

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 10 (1937)  
**Heft:** IV

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

**Autor:** [s.n.]

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 21.12.2024

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

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

in Liestal, am 8. Mai 1937.

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

Vizepräsident: Prof. Dr. M. WEHRLI (Basel).

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

---

*Geschäftlicher Teil.*

Bericht und Rechnungsablegung für das Geschäftsjahr 1936/37 werden genehmigt.

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

J. Amsler (Zürich), Dr. W. Boas (Zürich), Dr. H. Bühler (Zürich), Dr. Markus Fierz (Zürich), A. Liechti (Zürich), Dr. W. Lotmar (Bern), Dr. H. Saini (Genf), R. Schild (Zürich).

Aus der S.P.G. sind ausgetreten:

Prof. E. Schmid (Frankfurt a. M.), Prof. Ph. Broemser (Heidelberg).

Es wurden folgende Streichungen vorgenommen:

A. Berkowitsch (Marijampole), Bibliothek der Techn. Hochschule (Berlin), Prof. W. Gerlach (München), Dr. F. Lindholm (Stockholm), Physikal. Institut der Techn. Hochschule (Braunschweig), A. de Sousa (abgereist), Dr. A. Wegerich (abgereist).

An Stelle des zurücktretenden Prof. Dr. Guye (Genf) wurde in die Redaktionskommission der H.P.A. gewählt: Prof. Dr. J. J. Weigle (Genf).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 208 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet gemeinsam mit der S.N.G. am 27.—29. August in Genf statt.

*Wissenschaftlicher Teil.***Dauerregistrierungen der Höhenstrahlung auf Jungfraujoeh  
(3456 m ü. M.)**

von P. SCHERRER, H. STAUB und H. WÄFFLER (E.T.H., Zürich).

Die Registrierungen wurden durchgeführt mit einer automatischen Apparatur Steinkescher Bauart. Die verwendete Ionisationskammer war mit  $\text{CO}_2$  unter 10 Atm. Druck gefüllt und besass ein Volumen von 22,4 l. Die Panzerung der Kammer war eine sehr starke (10 cm Pb und darüber ca. 1 m Beton).

Es wurden die Resultate einer Messreihe von rund 1000 Registrierstunden diskutiert. Aus den beobachteten Einzelstundenwerten der Intensität und den zugehörigen Luftdruckwerten wurde nach der Korrelationsmethode die Korrelation zwischen Intensitätsgang und Barometergang ermittelt, der Barometereffekt bestimmt und sämtliche Einzelstundenwerte auf einen mittleren Barometerstand von 500 mm Hg reduziert. Durch Gruppierung der reduzierten Stundenwerte in 24 Messreihen, jede auf dieselbe Tagesstunde entfallende Werte enthaltend, wurde der tägliche Gang nach MEZ erhalten. Die Untersuchung dieses täglichen Ganges auf systematische Schwankungen mit der Tageszeit ergab Konstanz der Strahlung innerhalb der Grenzen des statistischen Fehlers. Dieser beträgt bei einer Intensität von 2431,6 MJ (1 MJ = 0,001 Ionenpaare/cm<sup>3</sup> sec Normalluft)  $\pm 3,8$  MJ, d. h.  $\pm 1,6\%$ . Das vorliegende Versuchsmaterial genügt zum sicheren Erkennen einer Schwankung, die 4,8% der mittleren Intensität übersteigt. Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der H.P.A.

**Eine Hochspannungs-Apparatur zur Erzeugung von Neutronen. Messung der Neutronenausbeute**

von E. BALDINGER, P. HUBER und H. STAUB (E.T.H., Zürich).

Die Kernreaktion  $\text{D}_1^2 + \text{D}_1^2 = \text{He}_2^3 + \text{n}_0^1$  wird benützt, um Neutronen zu erzeugen. Durch eine Gasentladung wird ein Kanalstrahl von schwerem Wasserstoff erzeugt. Die Ionen werden durch eine Spannung von 130 KV beschleunigt und treffen nach magnetischer Ausblendung auf eine Schicht mit schwerem Wasserstoff ( $\text{D}_3\text{PO}_4$ ) auf. Die Ionen werden in einem ganz metallischen Gasentladungsraum gebildet. Nach einer Untersuchung von

SEEMANN und ORBAN<sup>1)</sup> ist es günstig, die Anode des Entladungsraumes durch einen Boden abzuschliessen. Auf der Anode erzeugen die auftreffenden Elektronen Sekundärelektronen, die wesentlich zur Ionisation und damit zu einer stabilen Entladung beitragen. Die Isolation der Gasentladungsspannung und der Beschleunigungsspannung geschieht mit Glasröhren. Es ist günstig, wenn das die Beschleunigungsspannung isolierende Glas etwas leitet, weil dadurch das Aufladen der Glaswände verhindert wird. Speziell haben wir das Glasrohr mit einer dünnen Schicht Cellophan beklebt, um dasselbe leitend zu machen. Der Druck im Gasentladungsraum wird durch ein Nadelventil reguliert, das an einem isolierten Griff während des Betriebes betätigt werden kann. Der Kanalstrahl tritt aus dem Gasentladungsraum durch einen 3,6 mm weiten und 5 mm langen Kanal in den Beschleunigungsraum aus. Der Druck im Beschleunigungsraum beträgt bei vollem Betrieb weniger als  $10^{-4}$  mm Hg. Die Grösse des Kanalstrahles wächst stark mit der Gasentladungsspannung. Für eine bestimmte Spannung gibt es im Entladungsraum einen günstigsten Druck zur Erzielung eines maximalen Kanalstromes. Bei diesen tiefen Drucken ( $10^{-2}$ — $10^{-3}$  mm Hg) schnürt sich die Gasentladung auf ein dünnes Bündel zusammen. Es ist nun wichtig, dass dieser Pinsel direkt auf die Öffnung des Kanales fällt. Um im Betrieb die Gasentladung zentrieren zu können, ist die Anode an einem Tombakrohr befestigt. Durch drei Schrauben kann nun die Stellung der Anode geändert und die Gasentladung zentriert werden. Der Kanalstrahl wird durch ein Magnetfeld ausgeblendet und in einem Faradaykäfig gemessen. Für leichten Wasserstoff ist ein Protonenstrom von  $300 \mu$  Amp., für schweren Wasserstoff ein  $D_1^+$ -Strom von  $180 \mu$  Amp. in Dauerbetrieb möglich.

Die Hochspannungsapparatur liefert die Beschleunigungsspannung von 130 kV und die Gasentladungsspannung von 50 kV. Die Spannung wird mit einem Hochspannungspotentiometer von  $10^9$  Ohm Widerstand gemessen, welches mit einem Starke-Schröder Voltmeter geeicht ist. Zur Vermeidung von Schwingungen sind im Gasentladungs- und im Beschleunigungskreis Dämpfungswiderstände (Silkoband) von 100 000 Ohm bzw. 200 000 Ohm Widerstand angebracht.

Wir möchten darauf hinweisen, dass vor dem Bau der oben beschriebenen Kanalstrahlröhre Versuche mit einem Lichtbogen zur Erzeugung der Ionen gemacht wurden. Eine genaue Unter-

---

<sup>1)</sup> H. SEEMANN und G. ORBAN, Ann. Phys. **23**, 137 (1935). A. BOUWERS, F. A. HEYN and A. KUNTKE, Physica, IV, 153, 1937.



suchung des Kanalstrahls unter Benützung von Heliumkanalstrahlen zur Eichung des magnetischen Ablenkungsfeldes zeigte aber, dass fast 100% des erzeugten Wasserstoffkanalstrahls aus Molekülonen bestanden. Der Lichtbogen ist also als Ionenquelle nicht brauchbar.

Eine vorläufige Messung der Ausbeute der Neutronen geschah auf die beiden folgenden Arten:

1. Ein Ag-Blech von 24 cm<sup>2</sup> Fläche wurde in einem Abstand von 15 cm von der Neutronenquelle in einem Paraffinblock von 9 cm Durchmesser während einiger Minuten bestrahlt und sodann die Abklingungskurve des 2,5 Min. Körpers gemessen. Sodann wurde bei derselben geometrischen Anordnung die Quelle durch eine solche von 13,3 mg Ra + Be ersetzt und wiederum die Zerfallskurve des radioaktiven Ag gemessen. Die Anfangswerte der Aktivitäten betragen mit der Zertrümmerungsapparatur 36/sec bzw. 0,33/sec mit der radioaktiven Quelle. Rechnet man nach DUNNING<sup>1)</sup> für eine radioaktive Quelle mit 10000 Neutronen/sec.mc, so ergibt sich eine totale Neutronenzahl von  $14 \cdot 10^6$  Neutronen/sec. Da der Kanalstrahl eine Stärke von 150  $\mu$ Amp. besass, so ergibt sich bei der verwendeten Spannung von 130 kV eine Ausbeute von  $0,4 \cdot 10^{-7}$ , wenn man auf eine bestrahlte Schicht von reinem D<sub>2</sub> umrechnet.

2. Sodann wurde die Ausbeute durch eine mit Paraffin ausgekleidete Ionisationskammer, die mit einem linearen Verstärker und Oszillographen nach der Methode von GREINACHER verbunden war, gemessen. Es werden einige Konstruktionsdetails, insbesondere die Herabsetzung der Rauschspannungen der Widerstände und Röhren durch Einengung des Frequenzbandes, diskutiert. Der lineare Verstärker besitzt einen Gesamtspannungsverstärkungsfaktor von etwa  $10^6$ . In der ersten Stufe enthält er eine Philips Elektrometertriode, die übrigen vier Röhren sind Sylvania Metallröhren, drei Hochfrequenzpentoden 6 J 7 und eine Stromverstärkerröhre 6 F 6. Die Zahl der aus dem Paraffin pro sec erzeugten Rückstossprotonen beträgt bei 130 kV und 85  $\mu$  Amp. 4 Protonen/sec im Abstand von 25 cm von der Quelle. (Ionisationskammerdurchmesser 4 cm, Tiefe 1 cm.) Hieraus lässt sich roh die Zahl der Neutronen auf  $4,8 \cdot 10^6$  Neutronen/sec abschätzen, was einer Ausbeute von  $0,24 \cdot 10^{-7}$  entspricht. Eine eingehendere Beschreibung der Apparatur und der Messungen erfolgt demnächst in den H.P.A.

<sup>1)</sup> Kernkongress Zürich 1936.

**Ein Neutronenbeugungs-Experiment**

VON P. PREISWERK (E.T.H., Zürich).

Die kohärente Streuung von langsamen Neutronen wird nachgewiesen, indem gezeigt wird, dass die Schwächung der Intensität eines divergenten Strahlenbündels von Neutronen beim Passieren eines Streukörpers abhängig ist von der Anordnung der streuenden Atome. Unter exakt denselben geometrischen Bedingungen wird die Schwächung der Intensität durch ein polykristallines Aluminiumblech verschieden gefunden von der Schwächung durch ein Aluminium-Einkristall-Blech gleicher Dicke.

Bei bestimmter Orientierung des Einkristalles im Blech wird eine Fokussierung des divergenten Neutronenbündels erreicht.

Die ausführliche Beschreibung des Experimentes erscheint später in den H.P.A.

**Über das H-Theorem in der Quantenmechanik**

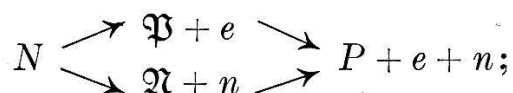
VON MARKUS FIERZ (E.T.H., Zürich).

Will man den Satz vom Anwachsen der Entropie (H-Theorem) aus der statistischen Mechanik herleiten, so muss, wie schon EHRENFEST<sup>1)</sup> gezeigt hat, ein makroskopischer Beobachter eingeführt werden, der dadurch gekennzeichnet ist, dass er nur gewisse Mittelwerte der mikroskopischen Grössen messen kann. Es wurde nun, im Anschluss an v. NEUMANN<sup>2)</sup> gezeigt, wie es in der Quantentheorie möglich ist, die Eigenschaften eines derartigen Beobachters anzugeben; und es wurden notwendig und hinreichende Bedingungen aufgestellt, damit für einen solchen Beobachter das H-Theorem gilt. Dabei wurde besonders auf die physikalische Seite der Frage Wert gelegt. (Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt später.)

**Bemerkungen zur  $\beta$ -Theorie**

VON G. WENTZEL (Universität Zürich).

In Zeitschr. f. Phys. 104, 1936, S. 36, wurde die Möglichkeit diskutiert, den  $\beta$ -Zerfall als einen Prozess 2. Ordnung zu interpretieren gemäss dem Schema



hier sind  $N$ ,  $P$ ,  $e$ ,  $n$  die bekannten Partikeln Neutron, Proton,

<sup>1)</sup> EHRENFEST, Enzyklopädie der Mathematik, Bd. IV, 4, S. 60.

<sup>2)</sup> J. v. NEUMANN, Zeitschr. f. Ph. 57 (1929), S. 30).

Elektron, Neutrino, während  $\mathfrak{P}$  und  $\mathfrak{N}$  hypothetische schwere Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bose-Statistik) bedeuten. In den theoretischen Formeln für die Intensitätsverteilung der  $\beta$ -Spektren treten dann die bekannten Energie-Nenner auf (Energiedifferenzen von Anfangs- und Zwischenzuständen), und es wurde l. c. vermutet, dass die beobachtete Asymmetrie der  $\beta$ -Spektren (mittlere Energie  $< \frac{1}{2}$  Maximalenergie) von diesen Energie-Nennern herrührt.

Durch Vergleich von Theorie und Erfahrung ergeben sich qualitative Rückschlüsse auf die Energien der Zwischenzustände (Kerne mit  $\mathfrak{P}$ - und  $\mathfrak{N}$ -Partikeln): je asymmetrischer das Spektrum, um so näher muss das „ $\mathfrak{P}$ -Niveau“ über dem „ $N$ -Niveau“ (Anfangsniveau) angenommen werden. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. 105, im Erscheinen.)

Wegen des Sättigungscharakters der Kernbindungskräfte ist zu erwarten, dass in Kernen mit relativ hoher Neutronenzahl das  $N$ -Niveau dem  $\mathfrak{P}$ -Niveau besonders nahe kommt; so erklärt sich möglicherweise die starke Asymmetrie der  $\beta$ -Spektren von  $\text{Cl}^{38}$  und  $\text{A}^{41}$  <sup>1)</sup>. Bei Kernen mit noch grösserem Neutronenüberschuss muss sich schliesslich die Reihenfolge der beiden Niveaus umkehren, so dass der Prozess 1. Ordnung  $N \rightarrow \mathfrak{P} + e$  energetisch möglich wird; ein derartiger Kern würde also nach äusserst kurzer Lebensdauer unter Emission einer  $\beta$ -Linie zerfallen. Ob sich unter den Kernen, die man aus stabilen Isotopen durch Beschiessung mit Neutronen oder Deuteronen herstellen kann, solche  $\beta$ -Linien-Strahler befinden, kann nur durch Versuche entschieden werden. Wenn dies nicht der Fall ist, so könnte man daran denken, Kerne mit noch grösserem Neutronenüberschuss durch Beschiessung mit  $\text{H}^3$  zu erzeugen, vorausgesetzt, dass die gleichzeitige Übertragung von zwei Neutronen an einen Kern kein allzu seltener Prozess ist.

### Die diskreten Bandenspektren 3-atomiger Quecksilberhalogenide

von M. WEHRLI (Basel).

Das lineare, symmetrische, 3-atomige Molekül ist das einfachste aller mehratomigen Moleküle, und man wird deshalb in günstigen Fällen auch einen einfachen Aufbau der Elektronenbandenspektren dieser Moleküle erwarten. Es wurden deshalb die diskreten Absorptionsspektren von  $\text{HgCl}_2$  und  $\text{HgBr}_2$ -Dampf,

<sup>1)</sup> Vgl. F. N. D. KURIE, J. R. RICHARDSON, H. C. PAXTON, Phys. Rev. 49, 1936, S. 368.

die K. WIELAND festgestellt aber nicht analysiert hatte, und die alle im Schumanngebiete liegen, mit einem in der physikalischen Anstalt verfertigten 1 m Vakuumgitterspektrographen (Dispersion 8,32 AE/mm) genauer untersucht. Tatsächlich erweist sich das *HgCl<sub>2</sub>-Spektrum* als so einfach, dass alle Kanten mit einer Genauigkeit von  $\pm 10 \text{ cm}^{-1}$  in eine Kantenformel eingeordnet werden können, die nur die Eigenfrequenzen der symmetrischen Valenzschwingungen und der Deformationsschwingungen enthält. Weitere Ergebnisse sind schon in einer vorläufigen Mitteilung erwähnt worden<sup>1)</sup>.

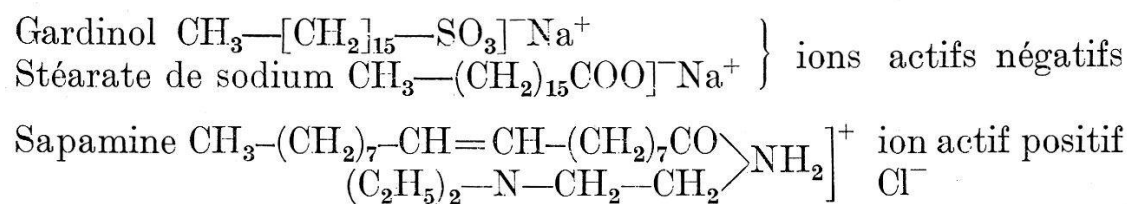
Über das HgBr<sub>2</sub>-Molekül liegen erst wenige Spektralaufnahmen vor, welche die Resultate von K. WIELAND bestätigen. Das bei 1830 AE liegende, diskrete Bandensystem ist ganz analog gebaut wie dasjenige von HgCl<sub>2</sub>, dessen Struktur-Analyse durchgeführt werden konnte.

### Etude de quelques inhibiteurs de fluorescence

par E. BANDERET (Mulhouse).

L'addition de certaines substances même sous faible concentration à une solution fluorescente réduit fortement l'intensité du rayonnement de fluorescence, sans modifier chimiquement la molécule fluorescente. L'action inhibitrice augmente en fonction de la concentration: le pouvoir fluorescent d'une solution fluorescente donnée est une fonction exponentielle décroissante de la concentration de l'inhibiteur<sup>2)</sup>.

Les inhibiteurs que nous avons étudiés sont des molécules à longues chaînes carbonées et partiellement dissociées



Les corps fluorescents sont également partiellement dissociés.

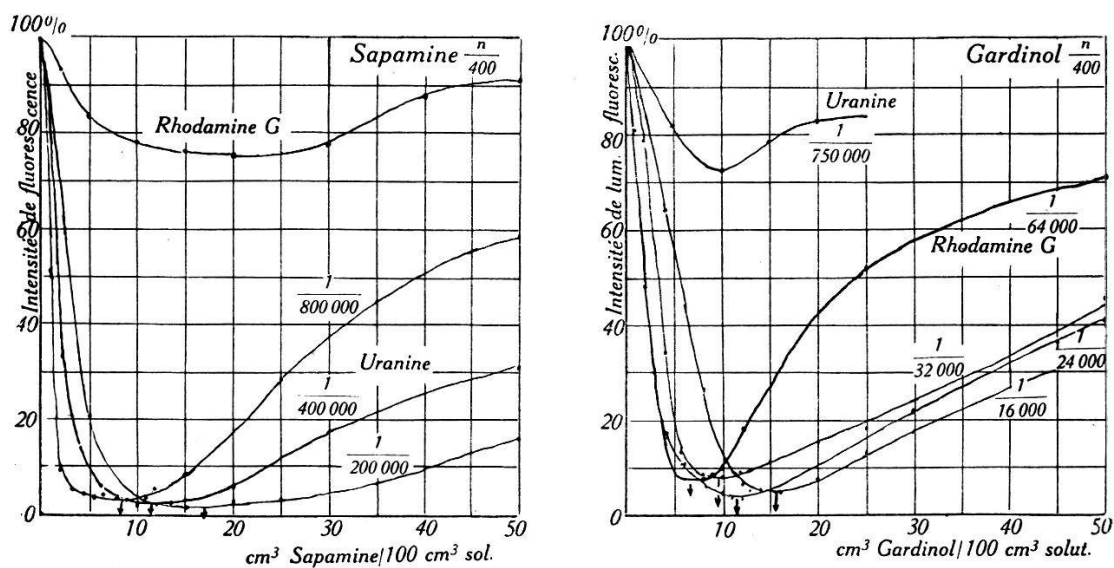
Ions colorés positifs: Rhodamines, pyronine, sulfate de chinine.

Ions colorés négatifs: Uranine, éosine, bleu d'iris.

<sup>1)</sup> Helv. Phys. Acta **10**, 163, 1937.

<sup>2)</sup> FR. PERRIN, Ann. de Phys. **12**, 169, 1929. I. BOUCHARD, J. de chim. phys. **33**, 323, 1936.

L'action inhibitrice d'un anion (Gardinol) sur un cation fluorescent (Rhodamine) est très intense<sup>1)</sup> (3% à 5% de l'intensité initiale), mais en augmentant la concentration on fait réapparaître la fluorescence. Les courbes de la fig. correspondant à une concentration constante du colorant. On n'a trouvé de variations ni des spectres d'absorption ni des spectres de fluorescence, à part un très léger déplacement dans le cas de la rhodamine 6 G. Les minimas des courbes se déplacent avec augmentation de la concentration en colorants, mais le déplacement n'est pas proportionnel à l'augmentation de concentration. On conclura que l'action inhibitrice n'est pas due à une transformation chimique.



Le gardinol introduit dans une solution d'uranine n'a qu'un effet très faible. Par contre, la sapamine agit sur l'uranine (à cation coloré) comme le gardinol sur la rhodamine (à anion coloré). Les spectres d'absorption et de fluorescence n'ont pas varié. L'action de la sapamine sur les anions est très faible.

Les sels des acides gras se comportent comme le gardinol.

En résumé, ces substances ont des actions inhibitrices particulièrement fortes sur les colorants dont les ions sont de signe contraire à l'ion actif de l'inhibiteur. La fluorescence des ions de même signe n'est que peu affaiblie (72 à 75% de l'intensité primitive).

Pour expliquer la forme des courbes l'hypothèse suivante pourrait être utile: les substances en question agissent comme des inhibiteurs ordinaires, mais elles augmentent aussi fortement la

<sup>1)</sup> La première observation en a été faite par M. R. PASQUALI à Mulhouse qui a bien voulu me la communiquer et me permettre de la poursuivre. Les expériences ont été en partie effectuées par MM. ALTENBACH et WALBAUM.



viscosité de la solution. Celle-ci de son côté diminue l'action inhibitrice et produit ainsi la partie ascendante de la courbe. Quantitativement, cette hypothèse ne semble pas suffisante pour expliquer les fortes variations obtenues.

### Seignetteelektrische Eigenschaften isomorpher Kristalle

von G. BUSCH (E.T.H., Zürich).

In einer früheren Mitteilung<sup>1)</sup> wurde über die Entdeckung seignette-elektrischer Erscheinungen an Kristallen des primären Kaliumphosphats ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) berichtet. Inzwischen wurden weitere Untersuchungen sowohl an diesem Salz, wie auch an den isomorphen Kristallen der Salze  $\text{KH}_2\text{AsO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{AsO}_4$  angestellt und gefunden, dass alle diese Salze die charakteristischen Merkmale der Seignetteelektrizität aufweisen. Das Gebiet der abnorm hohen Polarisierbarkeit liegt durchwegs bei tiefen Temperaturen, d. h. unterhalb etwa  $140^\circ$  absolut. Für die in Richtung der  $c$ -Achse statisch gemessenen Dielektrizitätskonstanten ergeben sich maximale Werte von der Grössenordnung 5000, die durch Dipolorientierung in Richtung der  $c$ -Achse verursacht werden. Am oberen Curiepunkt erfolgt der bekannte Abfall der Dielektrizitätskonstanten auf etwa 100, wobei der Verlauf der reziproken Suszeptibilität mit der Temperatur *sehr gut* durch das Curie-Weiss'sche Gesetz wiedergegeben wird.

Bei derselben Temperatur beobachtet man in Richtung der  $a$ -Achse des Kristalles einen Anstieg der Dielektrizitätskonstanten von 10 auf etwa 100. Dieser Effekt ist sehr bemerkenswert, denn er weist mit grosser Deutlichkeit auf die Existenz von Dipolen im Kristallgitter hin, die oberhalb des oberen Curiepunktes ungefähr gleich wahrscheinlich nach allen Richtungen im Kristall orientiert sind und beim Unterschreiten des oberen Curiepunktes durch ein inneres elektrisches Feld grösstenteils in die Richtung der  $c$ -Achse hineingedreht werden. Ebenso wie beim Seignettesalz sind Raumladungen bei diesen Erscheinungen nicht im Spiel, da sie bei Frequenzen von  $10^6$  Hertz immer noch zu beobachten sind.

Genau wie an Seignettesalzkristallen wurde eine Sättigung der Polarisation beobachtet, wobei das an sich schon sehr hohe Sättigungsmoment des Seignettesalzes noch um das 15-fache übertroffen wird. Die erwähnten Beobachtungen sind für das Verständnis der Seignetteelektrizität im Speziellen und für die Elektrophysik der Kristalle im Allgemeinen sehr wertvoll.

<sup>1)</sup> G. BUSCH und P. SCHERRER, Naturwissenschaften **23**, 1935, 737.

**Dielektrische \*Untersuchungen an Seignettesalz [NaKC<sub>4</sub>H<sub>4</sub>O<sub>6</sub> · 4 H<sub>2</sub>O]**  
 von W. BANTLE und G. BUSCH (E.T.H., Zürich).

Im Anschluss an eine Arbeit von ZELENY und VALASEK<sup>1)</sup> haben wir die Dielektrizitätskonstante (DK) von Seignettesalz (SS) in Richtung der *a*-Achse und in Funktion der Frequenz untersucht.

ZELENY und VALASEK haben gefunden, dass die DK nach ihrem Abfall vom statischen Wert bis zu einer Wellenlänge von 21 m annähernd konstant auf dem Wert 100 bleibt, bis sie bei Wellenlänge 21 m plötzlich null und negativ wird und dies bleibt bis zur Messgrenze von 10 m. Unser Interesse galt hauptsächlich dieser negativen DK.

Die Methode, die sich in der Umgebung der Wellenlänge 100 m zur Messung von Kapazitäten, und damit zur Untersuchung der DK am besten eignet, ist die Resonanzmethode. Das Prinzip ist folgendes: Ein Schwingkreis (Fig. 1) wird in Resonanz gebracht

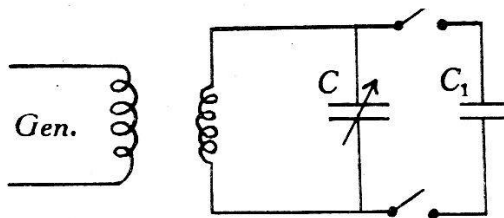


Fig. 1.

mit einer konstanten Generatorfrequenz. Durch Parallelschalten der zu messenden Kapazität mit der Schwingkreiskapazität wird der Schwingkreis verstimmt. Um wieder Resonanz herzustellen, muss die Schwingkreiskapazität verändert werden. Diese Veränderung gibt direkt die zu messende Kapazität.

Bei unseren Versuchen hat sich gezeigt, dass diese Methode nur mit Vorsicht für Wellenlängen unter 30 m anwendbar ist. Die Selbstinduktion der Zuleitungen zu der zu messenden Kapazität kann bei diesen Wellenlängen nicht ohne weiteres vernachlässigt werden. Die Berechnung des Einflusses der Leitungsinduktivität auf die Kapazitätsmessung ergibt:

$$\Delta C = \frac{C_1}{1 - \omega^2 L C_1}$$

Dabei ist:  $C_1$  zu messende Kapazität

$\omega$  Kreisfrequenz der Schwingung

$L$  Selbstinduktion der Zuleitungen zu der zu messenden Kapazität

$\Delta C$  Veränderung der Schwingkreiskapazität.

Im allgemeinen ist  $\omega^2 L C_1 \ll 1$  und kann deshalb vernachlässigt werden. Es ist dann  $\Delta C = C_1$ . Für Zuleitungslängen, die einem

<sup>1)</sup> Physical Review **46**, 450, 1934.



Drahtkreis von 10 cm Durchmesser entsprechen, wird jedoch deren Selbstinduktion schon so gross, dass bei einer zu messenden Kapazität von 100 cm Serieresonanz eintritt bei einer Wellenlänge von 14 m. Damit hört jede genaue Kapazitätsmessung mit dieser Methode auf. Wird die Wellenlänge trotzdem über den kritischen Punkt hinaus verkleinert, dann wirkt die zu messende Kapazität wie eine Selbstinduktion, also wie eine negative Kapazität.

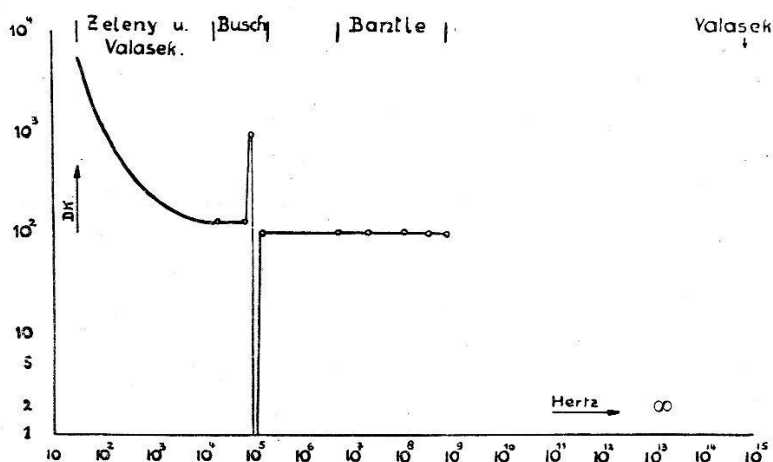


Fig. 2.

Dispersionsmessungen an Seignettesalz.

Dieser Effekt erklärt den scheinbaren Abfall der DK bei Wellenlänge 21 m in den Messungen von ZELENY und VALASEK. Diese Annahme ist umso mehr berechtigt, als sie auf kurze Leitungen keinen Wert legten, wie aus einer Photographie des SS-Kondensators hervorgeht.

Nach unseren Versuchen ist die DK von SS konstant von Wellenlänge 49 m bis 40 cm. Die Temperaturabhängigkeit ist noch dieselbe wie für längere Wellen. Die DK hat ein Maximum für die Curietemperatur von  $23^{\circ}$  C.

Zur DK-Messung wurde von 49 m bis 11 m die Resonanzmethode verwendet. Temperatur  $0^{\circ}$  C. Um eine möglichst kleine Selbstinduktion der Zuleitungen zu erhalten, wurde direkt an die Schwingkreis Kapazität ein Schalter angebaut und die Messkapazität zwischen die Messer des Schalters gelegt. Für Wellenlängen von 100 cm bis 40 cm konnte die zweite Drude'sche Methode angewendet werden. Sie besteht im wesentlichen darin, dass ein Lecher'sches Doppeldrahtsystem an einem Ende mit der zu messenden Kapazität abgeschlossen wird. Die Länge des Lecher-systems, bei der Resonanz eintritt mit einem lose angekoppelten Generator, ist ein Mass für die Grösse der Endkapazität. Mess-temperatur  $18^{\circ}$  C.

Fasst man alle bisherigen DK-Messungen zusammen, so ergibt sich Fig. 2. Statisch misst man Werte bis  $10^4$ . Mit zunehmender Frequenz fällt die DK. Bei  $10^4$  Perioden ist sie auf 100 gesunken. Bei  $\sim 10^5$  Perioden tritt der piezoelektrische Resonanzeffekt auf (abhängig von Kristalldimensionen). Oberhalb  $10^5$  Perioden bleibt die DK um 100 bis ca.  $10^9$  Perioden. Der optische Wert ist 2,2. Es stellt sich somit die Frage, wo die DK auf den optischen Wert abfällt. Da die dielektrischen Eigenschaften von SS stark abhängig sind vom Kristallwassergehalt, besteht die Theorie, dass das Kristallwasser die hohe DK bewirkt. Es wäre somit anzunehmen, dass die Dispersionsstelle von SS in der Nähe derjenigen von Wasser liegt. Nach theoretischen Betrachtungen soll diese eintreten bei Frequenzen von  $10^9$  bis  $10^{10}$ , also Wellenlängen von wenigen cm. Die Messungen, die bisher an Wasser gemacht wurden, zeigen deutlich die experimentellen

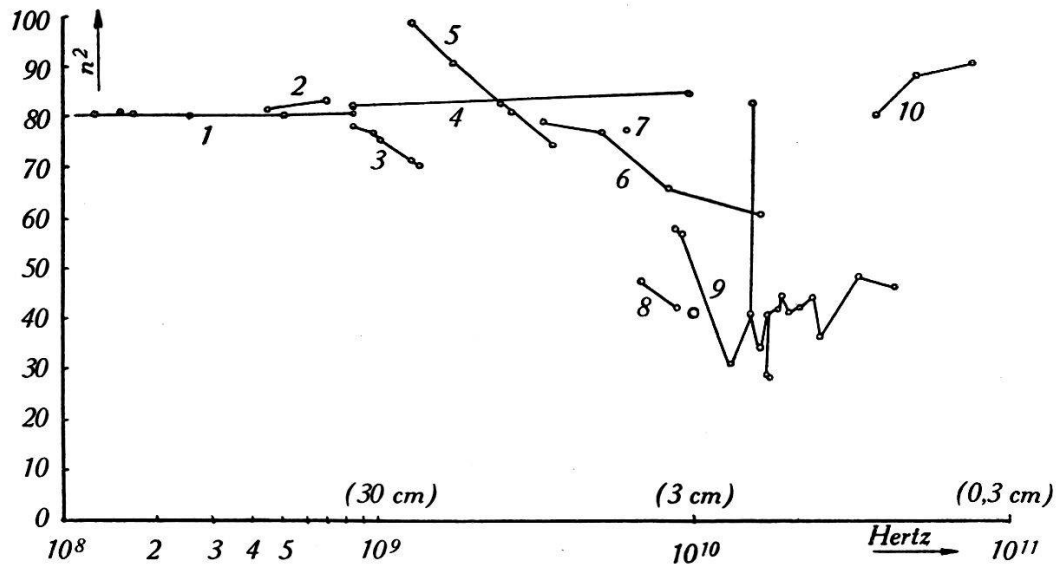


Fig. 3.

Dispersionsmessungen an Wasser bei Zimmertemperatur.

1 Heim 1927	2 Drude 1896	3 Colley 1907	4 Marx 1889
5 Goldsmith 1937	6 Eckert 1913	7 Cole 1896	8 Merczyng 1911
	9 Möbius 1919	10 Lampæ 1896	

Schwierigkeiten, die bei diesen Frequenzen auftreten (Fig. 3). In welcher Art und Weise die DK von Wasser abfällt, konnte bis heute nicht eindeutig gemessen werden. Für Wellenlängen unter 40 cm versagt bei unseren Messungen die zweite Drude'sche Methode, weil unsere Messkapazität zu strahlen beginnt. Mit anderen Methoden sind DK-Messungen an SS im Frequenzgebiet der Wasserdispersion in Vorbereitung.

### Zur Theorie der Keimbildung in übersättigten Lösungen

VON J. AMSLER und G. BUSCH (E.T.H., Zürich).

Die Erforschung der Seignette-Elektrizität erfordert die Untersuchung von ähnlich gebauten Substanzen. Diese Substanzen sollten in der Form von grösseren Einkristallen vorliegen. Die Zucht solcher Einkristalle ist aber schwierig und langwierig, da die optimalen Wachstumsbedingungen durch weitläufige Vorversuche herausgefunden werden müssen. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, das Kristallwachstum aus der Lösung, d. h. die Zahl und Grösse der Keime in ihrer Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen theoretisch zu erfassen und sich damit von zeitraubenden empirischen Untersuchungen frei zu machen.

Die Grundlagen der Berechnungen bilden die von KOSSEL und STRANSKI entwickelten Vorstellungen über das Kristallwachstum. Auf Grund dieser Anschauungen gelingt es, einen Ausdruck zu finden für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten des Besetztseins bzw. Nichtbesetztseins einer Baustelle (Valenzbetätigungsstelle im Sinne KOSSELS). Dieses Wahrscheinlichkeitsverhältnis gibt einen Einblick in die Wachstumsverhältnisse von Keimen verschiedener Grösse bei verschiedenen Übersättigungsgraden. Ferner gestattet es einen Ausdruck zu finden für die im Gleichgewicht sich einstellende Keimzahl in Abhängigkeit von Keimgrösse und Übersättigung. Die theoretische Bedeutung dieser Gleichgewichtsverteilung wird diskutiert. Die Keimbildung ergibt sich dabei als Ausgleichsströmung infolge gestörten Gleichgewichts. Der Verlauf dieser Ausgleichströmung hängt in funktionaler Weise von den Versuchsbedingungen ab. Die Kenntnis dieses funktionalen Zusammenhanges gibt uns aber die Möglichkeit, die Wachstumsbedingungen optimal zu gestalten. Umfangreiche Experimente bestätigen die theoretisch abgeleiteten Zusammenhänge zwischen Keimzahl, Temperatur, Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels usw.

---

### Störungen in Kristallgittern durch plastische Deformation

VON W. BOAS (E.T.H., Zürich).

Führt man mit einem Kristall einen Zugversuch aus, so erfolgt im Gebiete der bleibenden Dehnung die Deformation unter ständig steigender Spannung („Verfestigung“). Es fragt sich, welcher Zusammenhang zwischen der Verfestigung und den Störungen des Kristallgitters besteht, die man auf röntgenographischem Wege beobachtet. Sieht man vom Asterismus der

Laue-Aufnahmen und von der Verlängerung der Interferenzen bei Drehkristallaufnahmen ab, weil diese Effekte bestimmt nichts mit der Verfestigung zu tun haben, so bleiben noch die Verbreiterung der Interferenzlinien (Verschmierung des  $K_x$ -Dubletts) und die Abnahme resp. Änderung der Intensitäten der Röntgeninterferenzen zu erklären. Von der Linienverbreiterung ist behauptet worden, sie würde durch periodische Störungen des Gitters bedingt, die Gittergeister verursachen<sup>1)</sup>. Die Häufung der Gittergeister in der Nähe der Hauptlinie sollte eine Verbreiterung derselben vortäuschen. Die Abnahme der Intensitäten sollte auf einer statistisch ungeordneten Verschiebung aller Atome aus ihren Ruhelagen beruhen, ähnlich wie dies bei einer Wärmebewegung der Fall ist. Demgegenüber zeigen die Messungen der Intensitäten, dass mit zunehmender Ordnung der Interferenz ( $\Sigma h^2$ ) die Abnahme der Intensität keineswegs kontinuierlich (entsprechend  $e^{-L \cdot \Sigma h^2}$ ) erfolgt<sup>2)</sup>. Ausserdem würden sich unter dieser Annahme Erhöhungen der inneren Energie ergeben, die etwa 30mal grösser als die gemessenen Werte sind.

Es wurde nun versucht, ob die zur Erklärung der Linienverbreiterung herangezogenen periodischen Störungen der Gitter auch für die Intensitätsabnahmen verantwortlich sein könnten. Hierzu wurde eine Rechnung durchgeführt unter den Annahmen, die periodischen Störungen seien von der in Fig. 1 dargestellten

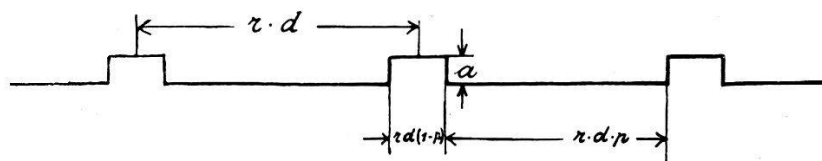


Fig. 1.

Art ( $r =$  Zahl der Atome pro Periode der Störung, wobei  $p \cdot r$  Atome an der richtigen Stelle geblieben sind, während  $(1-p) \cdot r$  Atome um den Betrag  $a$  aus der Ruhelage verschoben sind), und die Amplitude  $a$  sei nach einer Gauss-Kurve von der Breite  $\alpha$

um den wahrscheinlichsten Wert  $v$  verteilt  $\left( e^{-\left(\frac{a-v}{\alpha}\right)^2} \right)$ . Es ergaben sich die in Figur 2 für  $v = \frac{1}{4}$  dargestellten Intensitätsabnahmen ( $4 M \pi$  die Intensität des ungestörten Gitters,  $h$  die Ordnung der Interferenz in der gestörten  $x$ -Richtung). Für  $p = 0$  (alle Atome gestört) ergibt sich eine Abnahme wie bei der Wärmebewegung. Für grosse Ordnungen  $h$  der Interferenz wird die

<sup>1)</sup> U. DEHLINGER, Z. Kristallogr. **65** (1927), 615.

<sup>2)</sup> G. W. BRINDLEY und F. W. SPIERS, Phil. Mag. **20** (1935), 882. W. BOAS, Z. Kristallogr. **96** (1937), 214.

Höhe des Maximums  $4 M^2 p^2$ , d. h. die ungestörten Atome reflektieren unabhängig von ihrer Verteilung im Gitter (die Periode  $r$  tritt nicht mehr auf). Jetzt auszuführende, genauere Intensitätsmessungen sollen die Bestimmung der wahrscheinlichsten Amplitude  $v$ , ihrer Verteilungsunschärfe  $\alpha$  und des Prozentsatzes  $p$  der nicht verschobenen Atome ermöglichen.

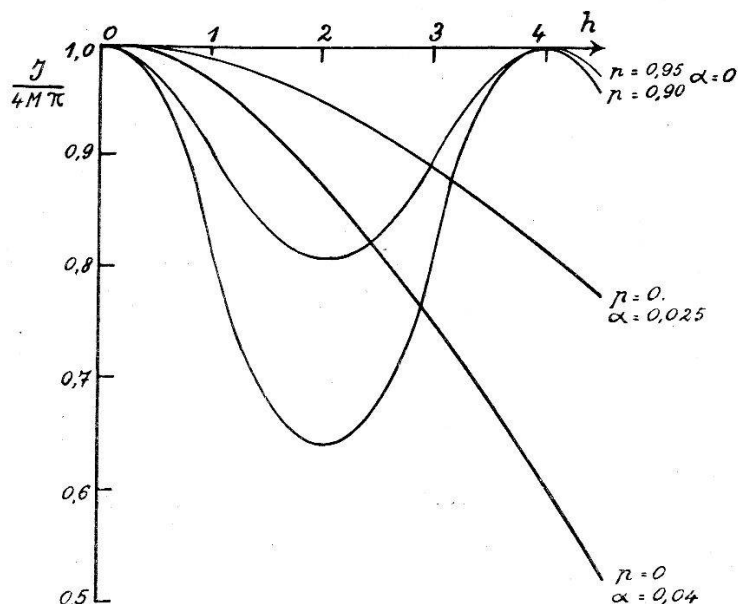


Fig. 2.

Bei der Berechnung der Linienbreite zeigte sich nun, dass die durch die Gittergeister bewirkte Linienverbreiterung unterhalb der beobachtbaren Grenze liegt. Die beobachtete Verbreiterung dürfte also wohl dadurch bedingt sein, dass grössere Bereiche des Gitters homogen verzerrt sind und somit eine andere Gitterkonstante haben als der unverformte Kristall. Dies bewirkt nach der Bragg'schen Gleichung einen anderen Glanzwinkel der Interferenzlinie. Die Superposition der den verschiedenen verformten Bereichen entsprechenden Linien führt dann zu einer Verbreiterung der beobachteten Interferenz.

### Polymérisation dans le champ électrique

par A. LIECHTI et P. SCHERRER (E.T.H., Zurich).

Depuis quelque temps déjà, on a constaté que l'huile employée comme diélectrique pour l'imprégnation des câbles ou des condensateurs, subissait par suite de l'action du champ électrique très poussé, une modification dans sa constitution. Le produit de réaction appelé communément cire X, n'est autre chose qu'un produit de polymérisation.



Ce phénomène a été expliqué jusqu'à ce jour de la façon suivante: A. partir d'un certain gradient de tension, les bulles ou pellicules d'air ou de gaz qui se trouvent en suspension dans l'huile et qu'il est impossible d'évacuer complètement, sont soumises à des décharges obscures. Par le bombardement électronique, le produit d'imprégnation se polymérise avec dégagement de gaz; celui-ci devient le foyer de nouvelles décharges obscures et le phénomène se poursuit jusqu'à la détérioration du diélectrique.

A notre avis, cette polymérisation devait se produire sous l'action directe du champ électrique, sans que la présence de gaz en soit l'une des causes; le dégagement de gaz observé devait déjà correspondre à un phénomène secondaire. Les recherches entreprises à l'Institut de Physique de l'École polytechnique fédérale ont confirmé entièrement nos suppositions et nous ont donné une idée plus précise du mécanisme de cette polymérisation. Les huiles industrielles étant des mélanges bien complexes d'hydrocarbures, nous avons d'abord étudié l'action polymérisante du champ électrique sur des corps simples et de constitution chimique bien connue, comme le styrolène, l'indène, les paraffines etc. afin de pouvoir passer ensuite plus facilement aux substances qui intéressent l'industrie.

Le processus de la polymérisation peut être décomposé en trois phases bien distinctes:

- 1<sup>o</sup> Production de noyaux par excitation des molécules.
- 2<sup>o</sup> Croissance de ces noyaux, formation de chaînes, par exemple.
- 3<sup>o</sup> Arrêt de la croissance par saturation des valences latérales libres ou par formation d'anneaux.

Ces phases sont caractérisées chacune par une constante de réaction qui peut être déterminée.

Les nombreux essais effectués avec différentes substances, montrent d'une façon certaine l'influence directe du champ électrique sur la polymérisation et permettent d'en tirer les conclusions suivantes:

a) La vitesse de polymérisation est, outre fonction de la température, fonction de la fréquence et de la répartition du champ électrique dans le liquide.

b) Il est possible, avec le champ électrique, de produire des noyaux sans qu'il y ait polymérisation. (Si la viscosité et l'indice de réfraction n'ont pas varié, la présence de polymères est exclue.) Ces noyaux sont susceptibles de subsister comme tels un certain temps. Par traitement thermique ultérieur, la polymérisation est beaucoup plus rapide que dans le cas de substances non traitées préalablement au champ électrique.

c) Il est possible, avec ou après traitement au champ électrique, de polymériser thermiquement certaines substances qui jusqu'ici n'avaient pu être polymérisées.

Le protocole complet des recherches sera publié ultérieurement.

### Über neue thermisch vergütbare Legierungen mit kleinem Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls

VON R. STRAUMANN (Waldenburg).

Die bekannten Elinvarlegierungen (25% Ni, 10 Cr, 1 C, Rest Fe) haben in der Hauptsache, zu Spiralfedern verarbeitet, in Schwingsystemen von Zeitmessern Verwendung gefunden. Diese Elinvarspiralfedern haben einen kleinen positiven Temperaturkoeffizienten des E-Moduls, der die Wirkung der linearen Ausdehnung der Unruhe anlässlich von Temperaturschwankungen ausgleicht. Die Nachteile von Elinvar sind aber 1. starke Dämpfung der Schwingungen, d. h. bei gleicher Energie starker Abfall der Amplitude im Vergleich zu einer Stahlspiralfeder, 2. starke Empfindlichkeit gegen Magnetfelder. Beides sind erhebliche Nachteile für die moderne Uhr.

Die neuen, mit „Nivarox“ bezeichneten Legierungen unterscheiden sich von Elinvar dadurch, dass das Härtungsmittel Kohlenstoff ersetzt worden ist durch Beryllium in Verbindung mit Zusätzen von Chrom, Molybdän, Wolfram, Titan, Silicium und Mangan. Je nach Wahl und Dosierung der Zusätze kann eine Reihe ähnlicher Legierungen geschaffen werden, deren ferromagnetische Eigenschaften sich von 0 bis zur Magnetempfindlichkeit des Elinvar beliebig abstufen lassen. Die Dämpfung der, aus diesen Legierungen gefertigten Spiralfedern ist dank der Vergütung durch das Beryllium (Ausscheidungshärtung) kleiner als die einer Stahlspiralfeder. Es ist so gelungen hochelastische, autokompensierende Spiralfedern herzustellen, die so schwach ferromagnetisch sind, dass der Gang, der damit ausgerüsteten Uhren durch vorübergehend wirkende starke Magnetfelder nur unwesentlich oder gar nicht gestört wird. So bleibt z. B. eine Uhr mit Elinvarspiralfeder in einem Feld von 120—150 Oersted stehen, währenddem dieselbe Uhr mit Nivaroxspiralfeder in Feldern von 1000 Oersted noch geht<sup>1)</sup>. Der Curie-Punkt dieser Legierungen kann zwischen  $-20$  und  $+100^{\circ}$  beliebig gelegt werden.

<sup>1)</sup> JAQUEROD-MÜGELI, 12. Communication du Laboratoire de Recherches horlogères, Neuchâtel.



Durch die Aufnahme der Gang-Temperaturkurven einer Uhr, die abwechslungsweise mit Elivar und mit mehr oder weniger magnetischen Nivaroxspiralfedern ausgerüstet wird, zwischen  $-70$  und  $+100^{\circ}$  in wachsenden Magnetfeldern von  $0-500$  Oersted, ergeben sich Kurvenscharen, die für den ferromagnetischen Zustand der Spiralfeder charakteristisch sind. Diese Kurvenbilder bringen erstmals den Nachweis für die Richtigkeit der Theorie von BECKER-KERSTEN<sup>1)</sup>, nach der, bei Elinvar ähnlichen Legierungen die Kompensationswirkung dadurch zustande kommt, dass sich die Temperaturabhängigkeit des magnetischen gegen diejenige des mechanischen Spannungsanteils gegenseitig ausgleicht, wodurch der das E-Modul bestimmende Spannungszustand Temperatur unabhängig wird. Der Zustand der spontanen Magnetisierung kann bei Nivarox durch die Dosierung der Legierung und durch den Walzgrad regulierend beeinflusst werden, der mechanische Spannungszustand durch den Grad der Vergütung. Es ergibt sich dadurch ein weiterer Vorteil der Nivaroxlegierungen: die Möglichkeit, den Temperaturkoeffizienten des E-Moduls durch entsprechende Wärme und Walzbehandlung innerhalb weiter Grenzen beliebige, vorgeschriebene Werte zu geben, wodurch die Reproduzierbarkeit dieser Legierungen und ihre Anpassung an die verschiedensten Anwendungsmöglichkeiten ohne Schwierigkeiten durchführbar geworden sind.

---

<sup>1)</sup> Zeitschrift für Physik 85, 11, 12, 1933.