Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 3 (1930)

Heft: VII

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in St. Gallen, den 12./13. Sept. 1930.

Präsident: Prof. H. Greinacher (Bern).
Vizepräsident: Prof. P. Scherrer (Zürich).
Sekretär: H. König (Bern).

Geschäftlicher Teil.

Die Gesellschaft beschliesst, alle zwei Jahre ein Mitgliederverzeichnis erscheinen zu lassen.

In die S. P. G. sind aufgenommen worden:
HH. Werner Johner (Brüssel), Léon Schames (Strassburg), R. Stössel (Zürich).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 196 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet voraussichtlich in Zürich statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Peut-on séparer expérimentalement les pouvoirs thermoélectriques propres des potentiels de contact?

par Albert Perrier (Lausanne).

Les diverses statistiques quantiques proposées récemment rendent plus actuelle et plus nécessaire encore la connaissance *expérimentale* certaine des énergies des électrons de conduction.

Une des voies d'accès à leur détermination se trouve assurément dans les grandeurs thermoélectriques. Or, s'il est relativement facile de mesurer le pouvoir thermoélectrique global dE/dt d'un couple de métaux A/B, on n'a pas réussi jusqu'ici à trouver les valeurs séparées des deux termes dont il est la somme, les variations des potentiels de contact ΔV et les pouvoirs thermoélectriques propres η.

On a en effet

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(\Delta V_{A/B}) - (\eta_B - \eta_A) \,. \tag{1}$$

L'auteur a indiqué récemment[1]) le principe d'une méthode expérimentale directe permettant de mesurer pour elle-même

[1]) A. Perrier, Bull. Soc. vaud. Sc. nat. V. 57, p. 197, séance du 19 février 1930.

(donc sans métal de référence) la grandeur η. Ce principe, rappelé en séance, découle directement des idées théoriques exposées précédemment à la Société.

Sa mise en œuvre revient essentiellement à superposer dans le métal un courant de chaleur et un courant d'électricité à lignes coincidentes, à faire agir un champ magnétique d'intensité suffisante et à observer les effets électriques et thermiques qui apparaissent. On est alors en mesure de fixer l'intensité de « l'autocourant thermoélectrique » qui doit annuler ces effets, précisément en vertu de la théorie. De là, on tire le potentiel thermoélectrique propre à l'aide de la résistivité et du gradient de température.

$$\eta = \varrho \, J_{th} \Big/ \frac{\partial t}{\partial x} \, . \tag{2}$$

Cette dernière équation, donnée par la méthode, combinée avec (1), permet alors de discriminer les ΔV et η par simples éliminations.

Les expériences par lesquelles la méthode trouvera sa justification doivent être nombreuses, puisqu'elles sont simultanément des épreuves pour la légitivité des lois prévues. Toutefois, des résultats obtenus tout récemment avec le bismuth sont, sous réserve de l'étude exacte en cours d'exécution, déjà en accord avec la prévision que les effets transversaux *électriques et thermiques* disparaissent pour la *même intensité de courant*, indépendante de l'aimantation dans les limites où l'on a travaillé (quelques milliers de gauss). Les dispositions étaient choisies en sorte que l'on pouvait lire directement sur un potentiomètre la différence de potentiel thermoélectrique propre.

Sur cette base, on établit les chiffres ci-dessous qui sont la première évaluation directe de ces grandeurs:

$$\frac{d V_{th}}{d t} \sim -50 \, . \, 10^{-6} \text{ V/degré}$$

$$\frac{d}{d t} (\Delta V) \sim +130 \, . \, 10^{-6} \text{ V/degré} \, .$$

Des données plus sûres sur la même substance ainsi que sur d'autres métaux, en particulier ferro-magnétiques, puis sur les effets longitudinaux plus malaisés à mesurer, seront publiées ultérieurement en connexion avec un exposé théorique détaillé.

(Sommaire identique aux „Actes de la S. H. S. N.", 1930.)

Neue Ergebnisse der Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m) im Sommer 1929

von V. F. Hess und R. Steinmaurer (Graz).

Die Registrierungen wurden auf dem Sonnblickgipfel mit zwei Kolhörsterschen und einem Wulf-Kolhörsterschen Strahlungsapparate ausgeführt, wobei etwa 2000 Einzelwerte der Strahlungsintensität (Stundenwerte) ermittelt wurden. Die Beobachtungen wurden abwechselnd in einem nur oben offenen („Halbpanzer") und in einem allseitig geschlossenen, 7 cm dicken Eisenpanzer („Vollpanzer") durchgeführt und waren nach Sternzeit eingerichtet. Die photographische Registrierung wurde nach dem von Mathias und Hess verbessertem, auf der Jahresversammlung der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft in Davos 1929 beschriebenen Verfahren mit drei Apparaten gleichzeitig ausgeführt. Die Absolutwerte der Intensität der Ultrastrahlung am Sonnblick betragen im Halbpanzer 8,7 *J*, im Vollpanzer 6,3 *J*. Sowohl bei den Messungen im Halbpanzer, wie auch bei denen im Vollpanzer konnten kleine, die Fehlergrenzen nur wenig übertreffende, unregelmässige Intensitätsschwankungen festgestellt werden, die *keine* tägliche Periode zeigen. Die mittlere Abweichung der Stundenmittel vom Tagesmittel beträgt im Voll- wie auch im Halbpanzer $\pm$ 2 Proz. Die (nach Sternzeit geordneten) Tageskurven eines und desselben Apparates, wie auch die mit verschiedenen Apparaten gleichzeitig und unter denselben Versuchsbedingungen aufgenommenen Tageskurven zeigen untereinander wenig Ähnlichkeit.

Durch Differenzbildung zwischen den Gesamtmittelwerten für jede Stunde für Halb- und Vollpanzer bei dem Wulf-Kolhörsterschen Strahlungsapparat wurde eine Tageskurve gefunden, welche mit der bekannten sternzeitperiodischen Kurve Kolhörsters, Büttners usw. ziemlich gut übereinstimmt. Dennoch erscheint die Existenz der sternzeitlichen periodischen Schwankungen der Ultrastrahlung noch immer höchst zweifelhaft, da bei den beiden übrigen Apparaten der Kolhörsterschen Type die analog gebildeten Differenzkurven sich wesentlich verschieden ergeben, was allerdings zum Teil auf die zu geringe Zahl der Messungen mit diesen Apparaten im Vollpanzer zurückgeführt werden kann. Die Schwankungen der Tagesmittel der Intensität der Ultrastrahlung („Schwankungen zweiter Art") wurden weiter studiert; sie erfolgen unregelmässig, prägen sich jedoch bei den drei Apparaten (besonders im Halbpanzer) gut synchron aus. Die Nachtmittel sind um ca. 1 Prozent niedriger als die Tagesmittel.

Ein kleiner Teil der Strahlung muss also doch wohl solaren Ursprung haben.

Bei Gewittern zeigte sich eine Erhöhung der Strahlung um 2,7 Prozent (0,23 J) im Halbpanzer, um 1,7 Prozent (0,11 J) im Vollpanzer; dieser Effekt kann zum Teil durch vermehrten Emanationsgehalt der Atmosphäre bei Gewittern, im wesentlichen aber doch nur durch die von C. T. R. Wilson angenommene Bildung äusserst rasch bewegter Elektronen in Gewitterfeldern hervorgerufen sein, nachdem auch hinter dem 7 cm dicken Eisenpanzer noch ca. 50 Prozent der Strahlungserhöhung bestehen bleibt.

Der „Barometereffekt" der Ultrastrahlung (Intensitätsabnahme um 0,73% im Halb-, 0,48% im Vollpanzer pro mm Hg Luftdrucksteigerung) sowie die Absorptionskoeffizienten dieser Strahlung ergeben sich aus den neuen Sonnblickregistrierungen in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Werten anderer Beobachter.

Eine ausführliche Veröffentlichung der vorliegenden Arbeit erfolgt durch R. Steinmaurer in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie der Wissenschaften.

Über den Nachweis von Stossionisation in Glühlampen

von A. Berkovitz (Zürich).

§ 1. Gelegentlich einer Nachprüfung der Versuche von Greinacher[1]) und Selényi[2]) über den Nachweis von Ionen und Elektronen in Glühlampen wurde eine Anzahl bisher nicht bekannter Erscheinungen beobachtet. Über einen Teil derselben, welche das Vorhandensein von Stossionisation in Glühlampen beweisen, soll im folgenden berichtet werden.

§ 2. In einer brennenden Glühlampe laufen die vom Glühdraht emittierten Elektronen beschleunigt vom negativen Ende des Glühdrahtes zum positiven, und, falls die Lampe nicht vollkommen gasfrei ist, stossen diese Elektronen auf die Gasmoleküle und ionisieren sie. Diese Stossionisation kann man nach Selényi auf folgende Art nachweisen: nähert man der brennenden Lampe z. B. einen negativ elektrisierten Ebonitstab, so wird der Glühdraht von diesem nicht angezogen, was in nicht brennendem Zustande der Lampe ohne weiteres erfolgt wäre. Denn der negativ

---

[1]) H. Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, 9, 1923.

[2]) P. Selényi, Phys. Zeitschr. **29**, 311, 1928.

geladene Stab zieht die durch Stossionisation gebildeten positiven Ionen an die Glaswandung, wodurch das elektrische Feld des Ebonitstabes im Innern der Lampe kompensiert wird. Wenn man nun aber die Lampe löscht und den Stab entfernt, so wird der Draht von der positiven Wandladung angezogen. Die Stossionisation kann nach Selényi dadurch verhindert werden, dass man die Elektronenströme durch ein passendes Feld sperrt. Dies ersieht er aus folgender Tatsache: Man kann bei gewissen Zuständen der Lampe (Vakuumgüte und Belastung) beobachten, dass, während der Glühdraht beim langsamen Nähern des Stabes nicht angezogen wird, dies jedoch bei schnellem Nähern der Fall ist. Diese Tatsache erklärt Selényi auf folgende Weise: nähert man den Stab schnell, so zieht er die vorhandene Menge positiver Ionen an, und, wenn diese nicht ausreicht, das äussere Feld vollständig zu kompensieren, so wirkt letzteres noch sperrend auf die Elektronenströme, also hindernd auf die Stossionisation, neue Ionen werden nicht mehr erzeugt und der Glühdraht bleibt angezogen.

§ 3. Diese Sperrung der Elektronenströme und die Behinderung der Stossionisation konnten auf die beiden folgenden Weisen demonstriert werden: 1. Enthält die Lampe so viele positive Ionen, dass sogar bei schnellem Nähern des Stabes der Glühdraht nicht mehr von diesem angezogen wird, so erfolgt dies ohne weiteres, wenn die Lampe mit einem Staniolring umgeben ist, dem schon in nicht brennendem Zustande ein negatives Potential erteilt war. 2. Es ist unmöglich, dem Staniolbelag der *brennenden* Lampe ein negatives Potential zu erteilen, wenn die Lampe viele positive Ionen enthält. Dies kann an einem mit dem Staniolring verbundenen Elektrometer erkannt werden. Erteilt man aber dem Staniolring der nicht brennenden Lampe schon ein gewisses negatives Potential, so kann dieses beim Brennen der Lampe ohne weiteres gesteigert werden.

§ 4. Man kann auch nach einer Bemerkung von Greinacher die durch Stossionisation gebildeten positiven Ionen in der Glühlampe auf folgende Art nachweisen. Man umgibt die nichtbrennende Lampe mit einem Staniolring und verbindet diesen mit einem Elektrometer, dessen Gehäuse geerdet ist. Erteilt man dem System ein negatives Potential und zündet dann die Lampe an, so muss, im Falle dass positive Ionen vorhanden sind, das Potential sinken. Um die Versuche sauberer auszuführen, und um von der Leitfähigkeit der Glaswand der Lampe in brennendem Zustande unabhängig zu sein, wurde an Stelle des Staniol-

ringes in einer Entfernung von einigen Millimetern von der Lampe ein metallener Halbring angebracht. Bei diesen Versuchen wurde folgendes sonderbare Verhalten beobachtet: während der Greinacher-Effekt, falls dem Ringe ein positives Potential erteilt war, im Moment eintrat — d. h. das Potential sank sofort um einen gewissen Betrag wegen der an die innere Glaswandung herankommenden Elektronen (sofern die Lampe nicht zu schwach glühte) — verhält er sich bei negativem Potential ganz sonderbar: Zuerst sinkt das Potential langsam, dann rascher und schliesslich sprunghaft. Wie ist das zu erklären?

§ 5. Wie vorher gesagt, kann man mit einem äusseren negativen Feld die Elektronenströme sperren und die Stossionisation verhindern. Demnach sollte der Greinacher-Effekt bei negativem Potential des Halbringes überhaupt nicht stattfinden können. Nun verhält sich aber die Sache so. Die Sperrung ist im allgemeinen keine vollständige und dauernd anhaltende. Man kann z. B. in manchen Fällen beobachten, dass, wenn bei schnellem Nähern des negativ geladenen Stabes der Glühdraht von diesem angezogen wird, er sofort hinterher in seine Ruhelage zurückgeht. Dies beweist, dass die Sperrung nur für einen Moment anhielt.

§ 6. Auf Grund dieser Bemerkung lässt sich nun das sonderbare Verhalten des Greinacher-Effektes in dem beschriebenen Versuche folgendermassen erklären: im ersten Moment ist die Sperrung tatsächlich gross und die Stossionisation erheblich verhindert, es sind daher nur wenige positive Ionen vorhanden, weswegen das negative Potential des Elektrometers nur langsam sinkt. Durch diese Abnahme des negativen Potentials wird aber die Stossionisation begünstigt, es entstehen mehr positive Ionen und das negative Potential sinkt rascher. Endlich kann die Stossionisation in voller Stärke wieder einsetzen, und daher der Sprung. Als Bestätigung für diese Erklärung möge folgende Tatsache gelten.

Solange der Sprung noch nicht stattgefunden hat, tritt bei Nähern des negativ geladenen Stabes ohne weiteres Anziehung des Glühdrahtes ein. Hat aber der Sprung stattgefunden, so hört auch die Anziehung auf als Zeichen, dass die Stossionisation in voller Stärke vorhanden ist. Nebenbei bemerkt, war der ganze Effekt bei einem Anfangspotential von −2500 Volt nur ca. 600—700 Volt inklusive des Sprunges, da der Halbring sich in einiger Entfernung von der Lampe befand. Der Sprung betrug ca. 100 Volt.

Die Zeitdauer des gesamten Prozesses war je nach den Umständen 15—50 Sekunden.

§ 7. Ist der Greinacher-Effekt eingetreten, löscht man dann die Lampe aus, entlädt darauf das Elektrometer und zündet die Lampe wieder an, so beobachtet man folgendes: im Falle einer vorherigen negativen Ladung des Ringes steigt das Potential momentan an. Im Falle einer früheren positiven Aufladung hingegen steigt das Potential nur langsam, dann rascher und schliesslich sprunghaft. Dieses kann so erklärt werden: obwohl das Elektrometer entladen ist, so sitzt doch auf dem Metallring noch eine gewisse Ladung, während das Potential durch die innere, entgegengesetzte Ladung der Glaswand auf Null heruntergedrückt wird. Durch das Anzünden der Lampe aber wird diese innere Ladung, wenn sie aus positiven Ionen besteht, durch die aus dem Glühdraht herausgezogenen Elektronen im Moment neutralisiert, und das äussere negative Potential steigt deswegen im Moment an. Bestand aber die Ladung der inneren Glaswand aus Elektronen, so wirken diese zuerst sperrend auf die Elektronenströme aus dem Glühdraht und damit hindernd auf die Stossionisation, nur ein kleiner Teil der Wandladung wird durch wenige positive Ionen neutralisiert; das äussere positive Potential steigt daher langsam an. Hierdurch wird aber wieder die Stossionisation verstärkt, und das äussere positive Potential steigt rascher an. Endlich setzt die Stossionisation in voller Stärke ein, wodurch an die innere Glaswandung eine genügende Menge positiver Ionen gelangen, die die dort sitzende Elektronenladung vollständig neutralisiert, was zu dem Sprung Veranlassung gibt.

§ 8. Die Greinacher-Effekte sind, wie Greinacher selbst bemerkte, nicht reversibel, d. h. beim Auslöschen der Lampe nimmt das Potential des Ringes seinen Anfangswert nicht wieder an. Das erklärt Greinacher dadurch, dass die positiven Ionen sowie auch die Elektronen an der Glaswandung haften bleiben. Gelingt es aber, diese innere Ladungen wegzuräumen, so müssen auch die Effekte rückgängig gemacht werden können, was auf folgende Weise erreicht wurde: Nach dem Ablauf des Greinacher-Effektes löscht man die Lampe, entfernt den metallenen Halbring und zündet die Lampe wieder an. Um die positiven Ionen wegzuräumen, braucht man die Lampe nur für einen Moment anzuzünden, wobei die positiven Ionen von den aus dem Glühdraht emittierten Elektronen sofort neutralisiert werden. Wird darauf der Halbring wieder in seine frühere Stellung gebracht, so zeigt das Elektrometer auch wieder das Anfangspotential an. Um

hingegen die Elektronen hinwegzuräumen, benötigt man positive Ionen, die wegen der sperrenden Wirkung der inneren negativen Ladung erst nach einer gewissen *Zeit*[1]) *in genügender Menge entstehen.* Löscht man die Lampe dann aus und bringt den Halbring wieder an seine Stelle, so zeigt das Elektrometer auch in diesem Falle das Anfangspotential wieder an.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Luft

von Jakob Meier (Zürich).

Es wird im Folgenden über eine Messung der Schallgeschwindigkeit berichtet, die im physikalischen Institut der Universität Zürich gemacht wurde.

Als konstante Schallquelle wurde ein Lautsprecher, betrieben durch eine Senderöhre, verwendet. Die Frequenz wurde kontrolliert und gemessen mit Hilfe eines von der Reichsanstalt geeichten Piezoquarzes. Der Lautsprecher wurde am Ende einer Röhre angebracht, deren Länge durch einen verschiebbaren Stempel beliebig veränderlich war. Mit dem Stromkreis, der den Lautsprecher speiste, wurde ein zweiter Kreis induktiv gekoppelt, in dem sich ein Kristalldetektor als Gleichrichter und ein empfindliches Galvanometer befanden. Wenn der Energieverbrauch des Lautsprechers sich ändert, ändert sich der im zweiten Kreis induzierte Strom, und damit der Ausschlag des Galvanometers. Es zeigte sich nun, dass der Strom abhängig ist von der Lage des Stempels im Rohr. Man kann in einer Kurve den Galvanometerausschlag als Funktion der Lage des Stempels auftragen. Die Kurve zeigt scharfe Resonanzstellen, die genau gemessen werden können. Auf diese Weise konnte die Wellenlänge des Schalls genau bestimmt werden. Bei einer Wellenlänge von ca. 35 cm ist die Messung bis auf 0,002 cm genau.

Da die Frequenz bekannt ist, kann die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls bestimmt werden.

Resultate: Da die Messungen in einem Rohr gemacht wurden, muss noch eine Korrektur an den Resultaten angebracht werden. Kirchhoff hat diese Korrektur theoretisch bestimmt. Es ist nach Kirchhoff:

$$V_\infty = \frac{V_d}{1 - \frac{\gamma}{d\sqrt{n\pi}}}$$

[1]) Diese Zeit ist gleich der in § 6 bestimmten.

V_∞: Fortpflanzungsgeschwindigkeit im freien Raum.
V_d: Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einer Röhre vom Durchmesser d.
n: Frequenz des Schalls.

γ kann nach KIRCHHOFF aus bekannten Konstanten berechnet werden. Man findet für γ bei 0 Grad und 760 mm

$$\gamma = 0{,}511.$$

Um die Formel von KIRCHHOFF zu kontrollieren, wurden Messungen in einem Rohr von 5 cm und in einem Rohr von 1,7 cm Durchmesser gemacht.

Die Resultate sind:

$$V_5 = 330{,}90 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$V_{1,7} = 329{,}72 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Aus der obigen Formel kann mit Hilfe der beiden Messungen daher γ und V_∞ berechnet werden.

Es wird: $\gamma = 0{,}514$.

Die Theorie von KIRCHHOFF wird also durch die Versuche bestätigt.

$$V_\infty = (331{,}51 \pm 0{,}09) \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Der Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem von GRÜNEISEN und MERKEL gefundenen (331,57 m · sec^{-1}) überein.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Über den Starkeffekt an der Quecksilber-Resonanzlinie (nach Versuchen von Herrn P. Brazdziunas)

von EDGAR MEYER (Zürich).

(Erscheint ausführlich in den Annalen der Physik.)

Vergleich der ältern und neuern Sondenmethoden zur Messung von Potentialen (nach Versuchen von Herrn K. Jung)

von EDGAR MEYER (Zürich).

(Erscheint ausführlich als Dissertation.)

Eine exakte Methode zur Trennung von Primär- und Sekundärströmen in Elektronenröhren

von H. A. Schwarzenbach (Zürich).

Die J_a, V_a-Charakteristik einer Elektronenröhre bei konstanter positiver Gitterspannung V_g zeigt bekanntlich einen Verlauf (Fig. 1), der sich durch das Zusammenwirken von primären (i'_a, i'_g) und sekundären (i''_a, i''_g) Anoden- und Gitterströmen erklärt. Der tatsächlich gemessene Anodenstrom ist zusammengesetzt als $J_a = i'_a + i''_a - i''_g$ und analog der Gitterstrom $J_g = i'_g + i''_g - i''_a$.

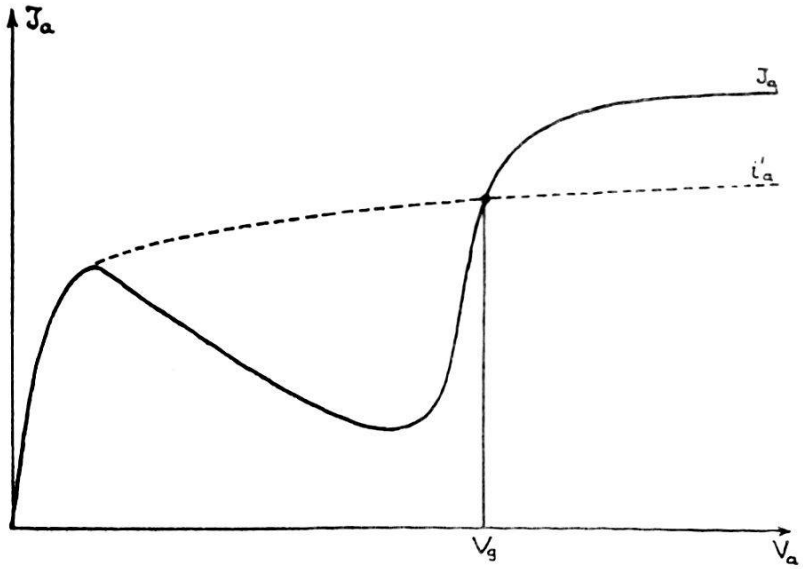


Fig. 1.

Dabei ist entweder $i''_a = 0$, oder $i''_g = 0$, oder bei $V_a = V_g$ $i''_a = i''_g = 0$.

Eine Trennung der Primär- und Sekundärströme ist nur angenähert möglich nach der Methode von Lange[1]), wenn man nämlich einer Röhre mit zylindersymmetrischer Elektrodenanordnung ein koachsiales Magnetfeld überlagert und aus den sich dann ergebenden J_a, V_a-Charakteristiken den Verlauf des Primärstromes i'_a ermittelt (gestrichelt in Fig. 1).

Für Röhren mit Nickel-Anode bietet sich nun folgende Möglichkeit einer exakten Ermittlung von i'_a und i''_a: Man heizt den Glühfaden so stark, dass die Temperatur der Anode infolge der Strahlung gerade dicht unterhalb des Curie-Punktes (ca. 360° C) zu liegen kommt. Wird nun durch das Elektronenbombardement von J_a der Anode eine Energie E_a zugeführt, so überstreicht ihre Temperatur das Gebiet um den Curiepunkt, wobei wegen der Abnahme

---

H. Lange: Jahrb. d. drahtl. Telegr. **26**, 38, 1925.

der entmagnetisierenden Wirkung das Magnetfeld im Innern um ΔH grösser wird. Es gelingt, bei $V_a = V_g$ (keine Sekundärelektronen!) mit bekannten Energien E_a die Anode zu erwärmen und aus den entsprechenden Verschiebungen ΔH der Kurven (Fig. 2) die Funktion $E_a = \varphi(\Delta H)$ zu ermitteln.

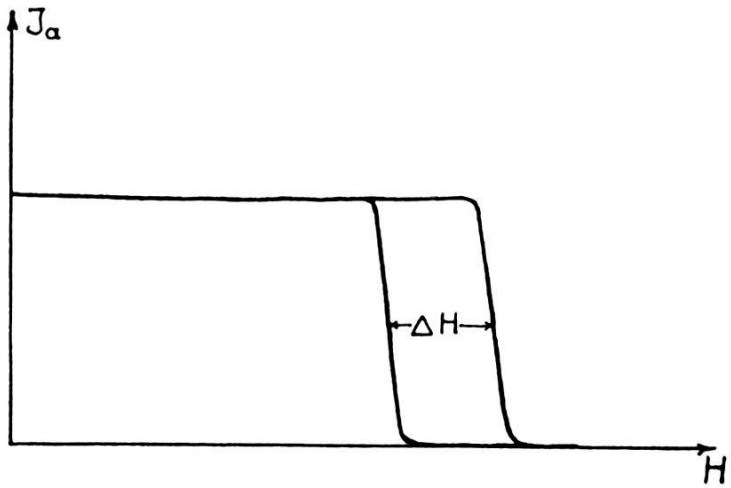


Fig. 2.

Für $V_a > V_g$ findet dagegen die unbekannte Energiezufuhr statt

$$E_a = J_a V_a - i_a'' V_g$$

anderseits ist

$$E_a = \varphi(\Delta H)$$

woraus

$$i_a'' = \frac{J_a V_a - \varphi(\Delta H)}{V_g}$$

und

$$i_a' = J_a - \frac{J_a V_a - \varphi(\Delta H)}{V_g} \quad \text{folgt.}$$

Analog ergibt sich für $V_a < V_g$

$$E_a = (J_a + i_g'') V_a$$
$$E_a = \varphi(\Delta H)$$

woraus

$$i_g'' = \frac{\varphi(\Delta H) - J_a V_a}{V_a}$$

und

$$i_g' = J_g - \frac{\varphi(\Delta H) - J_a V_a}{V_a} \quad \text{folgt.}$$

Versuche nach dieser Methode sind im Gange.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

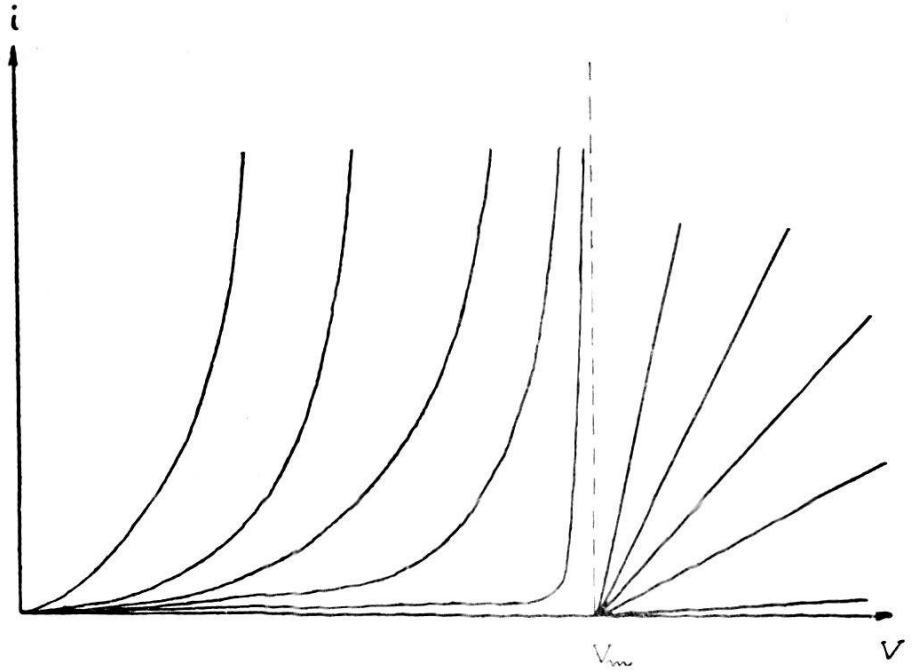
Über das Entladungspotential einer Photozelle

von B. Stoll (Zürich).

Im allgemeinen wird die Charakteristik einer Photozelle folgendermassen aufgenommen: Man misst bei Belichtung der Zelle den photoelektrischen Strom i als Funktion der an die Zelle angelegten Spannung V. Als Entladungspotential V_m spricht man die Spannung an, bei welcher di/dV sehr gross, $\simeq$ unendlich wird.

Verwendet man nun eine solche untersuchte Zelle in einer Verstärkeranordnung[1]), so zeigt sich die auf den ersten Blick sehr merkwürdige Tatsache, dass man das an die Zelle angelegte Potential V bis zu $2\,V_m$ steigern kann, ohne dass selbständige Entladung in der Zelle ausgelöst wird.

Um dieses Verhalten zu erklären, wurden von einer Photozelle Charakteristiken in Abhängigkeit von der auffallenden Lichtintensität J aufgenommen. Es zeigte sich folgendes Resultat



(s. Figur): Bei abnehmender Lichtstärke verlaufen die Charakteristiken anfänglich immer flacher, bei ganz geringen Intensitäten fast horizontal, um in der Nähe einer bestimmten Spannung plötzlich steil anzusteigen. Dieser Steilanstieg beginnt mit wachsender Lichtintensität bei immer kleineren Spannungen, so dass man das Entladungspotential eigentlich viel zu niedrig bestimmt.

---

[1]) E. Meyer, H. Rosenberg und F. Tank, Arch. de Genève (5), **2**, p. 260, 1920, M. Schein, Ann. d. Phys. **85**, p. 257, 1928 und Helvetica Physica Acta. Vol. 2 (I) 1929 und H. Läuchli, Helv. Phys. Acta, I, p. 208, 1928.

wenn man bei einer beliebigen Lichtstärke aus dem Steilanstieg der Charakteristik darauf schliesst, denn jeder Lichtstärke würde ein eigenes Entladungspotential entsprechen.

Da man nun in der Verstärkeranordnung überhaupt nur mit sehr geringen Intensitäten belichtet, ist daher das wahre Entladungspotential bei kleinsten Lichtstärken, eigentlich bei der Grenzintensität $J = 0$, d. h. bei unbelichteter Zelle zu bestimmen. Da ist aber die Gefahr einer Entladung zu gross, weil erst beim wahren Entladungspotential ein Strom fliesst, der sofort riesig ansteigt.

Diese Gefahr lässt sich vermeiden, indem man einen mit dem inneren Photozellenwiderstand vergleichbaren äusseren Widerstand in den Stromkreis setzt. Bei verdunkelter Zelle fliesst dann von einer gewissen Spannung an trotzdem ein Strom, der sogenannte Dunkelstrom. Die Dunkelstromkurve (s. Figur) ist genau eine Gerade, die je nach der Wahl des äusseren Widerstandes eine verschiedene Neigung zur Abszisse hat. Aber immer zeigt es sich, dass die Dunkelstromkurven sich in jenem Punkt der Abszisse schneiden, wo das wahre Entladungspotential für $J = 0$ liegen muss. Um dieses also zu bestimmen, hat man eine oder mehrere Dunkelstromkurven aufzunehmen. Ihr Schnitt mit der Abszisse definiert das wahre Entladungspotential, welches demnach das bei beliebiger Lichtintensität bestimmte scheinbare bedeutend übertreffen kann.

Es zeigt sich dann, dass man auch in der Verstärkeranordnung die Zellspannung nicht über das wahre Entladungspotential steigern kann, und der scheinbare Widerspruch erklärt sich dahin, dass man das Entladungspotential einer Photozelle nicht richtig bestimmte.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Eine einfache Methode zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zweier Spektrallinien

von H. Stücklen (Zürich).

Die Beugungsmaxima höherer Ordnung an zwei sehr benachbarten Spektrallinien, die auf der photographischen Platte in einem Spektrographen sichtbar werden, wenn man durch Einsetzen von Blenden dessen Öffnungsverhältnis genügend klein macht, überlagern sich zu einem einheitlichen Streifensystem. Der Streifenabstand im superponierten Fransensystem ist in erster Näherung gleich demjenigen der Fransen an einer einzelnen Linie.

Die Intensitäten der Fransen haben zwischen den beiden Linien ein ausgesprochenes Minimum. Aus der Lage dieses Minimums und dem Abstand der beiden Hauptlinien voneinander lässt sich deren Intensitätsverhältnis bestimmen. Als Messinstrument dient hierbei allein ein Komparator, das Schwarzschild'sche Schwärzungsgesetz braucht nicht in Anwendung zu kommen.

Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich an anderer Stelle.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Eine einfache spektrographische Methode zur Bestimmung von Linienbreiten

von H. Stücklen (Zürich).

Die Diffraktionsmaxima höherer Ordnung werden verwaschen, wenn die Linien eine grosse Eigenbreite besitzen. Für solche Linien lässt sich aus dem (passend gewählten) Öffnungsverhältnis des Spektralapparates und der Weite des Spektrographenspaltes die Eigenbreite der Linien berechnen.

Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich an anderer Stelle.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Über den direkten Zusammenhang zwischen Zustandsgleichung und innerer Reibung

von Léon Schames (Strassburg).

Aus dem II. Virialkoeffizienten B

$$B = b - \frac{a}{RT} \tag{1}$$

liessen sich bisher die van der Waals'schen Grössen b und a nicht willkürfrei trennen. Um dies zu tun, machen wir die I. Voraussetzung, dass sich die Gasmoleküle in grösserer Entfernung anziehen, in kleinerer abstossen. Dadurch wird der mittlere Moleküldurchmesser s eine mit wachsender Temperatur abnehmende Grösse. Das gleiche gilt dann für die Grösse b

$$b = \frac{2}{3} \pi N s^3 . \tag{2}$$

Macht man nun die II. Voraussetzung, dass sich die Moleküle beim Stoss in I. Näherung ebenso verhalten wie vollkommen harte,

elastische Kugeln ohne Kraftfeld vom *temperaturabhängigen*, mittleren Durchmesser s, so lässt sich dieser aus der inneren Reibung η bestimmen zu

$$s = \sqrt{\frac{1}{\pi \eta N}} \sqrt{\frac{R T M}{\pi}} . \tag{3}$$

(N = Avogadro'sche Zahl, M = Molekulargewicht). Mit (3) und (2) ist b aus den experimentellen Werten von η bestimmbar. Die Rechnungen wurden für He, H_2, Ne, N_2 und A durchgeführt. Die so berechneten b-Werte wurden zusammen mit den experimentellen B-Werten im $1/RT$ Diagramm eingetragen. Für hohe Temperaturen strebt b, wie es sein muss, mit B zusammen, womit die Voraussetzung II als berechtigt erwiesen ist. Mithin besteht zwischen der Zustandsgleichung und der inneren Reibung ein engerer Zusammenhang, als man bisher annahm.

Bei N_2 und A wird b im Beobachtungsbereich eine lineare Funktion der reziproken Temperatur, oder mit anderen Worten

$$\eta \sim \frac{1}{\left(1 + \frac{c}{T}\right)^{2/3}}$$

eine Formel, die also in viel weiterem Bereich gilt, als die bekannte Formel von SUTHERLAND.

Die van der Waals'sche Grösse a ergibt sich nun aus (1). Es zeigt sich allgemein, dass diese Grösse für niedrige Temperaturen konstant ist, bei mittleren abfällt um bei hohen Temperaturen wieder konstant zu werden. Mittels der inneren Reibung ist es also hier gelungen, den Einfluss von a und b willkürfrei zu trennen und diese Grössen einzeln als Temperaturfunktionen exakt zu bestimmen.

Ob Voraussetzung II auch für dichtere Zustände ausreicht, hätte ich gerne noch am III. Virialkoeffizienten geprüft. Es zeigt sich aber leider, dass die von der Phys.-Techn.-Reichsanstalt aus ihren schönen Messungen berechneten Werte desselben in sich widerspruchsvoll und daher für den vorliegenden Zweck viel zu ungenau sind.

Über eine Beziehung zwischen dem Funkenpotential zweier Gase

von K. ZUBER (Zürich).

Wie früher gezeigt werden konnte[1]), lässt sich das Funkenpotential von reinem Stickstoff[2]) durch eine einfache Formel

[1]) K. ZUBER, Natw. **16**, 615, 1928, Ztschr. f. Phys. **61**, 750, 1930.

[2]) B. FREY, Ann. d. Phys. **85**, 381, 1928.

wiedergeben. Bedeutet V das Funkenpotential in Volt, p den Gasdruck in mm Hg, L den Elektrodenabstand in mm und als Abkürzung $\pi = pL$, so gilt

$$V = \pi \cdot \frac{(V/\pi)_{\min}}{ln\left(\frac{\pi}{\pi_{\min}}\right) + 1}. \tag{1}$$

Dabei sind $V_{\min}$ und $\pi_{\min}$ die Werte von V und π bei dem Minimumpotential. Es sind dies die einzigen Konstanten in der Formel. Der Gültigkeitsbereich der Formel fand sich zu

$$0{,}8 < \frac{\pi}{\pi_{\min}} < 7.$$

Neue, noch unveröffentlichte Messungen in reinem Wasserstoff haben ergeben, dass auch in diesem Gase die Formel (1) gültig ist. Der Bereich ist ungefähr der gleiche wie bei Stickstoff.

Setzt man

$$\xi = ln\left(\frac{\pi}{\pi_{\min}}\right)$$

und

$$\eta = \frac{\pi/V}{(\pi/V)_{\min}},$$

so geht Formel (1) über in

$$\eta = \xi + 1. \tag{2}$$

Formel (2) bedeutet eine Art reduzierte Funkenpotentialgleichung Sie führt zu einer interessanten Aussage. Man betrachtet irgend zwei Funkenstrecken mit ebenen Elektroden, deren spezielle Natur ganz beliebig sei. Auch über die Gasfüllung wird keine weitere Annahme gemacht als die, dass sie sehr rein sei. Wählt man π_1 für die eine, π_2 für die andere Funkenstrecke derartig, dass

$$\frac{\pi_1}{\pi_2} = \frac{\pi_{\min 1}}{\pi_{\min 2}} \tag{3}$$

gilt, dann folgt für die zu diesen π zugehörigen Funkenpotentiale die Beziehung

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{V_{\min 1}}{V_{\min 2}}. \tag{4}$$

Nennt man π-Werte, welche der Gleichung (3) genügen, korrespondierende π-Werte, so kann man also sagen, dass für

Funkenstrecken mit korrespondierenden π-Werten die Funkenpotentiale sich wie die Minimumpotentiale verhalten.

Die Bedingung für korrespondierende π-Werte lässt sich noch etwas anders formulieren. Es bedeute Z die Zahl der mittleren freien Weglängen der Gasmoleküle (oder auch der Elektronen), die bei dem betreffenden π-Wert auf die Länge der Funkenstrecke fällt, es sei Λ_0 die mittlere freie Weglänge bei dem Druck von 1 mm Hg; dann gilt

$$\pi = p \cdot L = \frac{\Lambda_0}{\Lambda} \cdot L = \Lambda_0 \cdot Z.$$

Ersetzt man in der Bedingung für korrespondierende π-Werte die π durch die entsprechenden $\Lambda_0 \cdot Z$, so folgt:

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_{\min 1}}{Z_{\min 2}}.$$

Verhalten sich bei zwei Funkenstrecken die Weglängenzahlen Z wie die Weglängenzahlen bei den Minima, so verhalten sich die Funkenpotentiale wie die Minimumpotentiale.

In der nachstehenden Tabelle sind zur Prüfung dieser Beziehung einige Funkenpotentialwerte für Stickstoff aus beobachteten Wasserstoffwerten berechnet und mit beobachteten Stickstoffwerten verglichen. In der ersten Kolonne findet sich ein beliebig gewähltes π für Wasserstoff, in der zweiten das dazu gemessene Funkenpotential V. Da Frey für Stickstoff $\pi_{\min} = 6{,}35$ und $V_{\min} = 264$ Volt fand, nach meinen Messungen für Wasserstoff $\pi_{\min} = 12{,}22$ und $V_{\min} = 239$ Volt ist, findet sich als Bedingung für korrespondierende π-Werte

$$\frac{\pi_{\min 1}}{\pi_{\min 2}} = \frac{6{,}35}{12{,}22} = 0{,}519.$$

Die zugehörigen V müssen sich verhalten wie

$$\frac{V_{\min 1}}{V_{\min 2}} = \frac{264}{239} = 1{,}105.$$

In Kolonne 3 ist der korrespondierende π-Wert für Stickstoff berechnet, in Kolonne 4 die berechneten Werte des Funkenpotentials. In den beiden letzten Kolonnen sind von Frey beobachtete

Stickstoffwerte eingetragen und zwar für zwei π, welche den korrespondierenden Wert möglichst eng einschliessen.

Die vorkommenden Abweichungen zwischen den berechneten und den beobachteten Stickstoffwerten liegen innerhalb den Fehlergrenzen einer Funkenpotentialbestimmung.

H_2, beobachtet		N_2, berechnet		N_2, beobachtet	
π	V	π	V	π	V
74,0	519	38,4	573	40,2	580
				37,3	554
59,4	452	30,8	499	32,6	515
				30,5	490
50,5	413	26,2	456	27,1	460
				25,8	442
32,0	320	16,6	354	16,8	352
				16,2	347
19,2	260	9,98	287	10,1	291
				9,35	280
14,9	243	7,73	268	7,75	273
				7,45	273

Eine bessere Übereinstimmung ergibt sich noch, wenn man den Berechnungen Werte aus ausgeglichenen Kurven zugrunde legt. Dies sei für zwei Wasserstoff-Stickstoffgemische getan. Mit den Resultaten von B. Frey findet sich für ein Gemisch von 5% H_2 und 95% N_2 $\pi_{\min 1} = 5{,}58$ und $V_{\min 1} = 242$ Volt, für ein Gemisch von 82% H_2 und 18% N_2 $\pi_{\min 2} = 8{,}07$ und $V_{\min 2} = 234$ Volt. Es wird somit

$$\frac{\pi_{\min 2}}{\pi_{\min 1}} = 8{,}07/5{,}58 = 1{,}44_6$$

und

$$\frac{V_{\min 2}}{V_{\min 1}} = 234/242 = 0{,}967.$$

Korrespondierende Werte sind $\pi_1 = 10{,}0$ und $\pi_2 = 14{,}5$. Die zugehörenden Potentiale finden sich auf den Kurven zu $V_1 = 269$ und $V_2 = 262$. Das Verhältnis der Potentiale wird somit 262/269 = 0,974, in sehr guter Übereinstimmung mit dem Verhältnis der Minimumpotentiale. Oder vergleicht man reinen Stickstoff mit einem Gemisch von 25,5% H_2 und 74,5% N_2. Für dieses Gemisch

ist $\pi_{\min 1} = 5{,}84$ und $V_{\min 1} = 220$ Volt. Es wird mit den weiter oben angegebenen Werten für reinen Stickstoff

$$\frac{\pi_{\min 2}}{\pi_{\min 1}} = 6{,}35/5{,}84 = 1{,}087$$

und

$$\frac{V_{\min 2}}{V_{\min 1}} = 264/220 = 1{,}20.$$

Korrespondierende π-Werte sind $\pi_2 = 8{,}42$ und $\pi_1 = 7{,}75$. Die zugehörenden Potentiale finden sich auf den Kurven zu $V_2 = 273$ und $V_1 = 228$. Ihr Verhältnis $\frac{V_2}{V_1} = 1{,}197$ ist wiederum in sehr guter Übereinstimmung mit dem Verhältnis der Minimumpotentiale.

Der Grund, dass die Beziehung auch für Gemische gilt, ist darin zu suchen, dass sich in dem kleinen gemessenen π-Bereich die Funkenpotentialwerte durch Formel (1) wiedergeben lassen. Für Gase, für welche diese Formel nicht gilt, d. h. zum Beispiel für Helium und Neon, stimmt auch die angegebene Beziehung nicht.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

Über das temperaturveränderliche magnetische Moment des Stickoxydsmoleküls

von P. Scherrer und R. Stössel (Zürich).

Nach einer Theorie von van Vleck[1]) ändert sich das magnetische Moment von Stickoxyd mit der Temperatur und zwar derart, dass die scheinbare Bohr'sche Magnetonenzahl $\frac{\Theta}{\beta}$ von 2 (für $T = \infty$) bis 0 (für $T = 0$) abnimmt. Der genaue Zusammenhang ist gegeben durch die Formel:

$$\Theta^2 = 4\beta^2(1 - e^{-x} + xe^{-x}) : (x + xe^{-x})$$

wo Θ das magnetische Moment des Moleküls, β das Bohrsche Magneton und

$$x = \frac{h\Delta\nu}{kT} = \frac{173{,}2}{T}$$

ist.

Der Grundzustand von NO ist ein ^2P-Zustand. $\Delta\nu$ ist das Intervall des Dubletts; es beträgt 120,9 cm^{-1}.

Zur experimentellen Prüfung dieser Theorie wurde die Suszeptibilität von NO bei 5 verschiedenen Temperaturen und jeweils 7 bis 10 verschiedenen Drucken gemessen.

---

[1]) Phys. Rev. **29**, 727, 1927; **31**, 587, 1928.

Die Messmethode beruht im wesentlichen auf einer Wägung. An einem Wagebalken einer sehr kleinen Wage (2 cm Hebelarm) hängt, umgeben vom zu messenden Gas ein kleines Quarzkörperchen in einem inhomogenen Magnetfeld. Aus dem im Feld erhöhten Auftrieb des Quarzkörperchens (durch das Anziehen des paramagnetischen Gases wird dessen Dichte im Magnetfelde grösser) kann auf die Suszeptibilität des Gases geschlossen werden. Dieser erhöhte Auftrieb wird kompensiert durch die magnetische Kraft einer stromdurchflossenen Spule, welche auf ein am andern Wagebalken hängendes Erbiumoxydkörperchen wirkt.

Die Herstellung des NO erfolgte durch langsames Eintropfen von Schwefelsäure in eine Natriumnitritlösung und die Reinigung durch H_2SO_4, P_2O_5 und zweimalige Destillation.

Die tiefen Temperaturen wurden in einem Thermostat durch Abkühlen von Flüssigkeiten auf deren Schmelzpunkte (mit flüssiger Luft) erzeugt und mit Dampfdruckthermometern gemessen.

Zur Prüfung der Apparatur wurde zuerst die Suszeptibilität von O_2 bei den Temperaturen $T = 135{,}5^0$ abs. und $T = 289{,}6^0$ abs. festgestellt. Die Resultate erfüllen genau das Curie'sche Gesetz.

Die Messungen an NO zeigen erstens für konstante Temperaturen genaue Proportionalität zwischen Druck und Suszeptibilität und zweitens einen Temperaturverlauf des magnetischen Momentes (also der Magnetonenzahl $\frac{\Theta}{\beta}$), welcher mit dem theoretischen innerhalb der Messgenauigkeit ($6^0/_{00}$) völlig übereinstimmt.

Die gemessenen und berechneten Zahlenwerte sind die folgenden:

T:	$135{,}5^0$	$157{,}2^0$	$178{,}0^0$	$250{,}6^0$	$289{,}2^0$
$\frac{\Theta}{\beta_{exp}}$:	1,627	1,679	1,713	1,807	1,841
$\frac{\Theta}{\beta_{ber}}$:	1,624	1,678	1,718	1,807	1,833

(Da nur relative Bestimmungen der Suszeptibilitäten vorliegen, ist der Wert für $T = 250{,}6^0$ zur Angliederung der experimentellen an die theoretische Kurve benützt, d. h. es ist

$$\left(\frac{\Theta}{\beta_{exp}}\right)_{250,6^0} = \left(\frac{\Theta}{\beta_{ber}}\right)_{250,6^0}$$

gesetzt worden.)

Ein ausführlicher Bericht über die Arbeit erscheint nächstens in den H. P. A.

Röntgenographische Untersuchung des Koagulationsvorganges bei kolloidem Gold

von P. Scherrer und H. Staub (Zürich).

Die Untersuchung bezweckt die Grössenbestimmung der Primärteilchen, d. h. der Einkristalle eines koagulierten Goldkolloides. Diese Messung ist grundsätzlich nur mit Hilfe der Kristallpulveraufnahmen nach Debye-Scherrer möglich. Die Kristalldimensionen lassen sich aus den Halbwertsbreiten der Linien des Pulverdiagrammes berechnen. Für das reguläre Kristallsystem gilt die Formel:

$$B = 2 \cdot \sqrt{\frac{\lg 2}{\pi}} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \cdot \frac{1}{\cos \vartheta/2} + b.$$

B: Halbwertsbreite.
λ: Wellenlänge des eingestrahlten Röntgenlichtes.
Λ: Kantenlänge des als würfelförmig angenommenen Primärteilchens.
ϑ: Winkel zwischen einfallendem und gebeugtem Strahl.
b: Eine Konstante (Einfluss von Strahlendivergenz, Stäbchendicke und Absorption).

Die gewonnenen Resultate passen sich der Formel in befriedigender Weise an.

Die Untersuchungen wurden an nicht dialysierten Goldkolloiden vorgenommen, die nach dem sogenannten Phosphorverfahren hergestellt wurden. Sie enthielten somit beträchtliche Mengen von Orthophosphorsäure. Was für einen Einfluss solche Beimengungen auf die untersuchten Erscheinungen besitzen, soll später noch untersucht werden. Die Hydrosole waren durchwegs sehr hochdispers. Die Lineardimension ihrer Teilchen betrug im Mittel ca. $13 \cdot 10^{-8}$ cm. Noch höhere Dispersionen ($8{,}7 \cdot 10^{-8}$ cm), wurden dadurch erreicht, dass man vor dem Zusetzen des Reduktionsmittels die Goldchloridchlorwasserstofflösung mit einer sehr kleinen Menge Gelatine versah.

Auf Grund dieser Methode wurden die Primärteilchen verschiedener koagulierter, hochdisperser Goldsole gemessen. Es ergab sich, dass bei rascher Koagulation unmittelbar nach dieser die Primärteilchen der ausgefallenen Komplexe nur unwesentlich grösser sind als die Teilchen der kolloiden Lösung. Bleiben dagegen die koagulierten Partikel in elektrolytischen Lösungen, so wachsen unter deren Einfluss die Primärteilchen zu grösseren Kristallen zusammen. Werden koagulierte Kolloide eingetrocknet, so ändert sich die Grösse ihrer Primärteilchen nicht wesentlich.

Ausserdem wurde die Wirkung von Schutzkolloiden auf bereits koagulierte Sole untersucht. Es zeigte sich, dass ein Schutzkolloid, z. B. Gelatine, das oben erwähnte Wachstum der Primärteilchen bei Anwesenheit von Elektrolyten zu verhindern vermag.

Über den Ursprung der Alpha-Strahlen übernormaler Reichweite

von E. Stahel (Brüssel).

Es ist bekannt, dass die sog. ThC-Gruppe (d. h. die radioaktiven Körper ThC + ThC′ + ThC″) neben den „normalen" Alphastrahlen der Reichweite 4,78 cm (ThC) und 8,64 cm (ThC″) zwei Gruppen sog. „übernormaler" Alphastrahlen aussendet, deren Reichweiten 11,5 und 9,5 cm betragen. Die Existenz dieser Alpha-Strahlen ist sichergestellt, unbekannt ist aber ihre Herkunft sowie ihr Zerfallsprodukt.

Prinzipiell bestehen folgende vier Möglichkeiten: Die übernormalen Alpha-Strahlen können herkommen:

1. vom ThC″,
2. vom ThC unter Bildung eines normalen ThC″ von der Halbwertszeit von 3,1 Minuten,
3. vom ThC unter Bildung eines dem ThC″ isotropen Elements anderer Halbwertszeit,
4. vom ThC′.

Wir haben diese verschiedenen Möglichkeiten geprüft und sind zu folgenden Resultaten gekommen: (über die experimentellen Einzelheiten und Versuchsergebnisse siehe Ztschr. f. Ph. **63**, 149 und **60**, 595).

1. Durch Alpha-Strahl-Untersuchungen mit der Wilsonkammer an reinem ThC″ konnte gezeigt werden, dass dieser Körper die übernormalen Alpha-Strahlen nicht aussendet.
2. Durch Trennung der Rückstoss-Strahlen, die von den normalen resp. übernormalen Alpha-Strahlen herrühren, konnte gezeigt werden, dass die übernormalen Alpha-Strahlen sicher kein normales ThC″ bilden.
3. Mit derselben Versuchsanordnung konnte sehr wahrscheinlich gemacht werden, dass die übernormalen Alpha-Strahlen auch kein anderes dem ThC″ isotropes Element bilden, das mit einer andern Halbwertszeit zerfällt.
4. Es bleibt somit als einzige Alternative übrig, dass *die übernormalen Alphastrahlen* (und zwar sowohl die 11,5er wie auch die 9,5er Strahlen) *vom ThC′* ausgesandt werden und inaktives *ThD bilden.*

Über die Zahl der vom RaD ausgesandten Gammastrahlquanten

von E. Stahel (Brüssel) und G. J. Sizoo (Amsterdam).

Es wird gezeigt, dass auf 100 zerfallende RaD-Atome nur 2,4 Gammastrahlquanten ausgesandt werden. Zur Erklärung dieser Tatsache bestehen die beiden Möglichkeiten, dass entweder bei diesem radioaktiven Körper ein Teil der Atome ohne Aussendung von Gammastrahlen zerfällt, ein anderer Teil mit Aussendung von Gammastrahlen (es wäre also eine Art dualer Zerfall des RaD anzunehmen) oder aber dass die primären Gammastrahlen zu über 97% im eigenen Atom durch sogenannte „innere Absorption" unter Aussendung von Photo-Elektronen absorbiert werden (Auger-Effekt). Es wird darauf hingewiesen, dass durch genaue Zählung der vom RaD ausgesandten Photo-Elektronen die Frage entschieden werden kann.

Eine genaue Beschreibung der Versuchsanordnung und eine ausführliche Besprechung der Resultate wird in der Zeitschrift für Physik erscheinen.

Zur Theorie des Vierpols

von Hans König (Bern).

Der Vierpol ist ein beliebiges elektrisches Netzwerk mit 4 Klemmen (1, 2, 3, 4), wobei stets die Annahme gemacht wird, dass das Superpositionsprinzip gelte. Der Kirchhoff'schen Sätze wegen sind drei Spannungsdifferenzen $\mathfrak{V}_{\mu\varrho}$ oder drei Ströme $\mathfrak{J}_\mu$ frei wählbar, z. B.:

$$\begin{aligned}
\mathfrak{J}_1 &= K_{11}\mathfrak{V}_{14} + K_{12}\mathfrak{V}_{24} + K_{13}\mathfrak{V}_{34} & \mathfrak{V}_{14} &= k_{11}\mathfrak{J}_1 + k_{12}\mathfrak{J}_2 + k_{13}\mathfrak{J}_3 \\
\mathfrak{J}_2 &= K_{21}\mathfrak{V}_{14} + K_{22}\mathfrak{V}_{24} + K_{23}\mathfrak{V}_{34} \text{ bzw.} & \mathfrak{V}_{24} &= k_{21}\mathfrak{J}_1 + k_{22}\mathfrak{J}_2 + k_{23}\mathfrak{J}_3 \\
\mathfrak{J}_3 &= K_{31}\mathfrak{V}_{14} + K_{32}\mathfrak{V}_{24} + K_{33}\mathfrak{V}_{34} & \mathfrak{V}_{34} &= k_{31}\mathfrak{J}_1 + k_{32}\mathfrak{J}_2 + k_{33}\mathfrak{J}_3
\end{aligned}$$

($\mathfrak{V}_{\mu\varrho}, \mathfrak{J}_\mu$ sinusförmig, $K_{\mu\nu}, k_{\mu\nu}$ komplex). Die Zahl der Konstanten beträgt im allgemeinen Fall $n = 9$ (aktiver Vierpol); besteht der Vierpol nur aus komplexen Widerständen (passiver Vierpol), so ist bekanntlich $(K_{\mu\nu})$ bzw. $(k_{\mu\nu})$ symmetrisch und sie reduziert sich auf $n = 6$.

Betrachtet man den Vierpol als Übertrager zwischen zwei Zweipolen, so besteht zwischen den primären (p) und sekundären (s) Grössen das bekannte lineare Gleichungspaar mit $m = 4$ Konstanten:

$$\begin{aligned}
\mathfrak{V}_p &= a_{11}\mathfrak{V}_s + a_{12}\mathfrak{J}_s \\
\mathfrak{J}_p &= a_{21}\mathfrak{V}_s + a_{22}\mathfrak{J}_s,
\end{aligned} \qquad |a_{ik}| = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}.$$

Beim passiven Vierpol ist $|a_{ik}| = 1$, also $m = 3$.

Gewöhnlich betrachtet man nur den Fall, wo zwei Klemmen als p-Klemmen, die übrigen zwei als s-Klemmen dienen, z. B.

$p:14$ und $s:23$. Um $\mathfrak{V}_{12}$ braucht man sich meistens nicht zu kümmern. Gewisse Probleme legen aber nahe, auch nach den andern möglichen Schaltungen (a_{ik}^{σ}) zu fragen (Beispiele: $p:14$ und $s:23$, 1 und 2 widerstandsfrei verbunden, oder: $p:14$ und $s:12$, Klemme 3 frei). Es gibt deren 33 wesentlich verschiedene mit $m \times 33$ Konstanten, zwischen denen, da ja nur $n = 9$ bzw. 6 Konstanten unabhängig sind, eine Unzahl von Beziehungen bestehen, die uns hier interessieren.

Unter Weglassung aller Rechnungen und Beweise sei hier kurz angedeutet, welcher Art die im Zusammenhang mit der Aufstellung der genannten Beziehungen auftretenden Fragen sind.

Es empfiehlt sich zunächst, die letzteren von einem höheren ordnenden Gesichtspunkt aus anzugreifen. Als solcher bietet sich ganz natürlich die Theorie der Gruppe $\mathfrak{G}$ der Permutationen von vier Elementen, geometrisch gesprochen der Bewegungen und Spiegelungen eines Tetraeders. Die verschiedenen Arten von Zerlegungen von $\mathfrak{G}$ in Untergruppen spiegeln sich in Zahl und Zusammenhang der Beziehungen zwischen den Konstanten wieder.

Es liegt in der Natur der Sache, nach den Invarianten von $\mathfrak{G}$ und ihrer Untergruppen zu fragen. Eine solche $\mathfrak{G}$ von ist die Determinante $|K_{\mu\nu}|$ bzw. die zu ihr reziproke $|k_{\mu\nu}|$. Sie hat eine ganz konkrete Bedeutung. Es bedeute: u den Widerstand zwischen 1 und $\overline{234}$, v denjenigen zwischen 2 und $\overline{34}$ (1 frei), und w denjenigen zwischen 3 und 4 (1 und 2 frei) (die Striche über den Ziffern bedeuten, dass die betreffenden Klemmen widerstandsfrei verbunden sind). Dann gilt, wie man auch immer die Klemmen numeriert hat,

$$u \cdot v \cdot w = |k_{\mu\nu}|.$$

Die Theorie des passiven Vierpols schält sich als Gesamtheit der in den $k_{\mu\nu}$ bzw. $K_{\mu\nu}$ symmetrischen Grössen und Beziehungen aus der Theorie des allgemeinen Vierpols heraus. Widerstandsmessungen geben stets symmetrische Grössen; aus ihnen allein kann man hiernach nie erfahren, ob ein Vierpol aktiv oder passiv sei.

Man könnte denken, dass man über einen passiven Vierpol (6 Konstanten) durch Ausmessung desselben in zwei speziellen Vierpolschaltungen (a_{ik}^{σ}) (zu je 3 Konst). alles erfahren könne. Der die Verteilung der Abhängigkeiten wesentlich beherrschende Satz: „Keine zwei Schaltungen sind voneinander unabhängig", besagt, dass dies nicht möglich ist. Man erhält auf solche Art höchstens 5 Konstanten. Die noch nötige Messung muss einer dritten Schaltung angehören.

Die Elektronenscharen im Wolframbogen

von M. Wehrli (Basel).

(Erscheint in den H. P. A.)

Über die dynamischen Charakteristiken von Entladungen

von M. Wehrli (Basel).

Da sich die Theorie von Wehrli und Hardung qualitativ bewährt hat (Helv. phys. acta II, 115, 147, 1929) wird dieselbe weiter ausgebaut. Es gelingt einen einfachen experimentell realisierbaren Fall vollständig durchzurechnen, wobei sich auch die Energie explizite darstellen lässt. Einen Teil der Beziehungen hat *P. Bächtiger* untersucht und quantitativ erfüllt gefunden.

Über den zeitlichen Verlauf von Strom und Spannung beim Einsatz der Glimmentladung

Von F. Tank und L. Ackermann.

(Erscheint in den H. P. A.)

Temperaturabhängigkeit der Molekularpolarisation von dampfförmigen 1,2 Dichloräthan in ihrem Zusammenhang mit der Existenz zweier Konfigurationen

von R. Sänger (Zürich).

Berechnen wir den Wert des elektrischen Momentes von 1,2 Dichloräthan, indem wir an der von der Chemie geforderten „freien Drehbarkeit" bei Kohlenstoffeinfachbindungen festhalten, so finden wir durch Mittelung über alle gegenseitigen Lagen der beiden polaren Gruppen den temperaturunabhängigen Wert $2{,}4 \cdot 10^{-18}$ e. s. E. Es wäre aber denkbar, dass der Unterschied der potentiellen Energie (herrührend von den elektrostatischen Kräften) zwischen den beiden extremen Lagen der beweglichen Gruppen so gross wäre, dass er mit der Energie der Temperaturbewegung verglichen werden könnte. Dann müsste die freie Drehbarkeit gestört und das elektrische Moment temperaturabhängig werden. Unsere an dampfförmigem 1,2-Dichloräthan ausgeführten Messungen zeigen, dass bei *sehr klein* gewählter Dichte die Molekularpolarisation vollständig normales Temperaturverhalten aufweist[1]). Das elektrische Moment ist daher temperaturunabhängig; seine Grösse liegt zwischen 1,2 und $1{,}4 \cdot 10^{-18}$. Der von L. Meyer[2]) an verdünnten Lösungen von 1,2-Dichloräthan in Hexan gefundene gekrümmte Verlauf der Molekularpolarisation ist auf Assoziation zurückzuführen.

---

[1]) Genauere Angaben siehe R. Sänger, Phys. Ztschr. 31, erscheint demnächst.

[2]) Lothar Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. B. 8, 27, 1930.

Auch wenn wir an der freien Drehbarkeit festhalten, können wir das beobachtete, gegenüber dem berechneten viel kleinere, Moment erklären, indem wir eine starke Deformation des Kohlenstoffvalenztetraeders zulassen. Darnach müssen wir dem Winkel ϑ zwischen der polaren Gruppe und der Verbindungslinie der beiden C-Atome statt der üblichen 70^0 einen Wert von ungefähr 36^0 zuschreiben.

Die von DEBYE[1]) an dampfförmigem 1,2-Dichloräthan erhaltenen Röntgeninterferenzbilder entsprechen ihrem Charakter nach den an starren Molekeln erhaltenen Interferenzbildern, und ergeben einen Cl-Cl-Abstand von 4,4 Å. Es schien daher zunächst, dass die Röntgenbilder unverträglich mit der Annahme freier Drehbarkeit seien und eine Konfiguration der 1,2-Dichloräthanmolekel verlangten, die der trans-Stellung bei der Kohlenstoffdoppelbindung ähnlich wäre. Im oben vorgeschlagenen deformierten Molekülmodell variieren aber bei einer Verdrehung der beweglichen Gruppen die Cl-Cl-Abstände verschwindend wenig, so dass die erhaltenen Röntgenbilder mit dem deformierten Molekülmodell (ohne Aufgabe der freien Drehbarkeit) vereinbar wären.

WIERL[2]) glaubt seine mittelst Elektronenstrahlen erhaltenen Interferenzbilder nur erklären zu können durch Einführung zweier charakteristischer Cl-Atomabstände von 4,4 und 3,2 Å. Er nimmt daher an, dass Dichloräthandampf aus einer Mischung zweier verschiedener Molekelsorten bestehe. Den beiden Molekelsorten entsprächen Strukturen ähnlich denjenigen der cis- und trans-Form bei der Kohlenstoffdoppelbindung. Es ist schon auf Grund quantentheoretischer Überlegungen geäussert worden, dass bei Einfachbindungen ähnliche Verhältnisse vorliegen wie bei Doppelbindungen, nur dass beim Übergang von einer Konfiguration in die andere der Energieberg, der überschritten werden muss, so klein ist, dass die Molekelformen beständig ineinander übergehen und daher chemisch nie getrennt dargestellt werden können. Dem gegenüber spielten die auftretenden Dipolkräfte zwischen den polaren Gruppen nur eine untergeordnete Rolle. Die Theorie ist aber noch so wenig fundiert, dass sich jede weitere Diskussion erübrigt.

Erinnern wir uns der oben mitgeteilten dielektrischen Messungen an 1,2-Dichloräthan, bei denen selbst bei kleinen Dichten (Drucken von 20—30 cm_{Hg}) noch Assoziation augenfällig in Erscheinung tritt, so ist es nicht ausgeschlossen, dass auch die Wierl'schen Interferenzbilder auf das Vorkommen von einfachen und assoziierten Molekeln zurückzuführen sind. Nach der Aussage von WIERL kommen die Molekeln mit kleinerem Cl-Abstand in

[1]) R. DEBYE, Phys. Zeitschr. 31, 142, 1930.
[2]) R. WIERL, Phys. Zeitschr. 31, 366, 1930.

weit geringerer Zahl vor, als jene mit grösserem Abstand — nach seiner Interpretation heisst das: die potentielle Energie der cis-Stellung ist wesentlich grösser als jene der trans-Stellung —; auch das scheint eher für eine Assoziationserscheinung zu sprechen, denn die von WIERL gegebene Darstellung zweier Konfigurationen von verschiedenem Energieinhalt müsste zu einem temperaturabhängigen Mischungsverhältnis führen, was mit einem konstanten elektrischen Moment kaum verträglich wäre. Wie aber das Vorkommen von assoziierten Molekeln bei den Wierl'schen Versuchsbedingungen zu verstehen ist, bleibt allerdings noch unabgeklärt.

Eine Messung der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität des Wassers

von W. JOHNER (Brüssel).

(Erscheint demnächst ausführlich.)

Nachweis thermischer Anisotropie am Kristallhaufwerk hexagonal kristallisierender Metalle und Legierungen.

von R. STRAUMANN (Waldenburg).

Zur Fabrikation von monometallischen Kompensationsunruhen sollten thermisch anisotrope Walzbleche hergestellt werden mit genügender Festigkeit, damit sie durch normale Fabrikationsverfahren verarbeitet werden können, und einem Unterschied der Ausdehnungskoeffizienten längs sich senkrecht kreuzender Achsen von 20 μ. Der durchschnittliche Ausdehnungskoeffizient des Materials sollte 18—20 μ betragen.

Der Zinkkristall hat bekanntlich parallel zur hexagonalen Achse einen Ausdehnungskoeffizienten von 64 μ, senkrecht dazu einen solchen von 13 μ. Solche Einkristallstäbe lassen sich aber wegen der geringen Festigkeit längs der hexagonalen Achse nicht verwenden. Es wurden deshalb Zink-Kupfer- und Zink-Cadmium-Legierungen hergestellt und zu feinkristallinen Blechen warm abgewalzt. Dasselbe geschah mit Reinzink. Die so erhaltenen polykristallinen Bleche wurden zur Bestimmung ihres kristallinen Aufbaues röntgenographisch untersucht. Die Bestimmung ihrer thermischen Anisotropie erfolgte durch ein zu diesem Zwecke speziell hergerichtetes Differentialdilatometer im Temperaturintervall von 0— +50°. Die vorgewalzten Bleche wurden rekristallisiert, etappenweise von 5 zu 5% bis auf 80% abgewalzt und nach jeder dieser Walzetappen dilatometrisch untersucht. Es zeigte sich nun, dass die warm vorgewalzten Bleche thermisch nahezu isotrop sind. Dasselbe trifft zu für Bleche, die über 80% abgewalzt sind. Es wird jedoch eine sehr starke Anisotropie

beobachtet bei Walzgraden von 15—30%. Wenn wir die Anisotropie in Funktion des Walzgrades darstellen, so erhalten wir eine Kurve, die bis zu 15% Walzgrad rasch ansteigt, nachher flach verläuft und von 40% Walzgrad wieder ziemlich steil abfällt, um je nach der Legierung zwischen 60 und 80% Walzgrad die Abszissenachse wieder zu erreichen. Die so beobachtete thermische Anisotropie beträgt für Reinzink (Differenz der gemessenen maximalen und minimalen Ausdehnungskoeffizienten) 21 μ mit einem Maximum von 38 μ und einem Minimum von 17 μ. Eine Zink-Kupfer-Legierung mit 2,5% Kupfergehalt (η-Mischkristall) ergibt eine maximal erreichbare Anisotropie von 17 μ, dieselbe Legierung mit 5% Kupfergehalt ergibt eine thermische Anisotropie von nur 8 μ (ε-Mischkristalle). Dieses Beispiel zeigt, wie mit dem Auftreten des ε-Mischkristalles die durch Kaltwalzen erzeugbare thermische Anisotropie rasch sinkt.

An einer Legierung von 80% Zink und 20% Cadmium wird während des Kaltwalzens ein ähnliches Verhalten der thermischen Anisotropie in Abhängigkeit vom Walzgrad beobachtet, wie beim Reinzink und der η-Phase der Zink-Kupfer-Legierung. Es war dies auch zu erwarten; denn der Kristallaufbau der bei der Zink-Cadmium-Legierung vorhandenen α- und β-Mischkristalle ist ein ähnlicher wie der des Zinkkristalles. Die aus dem Röntgenogramm dieser Legierung bestimmten Gitterkonstanten sind: für das α-Mischkristall $a = 2{,}68$ c/a $= 1{,}86$, für das β-Mischkristall $a = 2{,}95$, c/a $= 1{,}89$.

Die so erhaltenen thermisch anisotropen Kristallhaufwerke, deren Zustandekommen auf Gleichrichtung der Kristallite sich erklären lässt, ist gegen thermische Einflüsse unempfindlich. Langes Tempern (auf mehrere Tage ausgedehnt) bei Temperaturen, die nahe an den Schmelzpunkt reichen, vermag die thermische Anisotropie nicht zu zerstören, d. h. die durch Kaltwalzung erzwungene Kristallitlage bleibt trotz Rekristallisation bestehen.

Das anisotrope Material ist hingegen sehr empfindlich gegen Kräfteangriffe, die nicht in derselben Richtung erfolgen wie diejenigen, die die Anisotropie erzeugt haben. So wurde z. B. an einem aus einer anisotropen Platte geschnittenen Zinkstab beobachtet, dass durch Reduktion seines quadratischen Querschnittes von 18 × 18 mm auf 17 × 17 mm durch eine Ziehoperation seine Anisotropie vollständig zerstört wurde.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass zur Erzielung möglichst grosser thermischer Anisotropie das Kristallgitter vom Typus *HI* sein muss, dessen Konstanten die Bedingung erfüllen: c/a $> 1{,}63$. Bei der technischen Verwendung dieser anisotrop

gewalzten Bleche ist darauf zu achten, dass anlässlich der mechanischen Bearbeitung die angreifenden Kräfte derart gerichtet sind, dass die Anisotropie nicht zerstört wird. Gegen thermische Einflüsse ist das Material hinsichtlich der Beständigkeit seiner thermischen Anisotropie unempfindlich.

Die aus oben beschriebenen Blechen hergestellten Kompensationsunruhen für Präzisionsuhren weisen folgende Eigenschaften auf:

Durch lokale Bearbeitung der Unruhfelge wird erreicht, dass die hexagonale Achse der Kristallite in radialer Richtung zu liegen kommt. Der Ausdehnungskoeffizient längs dem Felgenumfang wird somit minimal und beträgt wie dilatometrisch nachgewiesen werden kann 12 bis 14 μ. Die Unruh wird aus dem Blech derart ausgeschnitten, dass der Arm in Richtung des maximalen Ausdehnungskoeffizienten zu liegen kommt. Es wird auf diese Art aus einem Stück eine Unruh gefertigt, deren Arm einen Ausdehnungskoeffizienten von 35 μ besitzt, und deren Felge einen solchen von nur 14 μ. Es ergibt sich somit eine Deformation der Unruh in Richtung des Armes von 35 μ pro Grad und pro Meter, senkrecht zum Arm eine solche von ca. 5 μ (dilatometrisch festgestellt). Durch Verschiebung der auf der Unruhfelge aufgeschraubten Kompensationsmassen zwischen Unruharm und der dazu senkrecht liegenden Richtung kann die Kompensationswirkung der Unruh beliebig verändert werden. Untenstehende Tabelle zeigt wie bei 6 Präzisionsuhren der einer Temperaturdifferenz von 30° entsprechende Gangfehler von durchschnittlich 36,5 Sekunden durch Verschieben der Kompensationsmassen auf 2,6 Sekunden reduziert worden ist. Die Kolonne *M* enthält die Stellung der Kompensationsmassen auf der Felge, wobei zu berücksichtigen ist, dass letztere zur Befestigung der Massen 24 Schraubenlöcher besitzt, die in jeder Unruhhälfte vom Arm ausgehend von 1 bis 12 numeriert sind. Kolonne *D* enthält die Gangdifferenzen zwischen 0° und +30°.

Nr.	M	0°	+30°	D	M	0°	+30°	D	M	0°	+30°	D	M	0°	+30°	D
1	11,1	+43	− 8	−51	5,7	− 3	0	+ 3	—	—	—	—	—	—	—	—
2	11,1	+26	−10	−36	5,7	0	− 8	− 8	—	—	—	—	—	—	—	—
3	11,1	+ 8	−18	−26	3 8	− 1	0	+ 1	—	—	—	—	—	—	—	—
4	11,1	+23	− 8	−31	3,8	− 3	−13	−10	5,7	−13	0	+13	4,8	+15	+15	—
5	11,1	+35	− 6	−41	5,7	− 9	− 9	0	—	—	—	—	—	—	—	—
6	11,1	+17	−17	−44	5,7	+16	+12	− 4	—	—	—	—	—	—	—	—

Zur Physik der Kristalle.

von F. Zwicky (Pasadena, Kalifornien).

Die physikalische Theorie der Festkörper war bis vor kurzem nur imstande, von den sog. strukturunabhängigen Eigenschaften derselben Rechenschaft abzulegen. Der Referent hat über eine Verallgemeinerung der Theorie berichtet (Helvetica Physica Acta, Volumen III, p. 269), welche auch die bisher unverständlichen strukturabhängigen Eigenschaften mit umfassen soll. — Die entscheidende Überlegung war, dass die Konfigurationen tiefster Energie nicht durch ideale Kristallgitter dargestellt sind. Dem idealen Primärgitter (P. G.) ist vielmehr im allgemeinen ein Sekundärgitter (S. G.) überlagert, das man als eine periodische Variation der Dichte auffassen kann, wobei die „grössere" Gitterkonstante im Bereiche von ca. 50 Å—20000 Å liegt.

Aus der Theorie ergeben sich sofort die folgenden allgemeinen Schlussfolgerungen, die einer direkten experimentellen Prüfung zugänglich sind.

1. a) Strukturunabhängige Eigenschaften, wie die Dichte, die spez. Wärme, die Kompressibilität, der chemische Energieinhalt etc. sind wesentlich durch das P. G. gegeben.

   b) Strukturabhängige Eigenschaften, wie die Reissfestigkeit, die Schubfestigkeit, die elektrische Durchschlagsfestigkeit, die Ionenleitfähigkeit etc. sind im wesentlichen durch das S. G. bestimmt.

2. Atome oder Ionen, die dem S. G. angehören, sind etwas fester gebunden als Atome des P. G. (Idealgitter). Daraus ergibt sich sofort eine Theorie des Ätzvorganges bei Einkristallen.

3. Ebenen des P. G. und des S. G. sind gegeneinander elektrisch aufgeladen und zwar ist die auftretende Voltaspannung von der Grössenordnung 0,001—0,01 V.

4. Die Schubfestigkeit entlang den Ebenen des S. G. ist grössenordnungsmässig 1000 Mal kleiner als diejenige entlang den Ebenen des P. G. Daraus folgt, dass bei einer plastischen Deformation die ganze Verformungsarbeit vom S. G. aufgenommen wird.

5. Die Reissfestigkeit normal zu den Ebenen des S. G. ist im allgemeinen grösser als diejenige normal zu den Ebenen des P. G. und zwar grössenordnungsmässig ca. 100%.

6. Verunreinigungen, die mit der Muttersubstanz keine festen Lösungen oder Mischkristalle bilden, gehen als zweidimensionale Kristalle oder Schichten in die Ebenen des S. G. ein. Dadurch

wird der grosse Einfluss geringer Mengen von Verunreinigungen auf die strukturabhängigen Eigenschaften verständlich.

7. Da die relative Lage des S. G. gegen das P. G. nur durch die Oberfläche, sowie eingesprengte Verunreinigungen festgelegt ist, müssen in den Kristallkörnern gewisse Effekte auftreten, die vom Volumen derselben abhängen.

Alle oben angeführten Schlussfolgerungen und Voraussagen der Theorie haben bereits in einer Anzahl von Fällen experimentell bestätigt werden können.