas représenter le phénomène dans sa généralité; d'ailleurs, elle ne conduit pas en régime permanent, ainsi que nous l'avons cru, à un débit indépendant de la section. Elle doit être remplacée par l'équation

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

La répartition finale de l'imbibition devient alors:

$$1^0 \text{ — Pour une bande de hauteur indéfinie } (h = 0, i = i_0; h = \infty, i = 0, \quad i = i_0 e^{-Kh} \quad (1)$$

avec $K = \frac{\rho g}{A}$

$$2^0 \text{ — Pour une bande de hauteur } H (h = 0, i = i_0; h = H, i = 0)$$

$$i = i_0 \left[e^{-Kh} - \frac{e^{-KH}}{1 - e^{-KH}} (1 - e^{-Kh}) \right] \quad (2)$$

que l'on peut écrire

$$i = i_0 \frac{e^{-Kh} - e^{-KH}}{1 - e^{-KH}}$$

Le débit ascensionnel est alors

$$D_a = a \rho g i_0 \frac{e^{-KH}}{1 - e^{-KH}} \quad (3)$$

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

¹⁾ C. E. GUYE, H. P. A. fasc. 6, 1934.

²⁾ C. E. GUYE et H. SAINI, H. P. A. fasc. 7, 1929.

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_a 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 déjà¹⁾, 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.

Temperaturabhängigkeit des Paramagnetismus bei festem Stickoxyd

von E. LIPS (E. T. H. Zürich).

(Erscheint demnächst ausführlich in den Helvetica Physica Acta.)

Die systematischen Untersuchungen des Bandenspektrums von NO²⁾ haben gezeigt, dass der Grundzustand des NO-Moleküls ein ${}^2\Pi$ Zustand ist, das Dublett ist regulär, die $\Pi_{-\frac{1}{2}}$ Komponente hat eine kleinere Energie als die $\Pi_{+\frac{1}{2}}$ 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-Boltzmann'schen 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 2 Bohr'schen Magnetonen für sehr hohe Temperatur.

Das Experiment³⁾ mit NO-Gas ergab ausgezeichnete Übereinstimmung mit der von VAN VLECK⁴⁾ durchgeführten theoretischen Berechnung.

Es wurde nun die Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments von festem NO einer experimentellen Prüfung unterzogen. Zu diesem Zwecke wurde die Suszeptibilität des festen NO bei 4 verschiedenen Temperaturen von 63° abs. bis 90° abs. gemessen. Die Messung geschah im wesentlichen mit einer kleinen

¹⁾ C. E. GUYE et H. SAINI, H. P. A. fasc. 7, 1929.

²⁾ BIRGE, Nature, Febr. 27, 1926; GUILLERY, Zeitschr. f. Phys. 42, 121, 1927; MILLIKAN, JENKINS et BARTON, Phys. Rev. 30, 150, 1927.

³⁾ AHARONI und SCHERRER, Zeitschr. f. Phys. 58, 749, 1929; BITTER, Proc. Nat. Acad. Amer. 15, 638, 1929; STÖSSEL, Ann. d. Phys. 10, 393, 1931.

⁴⁾ VAN VLECK, Phys. Rev. 29, 727, 1927; 31, 587, 1928.

Wage und einem Kompensationsfeld¹⁾. Die Reinheit des verwendeten NO war 100%.

Die gemessenen Werte zeigen einen schwachen von der Temperatur unabhängigen Paramagnetismus. Die Suszeptibilität pro Mol beträgt $(0,0198 \pm 0,0003) 10^{-3}$. 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.

Über den Frequenzgang der ferromagnetischen Permeabilität in Abhängigkeit von der elastischen Spannung

VON R. SÄNGER und G. FEJÉR (E. T. H. Zürich).

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 Kraftlinien immer mehr in die Oberflächenschicht hineingedrängt, wodurch die aus dem gemessenen Ohm'schen Widerstand, oder aus der gemessenen inneren Selbstinduktion des Drahtes berechnete Permeabilität abklingt.

Das beobachtete Frequenzverhalten der Permeabilität kann aber auch auf Grund der Becker'schen Vorstellungen über den technischen Magnetisierungsvorgang verstanden werden. Bringt man ein homogenes Ferromagnetikum in ein magnetisches Feld, so beginnen am Anfang des Magnetisierungsvorganges diejenigen Weiss'schen 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.

¹⁾ LIPS, H. P. A. VII, 559, 1934.

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 mittelst des Haupteffektes 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 Angstrom-Einheiten). Da elastische Spannungen besonders ausgeprägt 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. (Ausführlicher Bericht erscheint in den H. P. A.)

Contraintes mécaniques et anisotropies complémentaires de milieux ferromagnétiques

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Diverses publications antérieures¹⁾ ont montré comment l'ensemble du problème de l'induction ferromagnétique doit faire appel simultanément à deux types généraux de *couplages* des vecteurs \mathfrak{J}_w (aimantation spontanée), types *réticulaires* et types *texturaux*. Les interprétations proposées par l'auteur pour ces derniers reposent essentiellement sur une théorie de *striction spontanée*. Parmi ses prévisions se trouvent les *anisotropies texturales* qui doivent apparaître dans des milieux ferromagnétiques par l'effet d'actions mécaniques.

L'état des milieux ainsi traités doit se manifester à l'observation *en particulier* par de fortes dyssymétries des propriétés magnétiques et connexes. Dans la présente communication, on précise et développe un certain nombre de lois concernant ces dyssymétries et on les met en regard d'expériences faites ou en voie d'exécution.

Soit un milieu cristallin ou microcristallin à orientation confuse, Δv le volume d'un quelconque des groupements élémentaires saturés (WEISS); soumettons l'ensemble à une contrainte uniforme (compression ou extension). La théorie prévoit que les moments $\mathfrak{J}_w \Delta v$ tendent à s'orienter préférentiellement dans la

¹⁾ A. PERRIER, H. P. A. v. 4 (1931), p. 214; v. 5 (1932) pp. 59, 223, 229, 307.

direction de contrainte ou normalement à elle selon le sens de la déformation globale et le *signe de l'anisotropie spontanée* de striction de chaque groupement.

Avec des substances dans lesquelles ce signe est unique (indépendant de la direction dans le cristal), une contrainte suffisamment intense doit amener tous ces vecteurs au parallélisme ou à la direction normale à l'axe de déformation (exemples: dans le nickel \parallel par compression, \perp par traction, l'inverse dans les ferromagnétiques à 5—15% Ni env.). — Par la seule action mécanique, ces orientations sont «apolaires» (moments antiparallèles à égalité de nombre). Quelle que soit la cause de ces arrangements nous ferons usage de la terminologie suivante: distributions *axiale* ou *radiale*, ces distributions peuvent d'ailleurs être partielles ou totales.

Si γ détermine la position angulaire de chacun des vecteurs élémentaires par rapport à O_z , direction de l'axe de contrainte par exemple, si $f_0(\gamma)$ est une fonction de distribution telle que, N étant le nombre des groupements dans l'unité de volume, on ait

$$N = 2\pi \int_0^{\pi} f_0(\gamma) \sin \gamma d\gamma$$

les cas extrêmes sont symbolisés ainsi:

- | | |
|--|--|
| 1. Distribution isotrope (pas de contrainte) | $f_0(\gamma) = N/2\pi$ |
| 2. Distribution axiale | $f_0(\gamma) = 0$ pr. $\gamma \neq 0$ et π |
| | $f_0(\gamma) = \infty$ pr. $\gamma = 0$ ou π |
| 3. Distribution radiale | $f_0(\gamma) = 0$ pr. $\gamma \neq \pi/2$ |
| | $f_0(\gamma) = \infty$ pr. $\gamma = \pi/2$ |

La théorie interprète facilement à partir de là l'allure de cycles d'aimantation maintenant observés, dont on rappelle les caractères limites, savoir

Distribution 2: composés de paires de droites horizontale et verticale, raccordées de deux côtés par des points anguleux et des deux autres par des courbes; rémanence sensiblement égale à \mathcal{J}_w peu ou presque pas de dispersion des champs coercitifs.

Distribution 3: courbes à ascension très lente et presque uniforme dans un grand intervalle, saturation très éloignée, rémanence très faible, champs coercitifs très dispersés, pouvant dépasser très largement ceux du cas précédent (projections).

Dans la bibliographie, on parle de courbes d'aimantation «sous traction» ou «sous compression». Or les considérations précé-

dentes vont nous servir à montrer que ces lois, pas plus d'ailleurs que les études expérimentales qui les ont en partie vérifiées, ne sont aptes ni à exprimer la richesse d'aspects des phénomènes ni à apporter à leur description la clarté dont elle est susceptible.

La voie suivie dans nos recherches consiste à considérer avant tout la texture du milieu et à chercher les propriétés afférentes à chaque texture (ici à chaque $f_0(\gamma)$), quels que soient les agents qui l'ont créée.

Ici, nous avons affaire à des *milieux anisotropes à axe de répétition d'ordre ∞* (axe d'isotropie) et chacun d'eux donnera non pas une courbe d'aimantation, mais une infinité de ces courbes selon la direction du champ inducteur par rapport à l'axe d'isotropie (en l'espèce l'axe de contrainte ou de déformation). Suivant cette direction de mesure, les lois de l'aimantation vont, pour un même milieu et une contrainte déterminée, se rapprocher plus ou moins de celles de l'un ou l'autre des types limites 2 ou 3. Prenant conventionnellement le type 1 (isotropie) comme terme de référence et appelant *complémentaires* des lois s'écartant de part et d'autre de 1 (vers 2 et vers 3), on établit sans peine les deux règles suivantes :

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

II. *Des contraintes de même espèce mais de sens contraires créent dans un milieu ferromagnétique des anisotropies complémentaires¹⁾.*

Ces règles s'appliquent tout aussi bien aux milieux dans lesquels les distributions extrêmes sont partie axiale partie radiale (Fe p. ex).

Leur domaine de validité s'étend de même aux milieux qui, après disparition d'une contrainte, gardent des déformations rémanentes, à condition de substituer le mot *déformation* au mot *contrainte*. Mais les dyssymétries sont alors mesurées en général par d'autres valeurs, et peuvent même être inverses.

L'expérience a confirmé jusqu'ici ces prévisions avec netteté : Les anisotropies provoquées par déformations peuvent être *énormes*. On présente en séance quelques expériences avec des disques

¹⁾ Cette règle, qui peut trouver des justifications par de très nombreuses propriétés physiques, est d'une haute généralité; on aurait d'ailleurs pu parler également de « distributions complémentaires » et la seule inspection des fonctions $f_0(\gamma)$ ci-dessus suggère le qualificatif introduit ici.

circulaires de nickel et de fer dont la *texture acquise* est telle qu'ils n'admettent qu'une seule position de stabilité dans le champ magnétique (même alternatif et uniforme); si on les en écarte par une rotation autour de leur axe, ils y sont énergiquement ramenés¹⁾. Quelques courbes représentant les variations considérables de l'aimantation observable en fonction des azimuts dans des disques traités sont aussi projetées²⁾.

Il est fait un certain nombre de remarques au sujet de la non identité quantitative de lois correspondantes relatives à des textures (distributions) complémentaires, puis au sujet des dépendances entre les champs coercitifs *observables* et les textures anisotropes; il est par exemple inexact que les vecteurs \mathfrak{J}_w initialement normaux au champ *extérieur* ne puissent exécuter que des rotations *réversibles*, ainsi que quelques auteurs l'admettent a priori.

Dès la publication de 1931, la théorie de l'anisotropie ferromagnétique, spontanée ou observable, fait le cadre d'un programme de recherches méthodiques de l'auteur et de ses collaborateurs pour fixer les physionomies diverses de cette anisotropie; outre leur intérêt immédiat pour la connaissance de la texture des métaux, on signale leur fécondité dans le problème important de la discrimination et de la mesure des porteurs élémentaires du magnétisme; des recherches d'un caractère plus spécial sont instituées dans ce but et ont déjà conduit à quelques conclusions³⁾.

On peut espérer à échéance plus lointaine des *applications pratiques*; enfin il doit être noté expressément que:

A chaque loi ou presque, impliquée dans ce groupe d'hypothèses texturales et concernant en apparence l'aimantation seulement, il correspond comme corollaires une ou plusieurs lois dans chacun des groupes de phénomènes suivants: *élasticité, magnétostriction observable, conduction électrique et calorifique, magnétogalvanisme, magnétothermoélectricité, magnétooptique*. On trouvera un certain nombre de ces lois dans des travaux antérieurs de l'auteur; d'autres seront formulées à leur place dans des publications ultérieures. La présente note sera développée très prochainement en un article des H. P. A.

¹⁾ Expériences présentées à l'Institut des Hautes Etudes de Belgique, le 7 mai 1934, à l'occasion d'une conférence de l'auteur.

²⁾ Mesures (inédites) de M. GUSTAVE JOYET.

³⁾ v. A. PERRIER, H. P. A. v. 7 (1934), p. 471; H. FAVEZ et A. PERRIER, H. P. A., v. 7 (1934), p. 472.

Untersuchungen über die Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m)

VON VICTOR F. HESS, H. TH. GRAZIADEI und R. STEINMAURER (Innsbruck).

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 reduziert (580 mm), bis Mai 1934 bearbeitet vor (ca. 18000 Einzelstundenwerte). Bei Vollpanzer (allseitig 10 cm Blei) variieren die Monatsmittel zwischen 2,712 und 2,806 J . Die Ganzjahrmittelwerte 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 bzw. 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 Effektes der Aussentemperatur (der nur bei den Vollpanzermessungen überhaupt konstatierbar war) macht den täglichen Gang der Ionisation ebenfalls deutlicher, ohne ihn indess 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 und 3 Uhr, sowohl bei den Halbpanzer- wie bei den Vollpanzerkurven. Der Anstieg von 3—12 Uhr und der Abstieg von 12—21 Uhr erfolgt recht symmetrisch, besonders bei den Vollpanzerkurven. Der Unterschied zwischen Mittagmaximum und Nachtminimum beträgt bei Vollpanzer 9—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 mehr als zwei Jahren gelungen, was auf die Überlagerung der unten besprochenen 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 länger dauernden „Schwankungen zweiter Art“ wurden neuerlich beobachtet und durch Parallelmessungen mit zwei Steinke-Apparaten sichergestellt.

Eine Statistik der „Hoffmann'schen 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 Apparat 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 $7 \cdot 10^6$ Elementarquanten.

Über eine neue ultraviolette Sonnenstrahlung

VON EDGAR MEYER, M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

Es wird die Frage untersucht, ob am kurzwelligen Ende der Hartley'schen Ozonbande bei 2100 Å.E. noch ultraviolettes Sonnenlicht die Erdoberfläche erreicht. Bis zur Zeit sind alle Versuche in dieser Richtung erfolglos geblieben¹⁾. Die Ursache hierfür liegt in der neuerdings festgestellten Absorption des atmosphärischen Sauerstoffs unterhalb 2600 Å.E.²⁾. Um die Wirkung der O₂-Absorption zu verringern, wurden die Versuche in grosser Höhe über dem Meeresspiegel durchgeführt. Als günstiger Beobachtungsort erwies sich dabei die Hochalpine Forschungsstation Jungfrauoch (3460 m).

Das Sonnenlicht wurde im Gebiet von 2850 Å.E. bis 2000 Å.E. mit einem Leiss'schen Monochromator spektral zerlegt. Zur

¹⁾ EDGAR MEYER, Ann. d. Phys. **12**, 859, 1903; Verh. d. klimat. Tagung in Davos 1925. P. LAMBERT, G. DÉJARDIN und D. CHALONGE, Journ. de Phys. et le Rad. **4**, 536, 1923.

²⁾ H. BUISSON, G. JAUSSEAN, P. ROUARD, C. R. **190**, 808, 1930; **194**, 1477, 1932; F. W. P. GOETZ und M. MAIER-LEIBNITZ, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 253, 1933.

Intensitätsmessungen sind wegen des zu erwartenden äusserst schwachen Effektes hochempfindliche Lichtzählrohre nach M. SCHEIN und B. STOLL³⁾ verwendet worden.

Die Figur enthält das Ergebnis der an drei Tagen durchgeführten Messungen, wobei vier verschiedene Zählrohre zur Anwendung gelangten. Als Abszisse ist die Wellenlänge in Å.E. als Ordinate die Lichtintensität in willkürlichem Mass aufgetragen. Die so erhaltenen Kurven zeigen deutlich, dass im Wellenlängen-

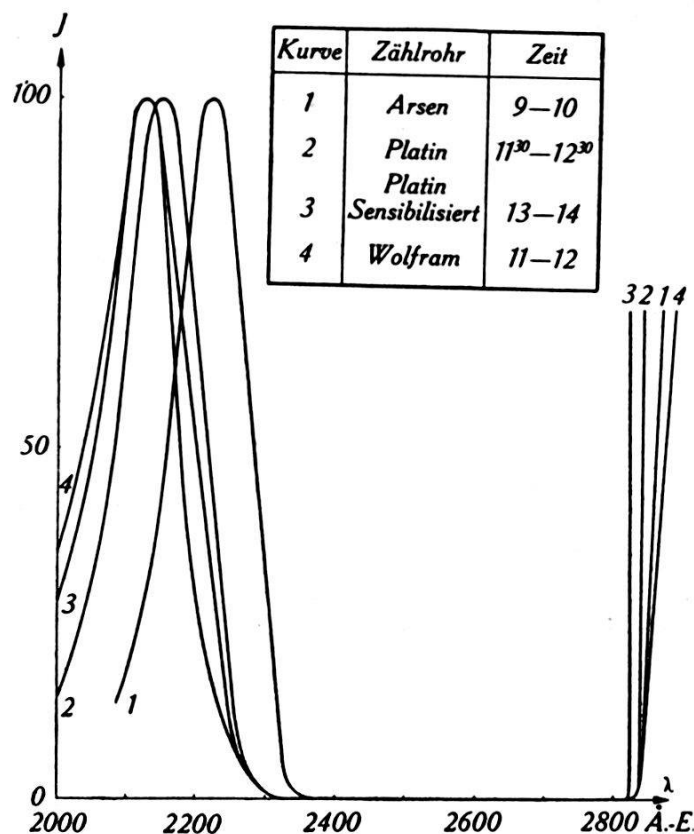


Fig. 1.

gebiet von 2800–2300 Å.E. überhaupt keine Lichtquanten die Erdoberfläche erreichen. Unterhalb 2250 Å.E. beginnt jedoch ein Anstieg der Sonnenintensität, mit einem Maximum an der Stelle, wo die kombinierte Sauerstoff-Ozon-Absorption der Atmosphäre ihr Minimum besitzt. Damit ist sicher nachgewiesen, dass im kurzwelligen Ultraviolett eine schwache Komponente der Sonnenstrahlung die Erdoberfläche erreicht. Sie nimmt infolge der Sauerstoffabsorption mit der Höhe sehr stark zu und muss daher in der Stratosphäre eine sehr beträchtliche Intensität besitzen.

³⁾ Erscheint demnächst in den Helvetica Physica Acta.

Über die Rayleigh'sche Zerstreuung des Zenithimmelslichtes

von M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

Der von GOETZ¹⁾ gefundene und gedeutete Umkehreffekt im Zenitlichte des Himmels wird bei Wellenlängen mit möglichst hohen Ozonabsorptionskoeffizienten untersucht. GOETZ, MEETHAM und DOBSON²⁾ haben in einer ausführlichen Arbeit aus umfangreichen Beobachtungen des Umkehreffektes die vertikale Verteilung des Ozons in der Atmosphäre berechnet. Sie verwenden bei ihren Messungen stets die beiden Wellenlängen $\lambda_1 = 3290$ Å.E. und $\lambda_2 = 3110$ Å.E. mit den entsprechenden Absorptionskoeffizienten $\alpha_1 = 0,080$ und $\alpha_2 = 1,275$. Da die Intensität dieser Wellenlängen stets bis in die Dämmerung herein verfolgt werden soll, so erfordern die Untersuchungen des Umkehreffektes sehr lichtstarke Anordnungen. GOETZ, MEETHAM und DOBSON verwenden zur Intensitätsmessung Photozelle mit Verstärkerröhre. Damit gelang es bis zu der oben erwähnten Wellenlänge $\lambda_2 = 3110$ Å.E. ($\alpha = 1,275$) ins Absorptionsgebiet des Ozons vorzudringen. Will man zu Wellenlängen mit noch grösseren Absorptionskoeffizienten übergehen, so versagen die üblichen photoelektrischen Methoden. Es schien jedoch aussichtsreich, mit empfindlichen Lichtzählrohren dieses Problem in Angriff zu nehmen.

In den vorliegenden Untersuchungen ist die Messung des Umkehreffektes mit noch drei weiteren Wellenlängen durchgeführt worden:

| Wellenlänge | Absorptionskoeffizient |
|----------------------------|------------------------|
| $\lambda_2' = 3052$ Å.E. | $\alpha_2' = 2,58$ |
| $\lambda_2'' = 3024$ Å.E. | $\alpha_2'' = 3,56$ |
| $\lambda_2''' = 2960$ Å.E. | $\alpha_2''' = 9,0$ |

Die grosse Leistungsfähigkeit des Lichtzählrohrs geht aus der Tatsache hervor, dass es mit Hilfe dieses Apparates noch gelingt, die Rayleigh'sche Zerstreuung bei der äusserst kurzen Wellenlänge von $\lambda = 2960$ Å.E. in der Dämmerung zu erhalten. Die Messungen wurden in der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch (3460 m) durchgeführt.

¹⁾ F. W. P. GOETZ, Gerl. Beitr. z. Geophys. **31**, 119, 1931.

²⁾ F. W. P. GOETZ, A. R. MEETHAM and G. M. B. DOBSON, Proc. Roy. Soc. (A) **145**, 416, 1934.

Die Figur zeigt die Umkehrkurven, die für die oben angeführten Wellenlängen erhalten worden sind. Als Abszisse ist die Sonnenhöhe mit Angabe der entsprechenden Mitteleuropäischen Zeit, als Ordinate das Verhältnis der Intensität der Wellenlängen $\lambda_2' = 3052 \text{ \AA.E.}$, $\lambda_2'' = 3024 \text{ \AA.E.}$ und $\lambda_2''' = 2960 \text{ \AA.E.}$ zur Intensität von $\lambda_1 = 3290 \text{ \AA.E.}$ aufgetragen. Die Stelle, bei welcher

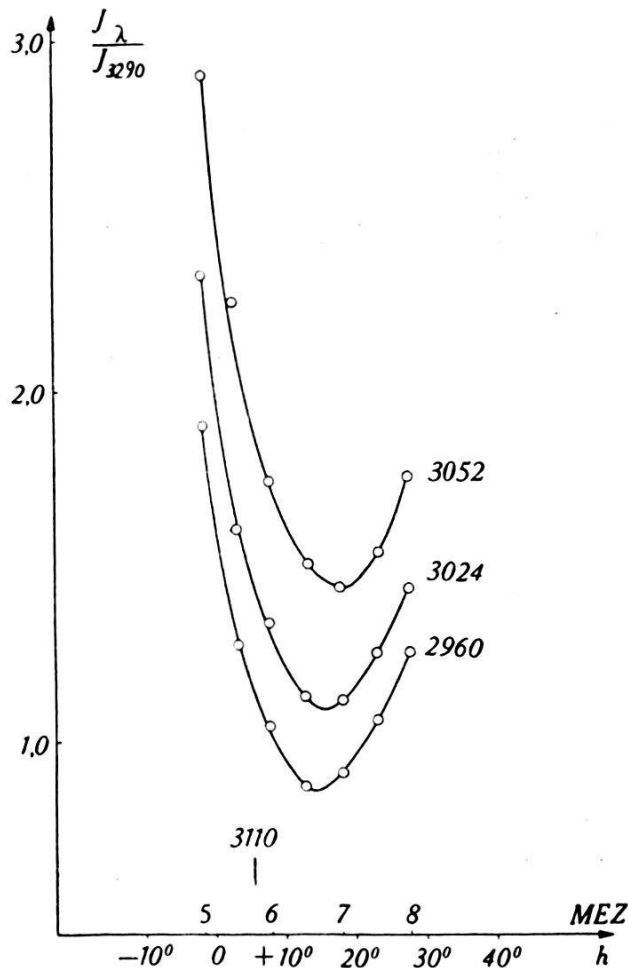


Fig. 1.

die Umkehr für die Wellenlänge $\lambda_2 = 3110 \text{ \AA.E.}$ eintritt, (Sonnenhöhe $h = 6^\circ$) ist durch eine vertikale Linie markiert.

Es war zu erwarten, dass mit kürzerer Wellenlänge die Umkehr bei stets grösseren Sonnenhöhen stattfindet. Aus den vorliegenden Messungen geht hervor, dass dies bis zu einer Wellenlänge von 3052 \AA.E. tatsächlich der Fall ist. Bei noch kürzeren Wellen kehrt sich jedoch das Verhalten um, wobei die Stelle der Umkehr mit abnehmender Wellenlänge nach kleineren Sonnenhöhen wandert. Die Ursache für dieses Verhalten muss wohl in der vertikalen Verteilung des Ozons begründet sein. Eine mathematische Analyse des Problems, die demnächst durch-

geführt werden soll, verspricht dabei gewisse Aufschlüsse über die Verteilung des Ozons in grossen Höhenlagen, da mit kürzer werdender Wellenlänge die effektive Höhe, aus welcher die Rayleigh'sche Zerstreuung im Zenitlichte her stammt, immer grösser wird.

Ozonbestimmungen über Zürich

von M. SCHEIN, B. STOLL und N. SCHAETTI (Universität Zürich).

Es werden im folgenden Bestimmungen des bodennahen Ozons mit Hilfe der Lichtzählrohrmethode über der Stadt Zürich mitgeteilt. Die experimentelle Anordnung war dieselbe wie in Arosa¹⁾. Die Intensitäten mehrerer Wellenlängen einer Quarz-quecksilberlampe, welche in drei verschiedenen Entfernungen vom Beobachtungsstandort gebracht wird, werden in Objektiv-

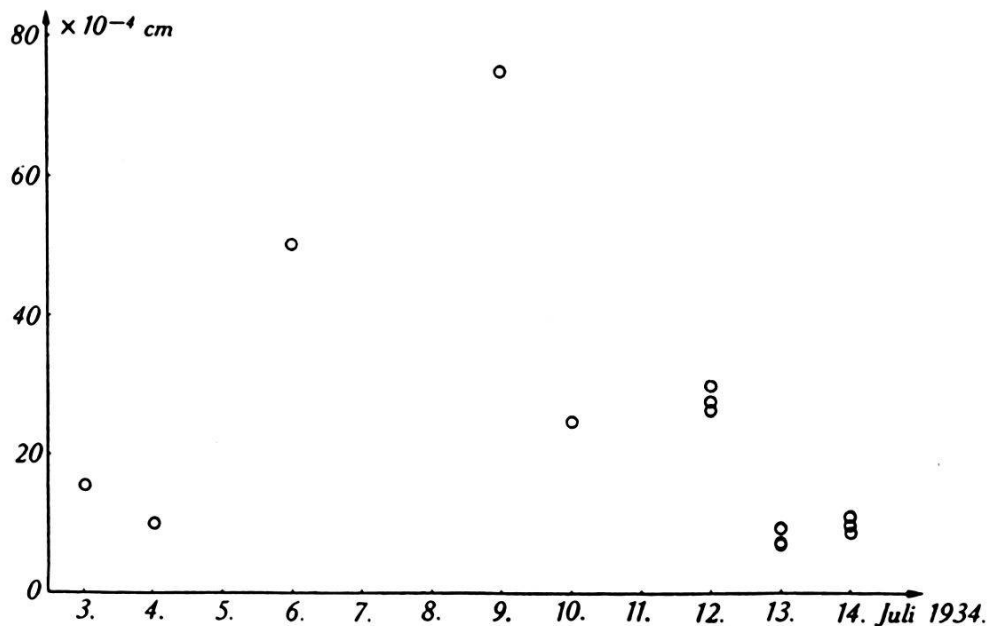


Fig. 1.

prismenanordnung quantitativ gemessen. Die drei Entfernungen, in denen sich die Lichtquelle befand, betragen 405 m, 1070 m und 2440 m.

Die Figur zeigt die Versuchsergebnisse. Es sind dabei die Ozonschichten in cm pro Kilometer Zürcher Luftstrecke für die verschiedenen Tage eingezeichnet. Aus der Figur ist deutlich zu erkennen, dass die Ozongehalte über Zürich sehr starken

¹⁾ F. W. P. GOETZ, M. SCHEIN und B. STOLL, *Helv. Phys. Acta*, **7**, 485, 1934.

Schwankungen unterworfen sind. Bei normaler Witterung am 3., 4., 13. und 14. Juli erhält man Schichtdicken von $10 \cdot 10^{-4}$ bis $20 \cdot 10^{-4}$ cm Ozon, die durchaus vergleichbar sind mit den von GOETZ und LADENBURG¹⁾ in Arosa ermittelten Ozongehalten. Die abnormal hohen Ozonwerte am 6. und 9. Juli sind merkwürdigerweise unmittelbar vor Gewitterausbruch gemessen worden.

¹⁾ F. W. P. GOETZ und R. LADENBURG, Naturw. **19**, 373, 1931.