

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **18 (1945)**

Heft VI

PDF erstellt am: **13.09.2024**

## **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 Freiburg, am 2. September 1945

(anlässlich der 125. Jahresversammlung der S.N.G.)

Präsident: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zürich),

Vizepräsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel),

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

---

*Geschäftlicher Teil.*

Als ordentliche Mitglieder der S.P.G. wurden aufgenommen:  
HH. P.-D. Dr. H. MOHLER (Zürich); Dr. R. V. BAUD (Zürich);  
B. MESSIKOMMER (Unter-Wetzikon); P. HABICHT (Schaffhausen);  
Dr. F. MÄDER (Bern); Dipl. Phys. A. FARNER (Zürich).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 287 Mitglieder.

---

**Das allgemeine gültige Druckverformungsgesetz**

von L. BENDEL (Luzern).

*1. Der Schubwinkel als Mass der Verformung.*

Es ist möglich, die Grösse und Art der Verformungen mit Hilfe des Schubwinkels  $\gamma$  anzugeben, z. B. für ideal-elastische Körper nach HOOKE. Darnach ist der Schubwinkel vom Zeiteinfluss unabhängig, hingegen wächst  $\gamma$  direkt proportional der Schubkraft  $\tau$ . Für viscos-flüssige Körper ändert nach NEWTON der Schubwinkel  $\gamma$  je nach der Dauer der Einwirkung auf den Körper; ferner ist die Fliessgeschwindigkeit  $d\gamma/dt$  direkt proportional der Schubkraft  $\tau$ . Alle elastisch-plastischen und viscos-elastischen Fälle lassen sich zwischen die beiden erwähnten Extremfälle einreihen. Besondere Bedeutung kommt dabei den neuen Untersuchungen des Rheologie-Club of London (Bingham) zu, die auch für Natur- und Kunstprodukte durchgeführt wurden.

## 2. Die Compressibilität als Mass der Verformung.

Für gewisse Verformungen, wie z. B. Zusammendrückbarkeit von Stoffen eignet sich das Verfahren mit dem Schubwinkel  $\gamma$  nicht. Um ein Gesetz zu finden, das sowohl für elastische als auch elastisch-plastische Körper Gültigkeit hat, wurden vom Verfasser an Hand von über 2000 Drucksetzungskurven (aus dem Schrifttum, aus persönlichen Mitteilungen und auf Grund von Versuchen im eigenen Prüfraum) nach dem mathematisch-statistischen Verfahren die Beziehung gefunden:

$$(\sigma + c) = b \cdot e^{a \cdot s} \quad (1)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

$\sigma$  = die auf das Material gebrachte Belastung in kg/cm<sup>2</sup>

$s$  = Setzung, ausgedrückt in % der Versuchshöhe  $h$

$e$  = Basis des natürlichen Logarithmus

$a$ ,  $b$  und  $c$  = Festwerte, abhängig von der Materialbeschaffenheit.

Bei der genauen Analyse des Aufbaues der Formel ergab sich, dass die Werte ( $b$ ) und ( $c$ ) beinahe gleich gross sind, und dass sie die Dimensionen von kg/cm<sup>2</sup> haben. Infolgedessen lässt sich Formel (1) auch schreiben, indem  $b \cong c \cong \sigma_0$  gesetzt wird:

$$\underline{(\sigma + \sigma_0) = \sigma_0 e^{a \cdot s}} \quad (2)$$

oder logarithmiert:

$$\log (\sigma_0 + \sigma) = \log \sigma_0 + a \cdot s \log e \quad (3)$$

oder

$$s = K \log \left( \frac{\sigma_0 + \sigma}{\sigma_0} \right) = K' + K \log (\sigma_0 + \sigma) \quad (4)$$

wobei

$$K = \frac{1}{a \log e} \text{ und } K' = -K \log \sigma_0$$

bedeuten.

In obiger Formel haben die Festwerte bestimmte physikalische Bedeutung:

$\sigma_0$  bedeutet die Grösse des Druckes, der durch die Kapillarkräfte, durch die molekularen Anziehungskräfte und durch die chemisch-physikalischen Kräfte auf das Material ausgeübt wird, wenn es vom zähflüssigen (viskosen) in den elastisch-plastischen Zustand übergeht. Dies ist der Fall an der sog. Fließgrenze, die z. B. nach ATTERBERG mit Hilfe des CASAGRAND'schen Fließgerätes bestimmt wird.

Wird die Gleichung (4) differenziert, so wird das HOOKE'sche Elastizitätsgesetz gefunden:

$$ds = d\sigma \cdot \frac{K}{\ln 10 \cdot \sigma_0} = \frac{d\sigma}{E}.$$

### 3. Zusammenfassung.

Die Druckverformungsgesetze lauten unter Berücksichtigung der Kapillarkräfte, der molekularen Anziehungskräfte und der chemisch-elektrischen Kräfte:

a) für plastisch-elastische Körper  $s = K \log \left( \frac{\sigma_0 + \sigma}{\sigma_0} \right)$  (nach BENDEL)

b) für ideal-elastische Körper  $s = \sigma \cdot \frac{K}{\ln 10 \cdot \sigma_0} = \frac{\sigma}{E}$  (nach HOOKE),  
als Sonderfall des allgemein gültigen Falles nach BENDEL).

#### Apparat zur automatischen Thermoanalyse

von A. PICCARD (Aluminium-Industrie A.G., Chippis).

Es wird ein Apparat beschrieben, welcher die Thermoanalyse von Schmelzflüssen ausführt, indem er direkt die OSMOND'sche Kurve photographisch registriert. Als einziges bewegliches Organ weist der Apparat ein Spiegelgalvanometer auf. Er beruht auf der Tatsache, dass eine bestimmte Lichtmenge nötig ist, um „hartes“ photographisches Papier zu schwärzen.

Eine ausführliche Beschreibung des Apparates soll in den H. P. A. erscheinen, s. S. 460.

#### Zur Elektrizitätslehre I

von H. SCHILT (Biel).

Die Elektrizitätslehre ist wesentlich durch die historische Entwicklung beeinflusst, welche folgende Mängel bedingt:

1. Reduktion der Elektrizitätslehre auf die Mechanik.
2. Betonen einer formalen aber physikalisch unbegründeten Symmetrie zwischen elektrischen und magnetischen Grössen.
3. Definition von Einheiten, welche in der Praxis nicht benutzt werden.
4. Die Hauptgleichungen enthalten unübersichtliche Massfaktoren, die einen Übergang zu andern Maßsystemen erschweren.
5. Zusammenstellung von elektrischen und magnetischen Feldgrössen, die nach der Relativitätstheorie nicht zusammengehören.

In einem Abriss der Elektrizitätslehre, der elementar gehalten ist und nächstens erscheinen soll, werden diese Mängel durch geeignete Definitionen und folgerichtige Ableitungen umgangen.

Man führt die Ladung als neue Grösse ein, deren Dimension gleichberechtigt zu den Dimensionen der Länge, der Zeit und der Masse tritt. Für die Ladung gilt ein Erhaltungssatz:

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

$\vec{j}$  = Stromdichte,  $\rho$  = Ladungsdichte

Der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  und der magnetischen Induktion  $\vec{B}$  wird eine physikalische Realität zugeschrieben (elektromagnetische Wellen im Vakuum). Sie werden nach physikalischen Gesichtspunkten in symmetrischer Weise mit Hilfe der Kraft  $\vec{K}$  definiert, die die Felder auf eine ruhende, bzw. bewegte Ladung ausüben:

$$\vec{K} = e \vec{E}, \quad \vec{K} = e \vec{v} \times \vec{B}$$

$e$  = Probeladung,  $\vec{v}$  = Geschwindigkeit dieser Ladung.

Die Wechselwirkungen zwischen Ladung und Felder werden durch die MAXWELL'schen Gesetze beschrieben. Diese sind in der anschaulichen Integralform und in der bekannten Differentialform erläutert. Der Kürze halber erwähnen wir hier nur die Differentialform:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \text{I}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{Induktionsgesetz}) \quad \text{II}$$

$$\epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = \rho \quad \text{III}$$

$\epsilon_0$  = Influenzkonstante

$$\frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \vec{B} - \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j} \quad (\text{Durchflutungsgesetz}) \quad \text{IV}$$

$\mu_0$  = Induktionskonstante

$$\epsilon_0 = 8,84 \cdot 10^{-14} \text{ As/Vcm}, \quad \mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-8} \text{ Vs/Acm}$$

Aus II und IV (mit  $j=0$ ) folgt die Wellengleichung:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0,$$

wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  der Beziehung genügt:

$$c^2 \mu_0 \epsilon_0 = 1$$

Anwesenheit von Materie.

Grundsätzlich gelten die vier MAXWELL'schen Gleichungen unverändert, auch wenn Materie vorhanden ist. Jedoch müssten in

der Landungs- und Stromdichte auch die Molekularladungen und -ströme berücksichtigt werden (Polarisation und Magnetisierung) Die Felder, die von den direkt messbaren Ladungen und Ströme herrühren, geben mit der Polarisation und der Magnetisierung zusammen die resultierenden Felder  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ . Es ist üblich, zwei Materialkonstanten zu benutzen (Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  und Permeabilität  $\mu$ ) und damit Hilfsgrössen  $\vec{D}$  und  $\vec{H}$  zu definieren, dabei werden die Massfaktoren  $\epsilon_0$  und  $\mu_0$  mit in die Definition eingeschlossen: Elektrische Erregung  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ , magn. Feldstärke  $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \vec{B}$ . Die Grössen  $\vec{D}$  und  $\vec{H}$  sind in die III und IV MAXWELLSche Gleichung einzuführen:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad \text{III}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j}. \quad \text{IV}$$

Hierin bedeuten  $\rho$  und  $\vec{j}$  nur die direkt messbaren Ladungen und Ströme, Polarisation und Magnetisierung sind durch die Grössen  $\vec{D}$  und  $\vec{H}$  berücksichtigt.

---

## Zur Elektrizitätslehre II

von A. MERCIER (Bern).

(Erscheint im Rahmen einer umfangreichen Veröffentlichung.)

---

## Magnétogalvanisme, rotations de moments et translations de parois de domaines cristallins élémentaires

Par ALBERT PERRIER (Lausanne).

On sait que dans les groupements (domaines) élémentaires de WEISS, les variations d'orientation de l'aimantation spontanée ( $\mathcal{J}_w$ ), s'accomplissent et par des rotations réversibles continues et par des pivotements discontinus (retournements, Umklappprozesse).

Les susceptibilités initiales très élevées de certains fers réalisés il y a quelques années ont conduit à l'opinion que les polarisations réversibles ne sauraient, dans les champs faibles, être attribuées à



des rotations et l'on a proposé (F. BLOCH, R. BECKER<sup>1</sup>) le mécanisme d'un pivotement semblable au rabattement irréversible soit la séparation d'un même domaine élémentaire en deux régions où les moments diffèrent par leur sens de 90 à 180°, la région frontière (paroi) se translatant sous l'action du champ extérieur dans le sens qui assure une baisse de l'énergie potentielle. Mais pour rendre compte de la susceptibilité initiale, on admet que cette *translation* est bien déterminée au début en fonction du champ et par conséquent réversible („umkehrbare Wandverschiebung“.)

Les physiciens qui se placent à ce point de vue admettent de plus que, dans ces limites de champ, aucune *rotation* réversible ne se fait sentir à un degré appréciable.

Les données numériques de mesures proprement magnétiques ne semblent pas, à l'avis de l'auteur, suffire pour conclure d'une manière aussi générale et catégorique; et il expose, dans cette communication le principe d'une méthode indirecte (non magnétique) devant permettre de trancher entre les mécanismes de rotation et de translation, éventuellement de discriminer les parts imputables à l'un et à l'autre dans des matières diverses.

Cette méthode comporte des *mesures électriques* et se base sur les interprétations théoriques des effets magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques exposées à diverses séances antérieures de la Société Suisse de Physique. Leur caractère le plus essentiel est marqué, pour les milieux ferromagnétiques, par l'abandon du champ inducteur en tant que facteur immédiatement déterminant et son remplacement par des *paramètres magnétogalvaniques spontanés*, grandeurs réversibles reliables directement aux propriétés des réseaux („Strukturunabhängige“ Eigenschaften).

De ce domaine général, la présente communication détache le phénomène de *la modification magnétique de la conduction électrique* (effet magnétogalvanique longitudinal, «magnétorésistance») et le soumet à une discussion attentive du point de vue théorique rappelé.

En faisant appel simplement à des considérations générales de symétrie, on se rend déjà compte que la magnétorésistance doit se manifester différemment selon les mécanismes de détail de la polarisation observable. L'étude a ensuite été poussée plus avant.

<sup>1</sup>) Voir p. ex.: R. M. BOZORTH, The present Status of ferromagnetic Theory in The Bell System technical Journal, v. XV, pp. 63—91 (1936); id. The Physical Basis of the Ferromagnetism, id. XIX, pp. 1—39 (1939). — Probleme der technischen Magnetisierungskurve, *Göttinger Vorträge*. Springer 1938. — R. BECKER & W. DÖRING, Ferromagnetismus. Springer 1939.

a) *Mécanisme des rotations réversibles.* — Une publication antérieure<sup>1)</sup> a établi l'expression générale suivante de l'anisotropie observable de conductibilité électrique correspondant à une polarisation quelconque caractérisée par une fonction de répartition  $f(\gamma)$  des vecteurs  $\mathfrak{J}_w$  autour de,  $\mathfrak{K}$  ( $\gamma = \angle \mathfrak{J}_w \mathfrak{K}$ )

$$\Delta\lambda = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp} = \Delta\lambda \left[ 1 - \frac{3\pi}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin^3 \gamma d\gamma \right]$$

c'est  $\Delta\lambda$  qui exprime le mieux l'inverse de la magnétorésistance. —  $\Delta\lambda$  = anisotropie spontanée moyenne liée à  $\mathfrak{J}_w$  et aux paramètres cristallins, grandeur essentielle de la théorie, indépendante des actions extrêmes, et donc caractéristique d'un milieu donné.

Faisons varier  $\mathfrak{K}$  de  $\delta\mathfrak{K}$  faible, chacun des  $\gamma$  varie de  $\delta\gamma$ ; on verrait que la nouvelle répartition donne une probabilité de présence dans la zone sphérique d'ouverture  $d\gamma$  de

$$\frac{N}{2\pi} \cdot \frac{\sin(\gamma - \delta\gamma)}{\sin \gamma}$$

$N$  = nombre total de domaines élémentaires dans l'unité de volume, ce qui entraîne une variation:

$$\delta\Delta\lambda = \Delta\lambda \left( 1 - \frac{3}{4} \int_0^{\pi} \sin(\gamma - \delta\gamma) \sin^2 \gamma d\gamma \right)$$

et, par un développement en série et négligence des termes d'ordre subordonné:

$$\delta\Delta\lambda = \frac{3}{8} \Delta\lambda \int_0^{\pi} \delta^2 \gamma \sin^3 \gamma d\gamma.$$

Introduisant enfin pour symboliser l'hypothèse de rotations réversibles quasi-élastiques:

$$\delta\gamma = -C \mathfrak{J}_w \sin \gamma \delta\mathfrak{K}$$

<sup>1)</sup> A. PERRIER, Théorèmes sur les effets magnétogalvaniques longitudinaux et effets connexes dans les milieux ferromagnétiques. Soc. S. de Phys. Locarno, 24 (IX), 1939; Actes Soc. helv. Sc. nat. 1939, p. 15. — Avec plus de détails: Interprétation et liaison des effets électriques de déformation et d'aimantation, H.P.A. v. XVII, pp. 553—570 (1944).



il vient, tous calculs exécutés :

$$\delta \Delta \lambda = \frac{2}{5} C^2 \mathfrak{J}_w^2 \Delta \lambda \delta^2 \mathcal{H}.$$

Loi typiquement hyperbolique caractérisant la magnétorésistance initiale.

b) *Translations de parois.* — Ici, un raisonnement purement géométrique dispense de tout calcul : les symétries caractéristiques du courant électrique et de la polarisation magnétique impliquent que les effets longitudinaux au courant demeurent *indifférents à un renversement* soit de la polarisation, soit des courants.

Il en découle que les pivotements de  $180^\circ$  tant réversibles qu'irréversibles n'entraînent aucune altération de la conductibilité électrique.

On démontrerait ensuite que, bien que des translations de parois entre régions où le moments forment des  $\sphericalangle$  de  $90-180^\circ$  provoquent des variations de conductibilité, ces effets doivent *s'annuler deux à deux*; mais seulement si l'on part d'un état anisotrope par compensation, ce qui est la condition même imposée ici. De sorte que, de manière tout à fait générale, *la conduction initiale n'est pas modifiée par aimantation résultant exclusivement de translations réversibles de parois.*

Il y a donc *nette opposition à ce point de vue entre les deux mécanismes*: d'un part *invariabilité* (translations de parois) et de l'autre *loi parabolique caractérisée.*

Si l'expérience révèle l'absence de toute magnétorésistance initiale, elle condamne l'hypothèse de rotations, alors qu'au contraire, l'apparition d'une variation parabolique à tangente horizontale à l'origine décèlerait de telles rotations. Enfin l'entrée en jeu tardive de rotations devrait se manifester par un « coude » de la courbe, dont l'abscisse renseignerait sur le champ minimum nécessaire à l'apparition de ce mécanisme et ainsi sur la grandeur des énergies de couplage.

L'expérience sur des fers usuels nécessitera la mesure de variations de résistance de l'ordre du  $1/10000$  à  $1/100$  près. Cela implique pratiquement une sensibilité de quelques  $10^{-9}$  V., encore accessible. Mais un écueil redoutable est la variation thermique de la conductibilité; l'auteur se propose de le tourner par un montage double strictement symétrique.

*Remarques diverses.* — 1) En appliquant l'expression générale de l'aimantation observable

$$\mathcal{J} = \frac{2\pi}{N} \mathcal{J}_w \int_0^\pi f(\gamma) \sin \gamma \cos \gamma d\gamma \quad ^1)$$

les conditions générales étant les mêmes que plus haut, et poursuivant un calcul analogue, on établit pour l'aimantation initiale réversible due exclusivement à des rotations.

$$\delta \mathcal{J} = \frac{1}{3} C \mathcal{J}_w^2 \delta \mathcal{H}$$

ou pour la susceptibilité initiale.

$$\delta \mathcal{J} / \delta \mathcal{H} = \frac{1}{3} \cdot C \mathcal{J}_w^2.$$

La constante  $C$  apparaît dans les fonctions aimantation et magnétoconduction à des puissances différentes; les paramètres fondamentaux  $\Delta A$  et  $\mathcal{J}_w$  sont directement accessibles à l'expérience. En sorte qu'au cas où la loi parabolique se vérifierait, des recoupements très utiles seront possibles.

2) Les propositions formulées pourraient suggérer l'objection qu'il est difficile de concevoir qu'une grandeur physique réversible puisse être *différente* pour des *mêmes états de polarisation* et dépende du mécanisme pour les atteindre: la réponse est que l'identité des états n'est que macroscopique, elle cesse dans les éléments cristallins.

3) Des propositions corrélatives pourraient être manifestement établies pour les pouvoirs thermoélectriques, la conduction calorifique et la magnétostriction; les caractères généraux de symétrie étant les mêmes.

4) En net contraste, les phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques *transversaux* (effet HALL et autres apparentés) sont, eux, tout à fait indifférents aux mécanismes particuliers d'orientation des moments dans les domaines de WEISS. L'auteur a en effet établi antérieurement que les grandeurs qui expriment ces phénomènes doivent être des fonctions *univoques* de l'aimantation observable (v. plus haut, note de 1933).

---

<sup>1)</sup> A. PERRIER, Théorèmes sur la variation des effets magnétogalvanique transversaux et effets connexes dans les milieux ferromagnétiques. H.P.A., v. VI (1933), p. 461.

### Verdampfungsgeschwindigkeit von Eis

von E. MIESCHER und K. TSCHUDIN (Basel).

Es mag überraschen, dass trotz der überaus vielfältigen Messungen an der Substanz Wasser<sup>1)</sup> bis heute keine Bestimmungen der Verdampfungsgeschwindigkeit des Eises vorliegen. Zwar kann nach kinetischen Formeln dafür ein Maximalwert aus der Grösse des Sättigungsdruckes abgeleitet werden, doch hat sich gerade für flüssiges Wasser nach den übereinstimmenden Untersuchungen von ALTY<sup>2)</sup> und PRÜGER<sup>3)</sup> ergeben, dass der wahre Wert in diesem Falle viel kleiner ist. Als Verdampfungskoeffizient fand sich 0,04, was bedeutet, dass 96% der aus dem Dampf auf die Wasseroberfläche auftreffenden Moleküle reflektiert werden.

Zur Ermittlung der wahren Verdampfungsgeschwindigkeit muss die Dampfphase so rasch entfernt werden, dass durch sie die die Oberfläche verlassenden Teilchen nicht beeinflusst werden. Dies wird dadurch erreicht, dass der Dampf an einer tiefgekühlten Fläche kondensiert wird, deren Abstand von der verdampfenden Oberfläche klein gegen die freie Weglänge ist. Im vorliegenden Fall wurden an einer elektrischen Vakuumwaage, wie sie früher beschrieben worden ist<sup>4)</sup>, die Gewichtsabnahmen einer dünnen Eisschicht von etwa 1 cm<sup>2</sup> Oberfläche gemessen, der von der einen Seite durch Strahlungsheizung Wärme zugeführt werden konnte, während ihr auf der anderen Seite im Abstand von wenigen mm eine mit flüssiger Luft gekühlte Auffangfläche gegenüberstand. Der Temperaturbereich, innerhalb dessen so Verdampfungsgeschwindigkeiten der Grösse 10<sup>-4</sup> bis 10<sup>-6</sup> gcm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup> gemessen werden können, ist nach unten durch die Empfindlichkeit der Waage, nach oben durch die freie Weglänge begrenzt. Für Eis ergab sich -60 bis -85° C. Die exakte Messung der Oberflächentemperatur, von der die Verdampfungsgeschwindigkeit exponentiell abhängt, bereitet die Hauptschwierigkeit. Sie erfolgte mit Thermoelement von 0,05 mm Drahtdurchmesser und Kompensationsapparat. Zahlreiche Messreihen, über die in der später erscheinenden ausführlichen Arbeit Einzelheiten mitgeteilt werden, ergaben für Eis Verdampfungskoeffizienten der Grösse 0,9. Dieses Resultat zeigt, dass die an der flüssigen Phase festgestellte, vielleicht Assoziations-

1) N. E. DORSEY: „Properties of ordinary water-substance“. Reinhold, New York 1940.

2) T. ALTY and C. A. MACKAY: Proc. Roy. Soc. London A. **149**, 104, 1935.

3) W. PRÜGER, Zeitschr. f. Phys. **115**, 202, 1940.

4) E. MIESCHER, Helv. Phys. Acta **14**, 508, 1941; F. METZGER, Helv. Phys. Acta **16**, 323, 1943.

phänomenen zuzuschreibende starke Kondensationsbehinderung an der festen Phase fehlt, wo ja auch nach früheren Bestimmungen<sup>1)</sup> die Verdampfung in der Form nichtassoziierter Moleküle erfolgt.

### Paaremission des ThC''

VON H. BRADT, J. HALTER, H.-G. HEINE und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Die Emission von Paaren bei einem kleinen Bruchteil der radioaktiven Umwandlungen des Thorium C''-Kerns wird auf zwei Arten untersucht: 1. durch Registrierung von *Dreifachkoinzidenzen* dreier, bezüglich der ThC''-Quelle symmetrisch angeordneter  $\beta$ -Zählrohre (siehe BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>2)</sup>) und 2. durch Beobachtung mittels einer durch zwei Koinzidenzzählrohre gesteuerten *Wilsonkammer*.

Die Registrierung von *Dreifachkoinzidenzen* ist eine zur Untersuchung der bei der radioaktiven Umwandlung auftretenden Paaremission geeignete Methode, da ja die Emission eines Paares gleichzeitig mit derjenigen des Zerfallselektrons erfolgt. Zweifachkoinzidenzen hingegen können noch durch andere, gleichzeitig mit dem Zerfallselektron ausgesandte Strahlung ( $\gamma$ -Quanten, Konversionselektronen) verursacht werden. Die durch Messung der Häufigkeit von Dreifachkoinzidenzen mit reinem ThC'' (isoliert nach der Rückstossmethode) bestimmte Wahrscheinlichkeit der Paaremission ergab sich zu

$$W_{\text{Paar-Em.}} = (1,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ Paare pro ThC''-Zerfall.}$$

Bei Berücksichtigung einer Richtungskorrelation der Teilchen würde sich dieser Wert noch etwas vergrössern.

Auf *Wilsonkammeraufnahmen* ist mit ThC'' (CHADWICK, BLAKETT und OCCHIALINI<sup>3)</sup>, HEINE<sup>4)</sup>) – ebenso wie mit anderen  $\beta^-$ -Strahlern – unter etwa 100 Spuren von Zerfallselektronen eine Spur beobachtet worden, welche als Bahn eines positiv geladenen, von der Quelle emittierten Elektrons erscheint. Die Schwierigkeiten, die sich bei dem Versuch einer Deutung dieser Beobachtungen ergeben, sind früher diskutiert worden (BRADT, HEINE und SCHERRER<sup>2)</sup>, BRADT<sup>5)</sup>).

<sup>1)</sup> E. MIESCHER, *Helv. Phys. Acta* **14**, 508, 1941; F. METZGER, *Helv. Phys. Acta*, **16**, 32, 1943.

<sup>2)</sup> H. BRADT, H.-G. HEINE und P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **16**, 491, 1943.

<sup>3)</sup> J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT und G. P. S. OCCHIALINI, *Proc. Roy. Soc.* **144**, 235, 1934.

<sup>4)</sup> H.-G. Heine, *Helv. Phys. Acta* **17**, 273, 1944.

<sup>5)</sup> H. BRADT, *Helv. Phys. Acta* **17**, 59, 1944.



Insbesondere ist beim ThC'' nach den Messungen von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW<sup>1)</sup> die Wahrscheinlichkeit der Emission von Elektronenpaaren infolge Paarkonversion der intensiven 2,62 MeV  $\gamma$ -Strahlung nur von der Grössenordnung des theoretisch für 2,62 MeV Quadrupolstrahlung von JAEGER und HULME<sup>2)</sup> berechneten Werts

$$W_{\gamma\text{-Paarkonv.}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Paare pro ThC''-Zerfall.}$$

Auf Grund des Resultats der Zählrohrkoinzidenzmessungen wurde daher das Ergebnis der früheren Wilsonkammeruntersuchungen mit einer verbesserten Methode erneut nachgeprüft. Zwei  $\beta$ -Zählrohre (Zählrohrfenster  $25 \mu$  Al) wurden in die Wilsonkammer eingebaut und deren Expansionsmechanismus durch Koinzidenzen dieser Zählrohre ausgelöst. Das Zeitintervall ( $\sim 0,01$  sec) zwischen den Zählrohrentladungen und der Expansion der Wilsonkammer war so gewählt, dass die zur Zeit des Durchgangs der Teilchen längs der Bahn gebildeten Ionen bis zur erfolgten Expansion etwas diffundiert waren. Die Spuren derjenigen Teilchen, welche die Koinzidenz ausgelöst hatten, waren somit durch ihren schwach diffusen Charakter leicht identifizierbar.

Es zeigte sich, dass auf den Aufnahmen in der Tat alle von der Quelle ausgehenden „positiven“ Spuren, welche bei den Zählrohren endigten, ausnahmslos diesen leicht diffusen Charakter besaßen. Demnach kann kaum ein Zweifel übrig bleiben, dass diese Spuren Bahnen positiv geladener Teilchen sind, welche zusammen mit einem negativen Partner beim  $\beta^-$ -Zerfall des ThC'' ausgesandt werden; ausgelöst wird eine Expansion, bei der eine solche „positive“ Spur sichtbar wird, wenn das positive Teilchen in das eine, der negative Partner oder das Zerfallselektron in das andere Zählrohr eintritt.

Die Steuerung der Wilsonkammer durch *Zweifach*koinzidenzen bringt es mit sich, dass auch eine Reihe anderer Prozesse die Wilsonkammerexpansion auslösen können (neben horizontalen Höhenstrahlen und Schauern, Elektronenreflexion an den Zählrohrwänden, ( $\beta, \gamma$ )-Koinzidenzen usw.). Die relative Häufigkeit derjenigen Aufnahmen aber, auf welchen positive Spuren mit leicht diffusem Charakter in Richtung der Zählrohre sichtbar sind, entspricht gut der durch die Dreifachkoinzidenzmessungen bestimmten Paar-Emissionswahrscheinlichkeit und bestätigt das Ergebnis der früheren Wilsonkammeruntersuchung der Paaremission des ThC''.

<sup>1)</sup> A. I. ALICHANOW, A. I. ALICHANIAN und M. S. KOSODAEW, Journ. de phys. **7**, 163, 1936.

<sup>2)</sup> J. C. JAEGER und H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. **148**, 708, 1935.

**Dielektrische Untersuchungen an polymeren Flüssigkeiten**

von R. GOLDSCHMIDT (Cossonay-Gare).

Es wird über technische Untersuchungen an Ölen und sogenannten Weichmachern berichtet. Ausser spezifischem Gewicht Ausdehnungskoeffizient und Viskosität werden Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel bei verschiedenen Frequenzen im Temperaturbereich von  $-60$  bis etwa  $+60^{\circ}$  C bestimmt. Bei einem Benzolderivat werden ausserordentlich hohe Werte gefunden. Es wird dann noch auf Kristallisationserscheinungen bei Ozokerit-Kolophoniumgemischen hingewiesen. Diagramme, Photos und Muster erläutern die Ausführungen. Ausführlicherer Bericht erfolgt in den Helvetica Physica Acta.

---