Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 16 (1943)
Heft: V

Vereinsnachrichten: Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique
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

Copyright 1943 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

tenue à Schaffhouse les 28 et 29 août 1943.

Président: Prof. Dr. H. König (Berne).
Vice-président: Prof. Dr. G. Wentzel (Zurich).
Secrétaire: Prof. Dr. A. Mercier (Berne).

Partie administrative.

La Société a reçu les deux nouveaux membres suivants:
M. W. Kistler (Zurich) et M. L. Saxer (Fribourg).
Elle a enregistré la démission de
M. J. Borel, Dr. ès Sc. (Neuchâtel).
La Société compte à ce jour 258 membres.

Partie scientifique.

Wilsonkammer-Untersuchung der Paaremission natürlicher β-Strahler

von H.-G. Heine, H. Bradt und P. Scherrer (E.T.H. Zürich).

Es wird über experimentelle Untersuchungen berichtet, bei welchen die von natürlichen β-Strahlern ausgesandten positiven Teilchen mit Hilfe der Wilsonkammer mit magnetischer Ablenkung untersucht werden. Insbesondere wurde die Emission positiver Teilchen auch beim RaE nachgewiesen. Auf die Schwierigkeiten, welche sich der Auffassung dieser positiven Teilchen als positiver Partner von Elektronenpaaren entgegenstellen, wird hingewiesen und eine mögliche Deutung in Vorschlag gebracht. Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Untersuchung der Paaremission einiger β-Strahler mit Koinzidenz-Zählrohren und mit β-Spektrograph

von H. Bradt, H.-G. Heine und P. Scherrer (E. T. H. Zürich).

Es wird von Versuchen berichtet, in welchen der Nachweis einer paarweisen Emission entgegengesetzt geladener leichter Teilchen durch β-Strahler mit anderen Hilfsmitteln als der Wilson-

kammer geführt wird. So wird nach Dreifach-Koinzidenzen gesucht und eine Trennung der positiven und negativen Teilchen im magnetischen Feld des β-Spektrographen vorgenommen. Bei der Deutung dieser Versuche treten analoge Schwierigkeiten wie bei der Deutung der Wilsonkammer-Untersuchungen auf. Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Streuung schneller Elektronen an Jodkernen

von W. Sigrist (E.T.H. Zürich).

Mit der Wilsonkammer wird die elastische Streuung schneller Elektronen an Jodkernen gemessen.

Als streuendes Gas wird Methyljodid verwendet. Die Elektronen von einer Energie bis zu 3,16 MeV werden durch ein Magnetfeld von 1000 Oerstedt abgelenkt.

Auf 2700 stereoskopischen Aufnahmen wurden ca. 7000 Spuren mit einer totalen Bahnlänge von 620 m ausgemessen und dabei 250 messbare elastische Streuungen um Winkel über 15^0 festgestellt. Unter Berücksichtigung aller nötigen Korrekturen ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Formel von Mott[1]). Für einen Energiebereich von 1—3 MeV und den Winkelbereich von 15^0—180^0 beträgt das Verhältnis des experimentellen Wertes zum theoretischen Wert

$$\frac{N_{\text{exp}}}{N_{\text{th}}} = 1{,}04 \pm 0{,}15 \,.$$

Auch die Energie- und Winkelabhängigkeit der Streuung steht im Einklang mit der Mott'schen Formel. Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich in den H.P.A.

Der inverse Piezoeffekt von KH_2PO_4

von A. von Arx und W. Bantle (E.T.H. Zürich).

In einer früheren Arbeit[2]) wurde der Piezomodul d_{36} des seignette-elektrischen Kristalls KH_2PO_4 von Zimmertemperatur bis zur Curietemperatur ($\Theta = 123^0$ abs.) mit Hilfe des *direkten* Piezoeffekts gemessen. Für Temperaturen unterhalb des Curiepunktes wird aber der Zusammenhang zwischen Polarisation und

---

[1]) Mott, Proc. Roy. Soc. A 124 445 1929, 135 429 1932.

[2]) Bantle W. und Caflisch Ch., H.P.A. XVI, 235, 1943.

mechanischem Druck durch eine Hysteresisschleife dargestellt, welche nur bestimmt werden kann, wenn man sowohl Zug- als auch Druckkräfte auf den Kristall einwirken lassen kann. Dies war jedoch mit der damaligen Apparatur nicht möglich.

Da es experimentell einfacher ist, ein Feld umzupolen als eine Druckkraft stetig in eine Zugkraft umzuwandeln, haben wir die Methode des direkten Piezoeffekts aufgegeben. Statt dessen verwendeten wir nun den *inversen* Piezoeffekt, und es gelang uns auf diese Weise, das ganze Temperaturgebiet von Zimmertemperatur bis zur Temperatur der flüssigen Luft auszumessen. Für Temperaturen in der Nähe des Curiepunktes sind die Messresultate,

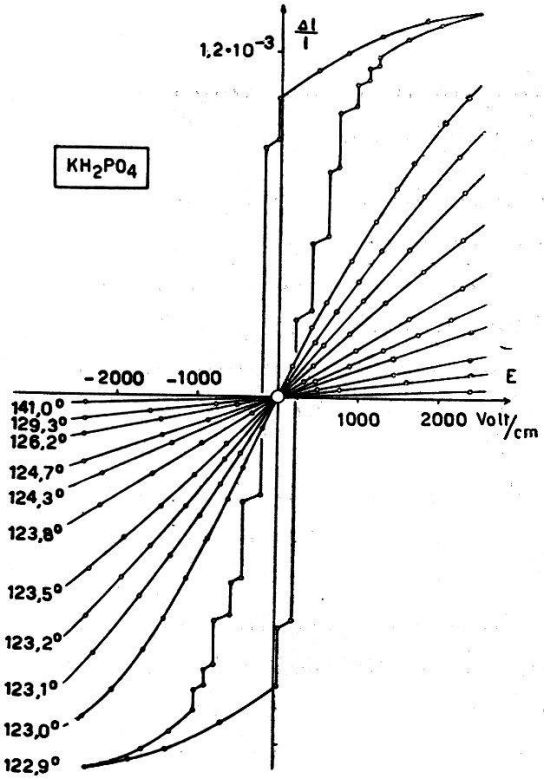

Fig. 1.

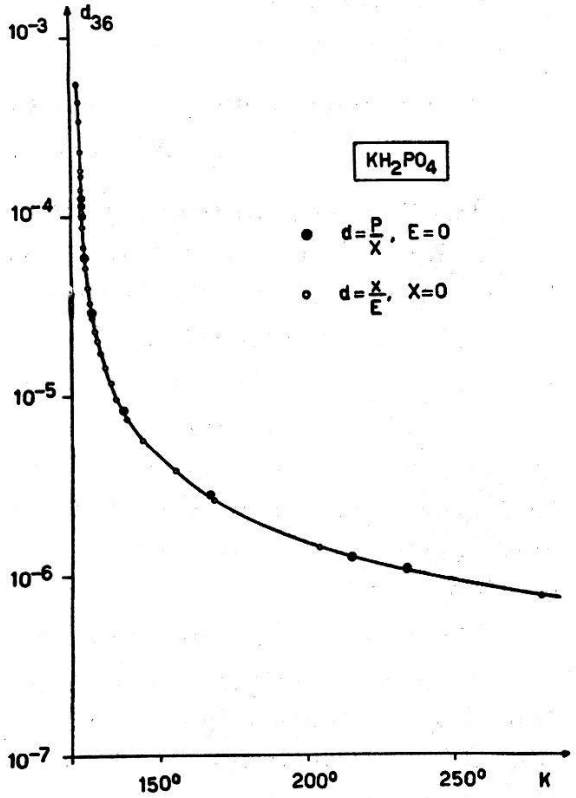

Fig. 2.

d. h. die Verlängerung $\Delta l/l$ in Funktion des elektrischen Feldes E (ohne äussere mechanische Kraft) in Fig. 1 dargestellt. Von Zimmertemperatur bis 124° abs. erwies sich der Zusammenhang von $\Delta l/l$ mit der Feldstärke als linear; von 124° abs. bis 123° abs. treten Glieder höherer Ordnung auf, und unterhalb 123° abs. erhielten wir die erwartete Hysteresisschleife. Die dabei auftretenden sprunghaften Änderungen stimmen überein mit den bereichsweisen Umklappvorgängen im Kristall.

Die Auswertung der Messresultate oberhalb der Curietemperatur ergibt, aus der Neigung der Kurven im Nullpunkt, den

Piezomodul d_{36}. (Fig. 2. Leere Kreise.) Zum Vergleich sind in dieser Figur auch die Resultate der Messungen des direkten Piezoeffekts als volle Kreise eingezeichnet. Die Übereinstimmung beider Messmethoden ist sehr gut.

Im Curiegebiet kann das piezoelektrische Verhalten dieses Kristalls nicht mehr durch die Angabe eines Moduls, sondern nur noch durch die graphische Darstellung $\Delta l/l\ (E)$, d. h. die Hysteresiskurve charakterisiert werden. Wir haben deshalb bei verschiedenen Temperaturen diesen Zusammenhang aufgenommen. Die daraus entnehmbare Sättigungsdeformation zeigt einen ähnlichen Temperaturverlauf wie die Sättigungspolarisation. Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Untersuchung über die rasche Deformation von Aluminium

von W. Kistler (E.T.H. Zürich).

Beim sogenannten „Kaltspritzverfahren", bei welchem ein ausgeglühtes grobkristallines Werkstück in einem schlagartigen Fabrikationsprozess verformt wird, treten ausserordentlich rasche und grosse Deformationen auf. Die innerkristallinen Vorgänge, welche bei nach diesem Verfahren hergestellten Aluminiumtuben auftreten, wurden röntgenographisch untersucht und die Festigkeitseigenschaften solcher Werkstücke näher bestimmt. Der Pressungsvorgang wurde rechnerisch behandelt und die während der Verformung auftretenden Schubkräfte konnten ermittelt werden.

Die röntgenographischen Feinstrukturuntersuchungen ergaben eine feinkristalline anisotrope Textur. Kristallitgrösse 20—40 μ. Aus den Röntgenbildern muss auf folgende Vorzugslage der Kristallite geschlossen werden: [112]-Richtung parallel zur Tubenachse, (110)-Ebene parallel zur Tangentialebene an die Tubenwand. Die ausgesprochene Testuranisotropie lässt sich nur erklären, wenn das Metall während des ganzen Verformungsvorgangs im kristallisierten Zustande verblieben ist und sich also die einzelnen Körner ausschliesslich durch Kristallgleitung verformt haben.

Es wurde die Zugfestigkeit von in der Längsrichtung aus der Tubenwand geschnittenen Streifen gemessen und die Grösse der Verfestigung bestimmt. Aus dem Pressungsdruck wurde mit Hilfe einer neu abgeleiteten Formel die innere Reibung während des Deformationsvorgangs berechnet.

Ergebnisse:

Die innere Reibung bleibt relativ zur kritischen Schub-

spannung auch bei dieser raschen Verformung der Kristallite gering.

Der Verfestigungsparameter, der die Verfestigung in Funktion des Deformationsgrades angibt, ist viermal kleiner als derjenige, der bei statischen Zugversuchen an Aluminium gemessen wird. Die zur Verformung notwendige Kraft ist infolgedessen rund halb so gross wie bei der langsamen Deformation. Das ist der Grund für die grosse Plastizität.

Der geringe Wert des Verfestigungsparameters findet seine Erklärung in der starken Erwärmung, die bei rascher Deformation auftritt. Diese Temperatursteigerung ist also letzten Endes die Ursache der besonderen plastischen Eigenschaften. Ist die Verfestigungsfunktion eines bestimmten Metalls bekannt, so lassen sich die Zugspannung, innere Reibung und Verfestigung berechnen und daraus die plastischen Eigenschaften des Werkstoffs voraussagen.

Über ein objektives Kolorimeter

von H. König und F. Mäder (Bern).
(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

Unter einem objektiven Kolorimeter im engeren Sinn versteht man ein Gerät, welches die Strahlung $S(\lambda)$ gemäss den international festgelegten Grunderregungskurven $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ bewertet:

$$X = \int S(\lambda)\,\bar{x}(\lambda)\,d\lambda\,, \quad Y = \int S(\lambda)\,\bar{y}(\lambda)\,d\lambda\,, \quad Z = \int S(\lambda)\,\bar{z}(\lambda)\,d\lambda$$

Der Empfänger muss also die vorgeschriebenen Empfindlichkeitskurven $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ aufweisen. Da $\bar{y}(\lambda)$ übereinkunftsgemäss gleich der internationalen Hellempfindlichkeitsfunktion $V(\lambda)$ ist, bedeutet die Bestimmung der Farbkomponente Y zugleich die Bestimmung der Leuchtdichte bzw. Lichtstärke.

Eines der Verfahren zur Anpassung von Empfängern an vorgeschriebene Funktionen ist nach dem Vorschlage von Ives die spektrale Zerlegung des Lichtes und Einfügung von Blenden passender Form am Ort des Spektrums. Ein auf diesem Prinzip beruhendes Gerät hat den grossen Vorteil, zugleich für direkt integrale und spektrale Messungen anwendbar zu sein. Mit demselben Apparat können also Farborte im Farbendreieck, Leuchtdichten, Durchlässigkeitskurven von Filtern, Reemissionskurven von Pigmenten und Energieverteilungen gemessen werden.

Die beträchtliche Zahl der benötigten Blenden verlangt eine besondere einfache Technik in der Herstellung derselben. Durch das 10 cm lange, 4 cm breite Spektrum wird ein Spalt von 3 mm

Breite durchgeschoben. Parallel mit dem Spalt bewegt sich ein Schieber, der vom Spalt in dessen Längsrichtung soviel abdeckt, dass für eine bekannte Lichtquelle (Temperaturstrahler) der Ausschlag des Instrumentes (Lichtmarkengalvanometer) einen vorgeschriebenen Wert annimmt. Der jeweilige Ort dieses Schiebers wird durch eine Stahlnadel auf einer dicht hinter dem Spalt liegenden gelatinierten Glasplatte markiert. Nachträglich wird die vom Schieber bei der Justierung verdeckte Fläche bis zur Marke mit Tusche abgedeckt. Dieses einfache Verfahren ermöglicht nach einer Änderung der Zellenempfindlichkeit, der Strahlung der Arbeitslampe usw. leicht die Herstellung eines neuen Diaphragmas. Insbesondere kann der Apparat zur direkten Anzeige der Durchlässigkeitsfunktion von Filtern oder der Reemissionsfunktion von Pigmenten gebraucht werden, ein Ziel, das HARDY mit seinem vollautomatischen Spektralanalysator erreicht hat. Die Blende ist in diesem Fall so beschaffen, dass ohne Filter, bzw. mit Magnesiaschirm an Stelle des farbigen Pigmentes, der Ausschlag am Instrument durchs ganze Spektrum konstant bleibt.

Die Ausschläge können direkt gemessen oder, wenn hohe Präzision verlangt ist, kompensiert werden. Die Messung der Lichtstrahlungen erfolgt mit Kalium-Vakuumzelle, Hochohmwiderstand und symmetrischer Triodenbrücke, zu der im Falle der recht lichtschwachen Untersuchungen an Pigmenten ein bereits erprobter mehrstufiger Gleichstromverstärker in Serie geschaltet wird. Erwähnenswert ist noch, dass die überschüssige, der unvermeidlichen Nullpunktsschwankungen wegen nicht direkt voll ausnutzbare Spannungsverstärkung von ca. 10^4 auf folgende Arten ausgenutzt wird:

1) Für die totale Verstärkung werden 1 bis 2 Zehnerpotenzen beansprucht.

2) Eine Zehnerpotenz der Verstärkung wird dazu verwendet, durch verzögerte Gegenkopplung die mehrere Sekunden dauernde Aufladung der Schaltkapazität über den Hochohmwiderstand in eine rasche Einstellung der verstärkten Ausgangsspannung umzuwandeln.

3) Ein weiterer Verstärkungsüberschuss dient dazu, mittelst einer Kunstschaltung die Trägheit der Einstellung des Lichtmarkeninstrumentes herabzusetzen.

4) Nullpunktseinstellung. Die hohe Spannungsverstärkung gestattet, mittelst einer Wippe einen relativ kleinen Kondensator am Ausgang des Verstärkers zu laden und im Sinne einer Gegenkopplung in einen hochisolierten grossen Speicherkondensator am Gitter

einer Eingangstriode zu entladen. Das Verhältnis der zwei Kapazitäten ist so bemessen, dass ein Umlegen der Wippe den Ausschlag unabhängig von seiner Grösse auf Null zurückführt.

Präzisions-Photometrie mit Caesiumzelle und Kombinationsfilter

von H. König (Bern).
(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

Die heterochrome Photometrie benötigt Empfänger, deren Empfindlichkeitskurve der internationalen Hellempfindlichkeitsfunktion $V(\lambda)$ nachgebildet ist. Für Standardmesszwecke haben wir s. Z. (Helv. Phys. Acta 10, 165 (1937)) die Verwendung eines nichtselektiven Empfängers (Thermosäule) und eines $V(\lambda)$-Filters, bestehend aus einem Satz Glasfilter, vorgeschlagen, die derart gewählt sind, dass möglichst genau

$$\sum_{i=1}^{8} c_i\, d_i(\lambda) = V(\lambda)$$

ist. Man misst die Reihe nach mit den 8 Filtern $d_i(\lambda)$, multipliziert die Einzelresultate a_i mit den passend gewählten Konstanten c_i und bildet $\Sigma c_i a_i$.

Der allgemeinen Verwendung dieses „künstlichen Präzisionsauges" in der Praxis stellen sich nun die mangelnde Empfindlichkeit des Thermo-Empfängers und die Unruhe seines Nullpunktes hindernd in den Weg. Es liegt nun nahe, nach einer proportional arbeitenden empfindlichen Vakuum-Photozelle zu suchen, die im sichtbaren Bereich (400 · · · 700 mμ) eine *ungefähr* konstante Empfindlichkeit $Z(\lambda)$ aufweist, bzw. deren Empfindlichkeitsfunktion durch ein Vorfilter $f(\lambda)$ so zu verändern, dass die Gesamtempfindlichkeit $Z(\lambda)f(\lambda)$ zwischen 400 und 700 mμ um weniger als etwa 50% schwankt und regelmässig verläuft, z. B. monoton steigt oder fällt, oder ein flaches Maximum oder Minimum aufweist. Dann sucht man für die Koeffizienten c_i solche neue Werte c_i', dass möglichst

$$\Sigma c_i'\, d_i(\lambda) \cdot Z(\lambda) f(\lambda) = V(\lambda)$$

wird.

Da es sich hier um ein Probieren mit empirischen Funktionen handelt, lassen sich keine allgemeine Regeln angeben, welche Funktionen $Z(\lambda)f(\lambda)$ eine solche Umformung gestatten. Vorliegende Notiz verfolgt nur den Zweck, aufmerksam zu machen, dass es wegen der grossen Anpassungsfähigkeit des Filtersatzes $d_i(\lambda)$ (8 Koeffizienten) recht gut geht. Wir haben mit einer Caesium-Vakuumzelle und einem Vorfilter $f(\lambda)$ aufgebaut aus den Schott-Filtern BG 19

(2 mm), BG 14 (1 mm) und BG 17 (3 mm) eine gute Anpassung an $V(\lambda)$ erreicht.

Diese für die Praxis bestimmte Lösung der Grundaufgabe der heterochromen Photometrie hat neben dem guten Nullpunkt und der bei Verwendung von Hochohmwiderstand und Elektrometer weit ausreichenden Empfindlichkeit den Vorzug einer gewissen Anpassungsfähigkeit. Beispiel: Man will Lichtstrommessungen mit der Ulbricht'schen Kugel durchführen; diese ist aber, wie üblich, nicht rein weiss, sondern der Kugelanstrich möge einem schwachen Gelbfilter $g(\lambda)$ entsprechen. Man kann nun die Koeffizienten c_i'' derart wählen, dass möglichst

$$\Sigma c_i'' d_i(\lambda) \cdot Z(\lambda) f(\lambda) g(\lambda) = V(\lambda)$$

wird. Die Ergebnisse sind dann $V(\lambda)$-getreu und zwar so, als ob die Kugel ideal weiss wäre.

Über Einzelheiten wird in anderem Zusammenhang berichtet.

Eigenspannungen in Aluminiumlegierungen

von R. Fichter (Neuhausen).

1. Von den vielen Verfahren zur Bestimmung der inneren Spannungen oder Eigenspannungen in Metallen sind hauptsächlich zwei Arten zu besonderer Bedeutung gelangt: 1) Die mechanischen Verfahren; 2) die Röntgenstrukturbestimmung. Wir haben bei unseren Untersuchungen nach einem Abdrehverfahren die Entstehung und Zerstörung der Eigenspannungen bei verschiedenen Wärmebehandlungen und mechanischen Beanspruchungen der Aluminiumlegierung Avional (Al-Cu-Mg) verfolgt. Nach dem von Heyn und Bauer angegebenen Verfahren[1]) dreht man eine Rundstange sukzessive ab und misst die Längenänderungen. Sachs hat später eine Methode angegeben[2]), die mit Hilfe der Messung von Durchmesseränderungen und Längenänderungen an einem sukzessive ausgebohrten Rohr sowohl die Spannungen in der Längsrichtung des Zylinders als auch die Tangential- und Radial-Spannungen berechnen lässt. In Anlehnung an die Rechnung von Sachs[2]) haben wir „kontinuierliche" Gleichungen für das einfache Abdrehverfahren abgeleitet (d. h. Einführung von Differentialquotienten).

Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist die Bestimmung des Spannungsverlaufs als Funktion des Radius in einem Zylinder. Bei Abschreckspannungen herrscht stets aussen Druck und innen Zug. Als Mass für den Spannungszustand benützten wir die Verformungsenergie pro Einheit des entfernten (abgedrehten) Volu-

---

[1]) Heyn und Bauer, Int. Z. f. Metallographie **1**, 16 (1911).
[2]) Sachs, Z. f. Metallk. **19**, 354 (1927).

mens, da die Spannungsspitzen wegen der Unsicherheit der Rechnung gerade im äussersten und innersten Punkt nicht gut dafür geeignet sind.

2. Zuerst wurde der Zusammenhang zwischen innerer Spannung und Temperatur vor dem Abschrecken geprüft. Trotz der starken Streuung lässt sich ein Spannungsmaximum bei ca. 430° feststellen , also weit unter derjenigen Glühtemperatur, die bei der nachfolgenden Aushärtung die höchste Festigkeit ergibt (500°). Prüft man bei verschiedenen Temperaturen des Abschreckwassers, so nehmen die Spannungen mit steigender Temperatur eindeutig ab. Zur Zeit sind noch Versuche über den Einfluss des Reckens nach der Aushärtung und nach dem Weichglühen und über Wärmebehandlung bei verschiedenen Temperaturen nach der Aushärtung im Gang. Eine ausführliche Arbeit wird später veröffentlicht werden.

Neuhausen, Forschungsinstitut der AIAG (Chippis).

Zur Ultraschallgeschwindigkeitsmessung in Gasen

von Hans Bömmel (Zürich).

Seit der Entdeckung, dass in mehratomigen Gasen die Schallgeschwindigkeit in bestimmten Frequenzbereichen frequenzabhängig wird, also Dispersion auftritt, haben Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen in Gasen besonderes Interesse gefunden, weil sich aus Lage und Grösse der Dispersionsgebiete Molekularphysikalisch wichtige Daten berechnen lassen. Die Entstehung von Schalldispersion in Gasen wird bekanntlich folgendermassen erklärt: In einem Gas, dessen Energieinhalt zu einem merklichen Teil aus innerer Energie besteht, hängt im Gleichgewichtszustand die Zahl der angeregten Molekeln nur von der Temperatur ab. Der Durchgang einer Schallwelle verursacht periodische Temperaturschwankungen und damit Konzentrationsschwankungen der angeregten Molekeln. Da zur Einstellung des Konzentrationsgleichgewichtes eine endliche Zeit nötig ist, so wird zwar bei niedrigen Frequenzen die Konzentration den Temperaturschwankungen folgen können, bei Frequenzen aber, deren Periode klein gegen die Einstelldauer des Gleichgewichtes ist, wird sich das Konzentrationsgleichgewicht überhaupt nicht mehr ändern. Das bedeutet, dass die Schallfortpflanzung dann so verläuft, als ob der betreffende innere Freiheitsgrad überhaupt nicht vorhanden wäre, d. h. es bedeutet eine Vergrösserung des Verhältnisses der spez. Wärmen bei konstantem Druck und Volumen C_p/C_v und damit eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit.

Die Dispersionsgebiete verschieben sich bei zunehmendem Druck nach höheren Frequenzen, weil die Einstelldauer des Konzentrationsgleichgewichtes von der mittleren Stosszahl abhängt und diese prop. dem Druck ist.

Zu derartigen Dispersionsuntersuchungen wurde bisher fast ausschliesslich das sogenannte Schallinterferometer verwendet. Dasselbe besteht im Prinzip aus einer Schallquelle, gewöhnlich einem Piezoquarz, der sich ein Reflektor gegenüber befindet dessen Abstand verändert werden kann. Beobachtet wird die Rückwirkung der reflektierten Welle auf die Schallquelle, die sich z. B. in Anodenstromänderungen des den Quarz erregenden Hochfrequenzgenerators bemerkbar macht und die einen Maximalwert im Fall akkustischer Resonanz erreicht, d. h. wenn der Abstand Quarz-Reflektor ein Vielfaches einer halben Schallwellenlänge beträgt. Es lässt sich daher durch Verschieben des Reflektors die Schallwellenlänge und damit bei bekannter Frequenz die Schallgeschwindigkeit bestimmen. Mit dem Interferometer lässt sich eine sehr grosse Genauigkeit erzielen und Messungen bis zu Frequenzen von etwa 1,5 Megaherz ausführen. Bei höheren Frequenzen versagt die Methode oder wird ungenau, weil dann infolge der grossen Schallabsorption die Ausbildung stehender Schallwellen nicht mehr mit hinreichender Intensität möglich ist.

Es schien daher berechtigt, einmal die Brauchbarkeit einer anderen Methode zu untersuchen, die zu Ultraschallmessungen in Flüssigkeiten seit langem mit grossem Erfolg benutzt wird. Diese Methode beruht auf dem von Debye und Sears entdeckten Effekt, dass Ultraschallwellen auf senkrecht zu ihrer Fortpflanzungsrichtung hindurchgehendes Licht wie ein Beugungsgitter wirken, wobei die Anzahl der sichtbaren Beugungsordnungen von der Schallintensität abhängt und sich der Beugungswinkel α_n der n-ten Ordnung nach der für Strichgitter gültigen Formel

$$\sin \alpha_n = n \cdot \frac{\lambda}{\delta}$$

berechnet. Misst man daher, direkt oder indirekt, den Beugungswinkel so kann man wieder bei bekannter Schallfrequenz und Lichtwellenlänge λ die Schallwellenlänge δ bestimmen.

Obwohl der Debye-Searseffekt schon seit längerer Zeit auch in Gasen beobachtet worden war, wurde er bisher in diesen für genaue Schallgeschwindigkeitsmessungen ungeeignet gehalten. Es wurde nun von uns die mit der erwähnten Methode erzielbare Genauigkeit in verschiedenen Gasen untersucht. Wie erwähnt interessieren weniger die genauen Absolutwerte der Schallgeschwindigkeiten

als deren eventuell vorhandene Frequenzabhängigkeit. Um Fehler, die vor allem durch die Temperaturmessung entstehen können möglichst zu vermeiden, wurde daher der Quarz gleichzeitig in zwei Frequenzen erregt. Es entstehen dann die Beugungsbilder beider Frequenzen und man kann das Verhältnis der beiden Beugungswinkel mit demjenigen der Frequenzen vergleichen. Ist keine Schalldispersion vorhanden, so müssen die beiden Verhältnisse gleich sein, ändert sich dagegen die Schallgeschwindigkeit mit der Frequenz, so muss das Verhältnis der Winkel entsprechend von demjenigen der Frequenzen abweichen.

Mit einer solchen Anordnung wurden Versuche in CO_2, O_2, N_2, A und Luft gemacht. Verwendet wurde ein Piezoquarz dessen Grundfrequenz 951 khz betrug und der in dieser sowie gleichzeitig in der 3. oder 5. Oberschwingung angeregt wurde. Das Verhältnis der Frequenzen wurde mit einem Präzisionswellenmesser bestimmt. Die optische Anordnung war die allgemein übliche: Das in einem Gasbehälter erzeugte Schallfeld wurde mit einem parallelen, monochromatischen Lichtbündel durchstrahlt und dieses hinter dem Behälter mit einer Konvexlinse gesammelt. Das in der Brennebene der Linse entstehende Beugungsbild wurde photographiert und auf der Platte ausgemessen.

Die erzielten Ergebnisse sind durchaus befriedigend, die erhaltenen Beugungsbilder waren scharf genug um das Verhältnis von Grund — zu 3. bzw. 5. Oberschwingung auf etwa $1^0/_{00}$ bzw. $1{,}5$—$2^0/_{00}$ genau bestimmen zu lassen. In den angegebenen Frequenzintervallen konnte in keinem der erwähnten Gase Dispersion festgestellt werden.

Da schon lange bekannt, dass in CO_2 ein Dispersionsgebiet vorhanden ist, das sich bei Normaldruck von etwa $2 \cdot 10^4$—$9 \cdot 10^5$ khz erstreckt, so wurde, um die Methode auch innerhalb eines Dispersionsgebietes auszuprobieren, dieses durch Druckerhöhung und Fremdgaszusatz nach dem Frequenzintervall 951—2853 khz hin verschoben. Bei diesem Versuch ergab sich, in Übereinstimmung mit der Erwartung, eine Schallgeschwindigkeitsänderung von ca. 2%, bei einer Messgenauigkeit von $2^0/_{00}$.

L'Audition d'un Concert et d'un Vrombissement lointain et le Scintillement des Etoiles

par A. Piccard.

Si dans une salle de concert un instrument donne une note entretenue, l'auditeur percevra cette note par voie directe et par réflexions. S'il est à une certaine distance de l'instrument, l'énergie

perçue par réflexions dépassera l'énergie reçue par voie directe. Si la note émise est pure, sans harmoniques, et si l'état de la salle ne subit pas de variations, il doit se produire dans toute la salle des interférences telles que sur certaines surfaces fixes le son devient imperceptible. (Surfaces de silence.) Entre ces surfaces l'intensité du son varie suivant une loi sinusoïdale.

Plusieurs causes diminuent fort heureusement pour les amateurs de musique l'effet dont nous venons de parler: L'homme a deux oreilles qui généralement ne se trouvent pas simultanément sur des surfaces de silence. Si la durée d'émission est courte, les interférences n'ont pas le temps de se produire. De petites variations rapides dans l'état de la salle (variations locales de température, mouvement de l'air, déplacement d'objets solides) masquent le phénomène par le fait que les différentes ondes cessent d'être strictement cohérentes.

Dans des conditions favorables les interférences sont cependant très frappantes. Il suffit, par exemple, de se déplacer lentement dans une église pendant que l'organiste entretient une note pour entendre le son varier regulièrement d'intensité et par moment même s'évanouir presque complètement, surtout si l'on n'écoute que d'une oreille.

A part les variations d'intensité on observe d'une façon très frappante des variations de la couleur du son. En effet, les interférences se produisent en différentes places pour le son fondamental et pour les harmoniques. (Cela surtout pour l'orgue, où les « harmoniques », produits par d'autres tubes, ne sont pas rigoureusement harmoniques.) Si l'auditeur, obstruant une oreille, déplace sa tête de quelques décimètres, la qualité (le colori) du son perçu change du tout au tout.

Si un avion isolé monomoteur passe à grande altitude au-dessus d'un observateur, on perçoit généralement des variations irrégulières de l'intensité de son vrombissement. Ici il ne peut être question d'interférences. Ce sont les inhomogénéités de l'air qui modifient direction et durée de transmission des rayons sonores.

Si un grand essaim de bombardiers nous survole, ce phénomène se passe autrement pour chaque avion et nous ne le percevons plus.

Si une horloge lointaine sonne minuit, on observe souvent de fortes différences dans l'intensité des 12 coups. Ces différences peuvent être expliquées soit par les interférences, soit par les déviations des rayons sonores.

Le scintillement des étoiles peut être expliqué soit par simple déviation des rayons lumineux, soit par interférences résultant de

plusieurs déviations. Une déviation angulaire d'une minute à travers l'atmosphère produisant une différence de marche de l'ordre d'une longueur d'onde, la dispersion chromatique des gaz étant très faible et le scintillement des étoiles étant accompagné de variations de couleur allant du rouge au bleu, il paraît probable que les interférences interviennent efficacement dans la production du scintillement des étoiles.

Le freinage du rayonnement en théorie des quanta

par E. C. G. Stueckelberg (Genève et Lausanne).

Une théorie classique des particules ponctuelles est possible grâce à la soustraction invariante de tous les termes divergents (Dirac[1])). Pour une particule de masse m soumise à un champ scalaire φ de fréquence μ ($[m] = [\mu] = [\varphi] = \mathrm{cm}^{-1}$, l'équation de mouvement qui tient compte du freinage de rayonnement et qui est valide sans aucune restriction, a la forme:

$$m\ddot{\vec{q}} - \frac{1}{3}\frac{\varepsilon^2}{4\pi}\dddot{\vec{q}} = \varepsilon \operatorname{grad} \varphi . \tag{1}$$

La section d'efficacité Q pour la diffusion des « photons » vaut

$$Q(\alpha) = Q(0)(1+\delta^2)^{-1}; \quad \alpha = \frac{\mu}{m}; \quad \delta = \frac{1}{3}\frac{\varepsilon^2}{4\pi}\alpha . \tag{2}$$

Dans les deux limites $\mu \ll 2\pi m \varepsilon^{-2}$ et $\mu \gg 2\pi m \varepsilon^{-2}$, on a la valeur de Thompson

$$Q(\alpha) = Q(0)\left(1 - \frac{1}{9}\left(\frac{\varepsilon^2}{4\pi}\right)^2 \alpha^2 + \cdots\right) \rightarrow Q(0) = 4\pi \frac{\varepsilon^4}{(4\pi m)^2}\frac{1}{3} \tag{3}$$

resp. une valeur indépendante de ε

$$Q(\alpha) \rightarrow 4\pi \frac{3}{\mu^2} . \tag{4}$$

Mais, par contre, la théorie des quanta, qui intervient dès que $\mu \sim m$, ne pouvait jusqu'à présent être appliquée qu'en négligeant toute influence du freinage du rayonnement. La section d'efficacité est donnée dans cette approximation par la formule de Klein-Nishina (scalaire)

$$Q(\alpha) = Q(0)\left(\frac{2+4\alpha+\alpha^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+\alpha}{\alpha^3}\log(1+2\alpha)\right) . \tag{5}$$

---

[1]) Dirac, Proc. Roy. Soc. A. **167**, 148 (1938).

Les deux limites $\mu \ll m$ et $4\pi m \varepsilon^{-2} \gg \mu \gg m$ sont:

$$Q(\alpha) \rightarrow Q(0)\left(1 - 4\alpha + \frac{24}{5}\alpha^2 - \cdots\right) \tag{6}$$

et

$$Q(\alpha) \rightarrow 4\pi \frac{\varepsilon^4}{32\pi^2\mu^2}. \tag{7}$$

Si l'on effectue la soustraction invariante de Dirac en théorie des quanta, une théorie non contradictoire est obtenue, dont le formalisme[1]) n'est autre chose que celui proposé récemment par HEISENBERG[2]). Le facteur $(1 + \delta^2)^{-1}$, qui tient compte du freinage de radiation en théorie classique, doit, dans beaucoup de cas, être simplement remplacé par le facteur $(\sin\delta)^2\delta^{-2}$. Pour $\mu \sim m$, la valeur classique de reste applicable et (5) devient

$$Q(\alpha) = Q(0)\left(1 - 4\alpha + \left(\frac{24}{5} - \frac{2}{27}\frac{\varepsilon^2}{4\pi}\right)\alpha^2 - \cdots\right).$$

Pour $\mu \gg m$, dans le problème envisagé, la valeur de δ vaut $\varepsilon^2/8\pi$. Dans le cas peu probable où $\varepsilon^2/8\pi \gg 1$, on obtient, à la place de (7) ($(\sin\delta)^2 \sim 1/2$):

$$Q(\alpha) \rightarrow 4\pi \frac{1}{m\mu}. \tag{8}$$

Dans une théorie quelconque dont il résulte pour une section $\mu \ll 4\pi m \varepsilon^{-2}$

$$Q(\alpha) = Q(0) \cdot f(\alpha) \tag{9}$$

le facteur $\delta(\alpha)$ tend, pour $\mu \gg 4\pi m \varepsilon^{-2}$, vers une valeur limite telle que (8) est vérifié si (seule condition) $f(\alpha)$ diminue moins fortement que $\alpha^{-1}\log\alpha$ (et a fortiori même si elle augmente). Le facteur numérique en (8) n'est juste que pour une distribution du rayonnement secondaire isotrope dans le système de repos du centre de gravité[3]).

La théorie s'applique naturellement aussi à la largeur d'une raie spectrale (de fréquence μ_0). Le facteur classique $\gamma^2((\mu - \mu_0)^2 + \gamma^2)^{-1}$ devient donc, en théorie quantique, $(\sin(\gamma(\mu_0 - \mu)^{-1})^2$.

---

[1]) STUECKELBERG, Nature (1943) (sous presse). Un exposé détaillé paraîtra dans les H.P.A.

[2]) HEISENBERG, Z. f. Phys. **120**, 513 et 673 (1943).

[3]) Ces calculs font l'objet d'une thèse actuellement en préparation à Genève.

Zur Frage der Resonanzabsorption von γ-Strahlen

von K. Zuber (Zürich).

1. Die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie ist immer dann sehr stark, wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist. Falls die Linie im wesentlichen nur durch Strahlungsdämpfung verbreitert wird (Linie mit natürlicher Linienbreite), so findet sich für den Wirkungsquerschnitt der Absorption in der Mitte der Linie

$$\sigma_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot \lambda_0^2$$

(g_1 und g_2 sind die statistischen Gewichte des Anfangs- bzw. Endzustandes für den Absorptionsprozess).

Für eine γ-Strahlung von $\lambda_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm ($h\nu \approx 5$ MeV) ergäbe sich, mit $g_2/g_1 = 3$ gesetzt, $\sigma_0 \approx 6 \cdot 10^{-22}$ cm². Zum Vergleich mit dieser Zahl sei der Wirkungsquerschnitt für Comptonprozess und Paarbildung eines Bleiatoms als besonders hohen Wert angegeben: $\sigma' = 1{,}45 \cdot 10^{-23}$ cm². Die Resonanzabsorption wäre somit bedeutend stärker als die Absorption durch die genannten Prozesse.

Der Wirkungsquerschnitt der Resonanzabsorption wird verringert, wenn die Linie durch Dopplereffekt wesentlich verbreitert ist. Es bedeute Δ die natürliche Linienbreite, D die Dopplerbreite. Dann gilt, wenn $D \gg \Delta$ ist, für die Linienmitte

$$\sigma_{\max} = \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\Delta}{D} \cdot \sigma_0 = 0{,}74 \cdot \frac{\Delta}{D} \cdot \sigma_0$$

Es ist

$$\Delta = \frac{g_1}{g_2} \cdot 4\pi \frac{e^2}{m c^3} \cdot \nu_0^2 \cdot f \quad \text{und} \quad D = \frac{2\sqrt{2 \cdot \ln 2 \cdot R}}{c} \cdot \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}$$

Hier bedeutet f die Oszillatorenstärke des Übergangs, e und m die Ladung und Masse des strahlenden Teilchens (für das optische Gebiet des Elektrons, für γ-Strahlen des Protons) und M die Masse des Atoms.

Obschon für γ-Strahlen die f-Werte sehr klein sind[1]) (der grösste bisher festgestellte Wert ist 10^{-3}) und obschon in der Formel für Δ die Masse des Protons im Nenner vorkommt, ist wegen der hohen Frequenz für γ-Strahlen das Verhältnis Δ/D von der gleichen Grössenordnung wie im optischen Gebiet. Nimmt man z. B. an, es sei $f = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ so ergibt sich mit $\lambda_0 = 2{,}5\ 10^{-11}$ cm für Δ/D

[1]) H. A. Bethe, Rev. Mod. Physics **9**, 229, 1937.

ein Wert, der fünfmal grösser ist als der entsprechende Wert für die Hg-Linie 2537 Å.E. Es ergäbe sich dann

$$\sigma_{max} = 3{,}25 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$$

d. h. ein Wert, der immer noch 25% des Wirkungsquerschnittes für Comptonprozess und Paarbildung eines Bleiatomes betragen würde und der daher der Beobachtung zugänglich sein sollte.

2. Es wurden Versuche mit den γ-Strahlen, die bei der $B^{11}(H,\gamma)$ C^{12}-Reaktion entstehen, durchgeführt. Die γ-Strahlung besteht aus drei Linien[1]), deren Quantenenergien 4,3, 11,8 und 16,6 MeV betragen und deren Intensitäten sich wie 7 : 7 : 1 verhalten. Zwei der Linien werden bei dem Übergang in den Grundzustand emittiert und sollten daher in Kohlenstoff Kern-Absorption zeigen.

Eine dicke Schicht aus amorphem Bor wurde mit Protonen von rund 180 kV bombardiert. Die unter 90° zum Protonenstrahl emittierte γ-Strahlung wurde mit Hilfe eines Zählrohres gemessen und ihre Durchlässigkeit für Paraffin (Schichtdicke 5,4 cm) bestimmt. Zur Kontrolle der Anordnung wurde auch die Durchlässigkeit in Blei für 1,0 und 1,8 cm Schichtdicke untersucht. Die Resultate sind in der Tabelle wiedergegeben. Zum Vergleich ist die berechnete Durchlässigkeit, die sich wegen des Comptonprozesses und der Paarbildung ergibt, angeführt[2]).

	Paraffin	Pb (1,0 cm)	Pb (1,8 cm)
D_{exp} . . .	0,87 ± 0,03	0,61 ± 0,03	0,37 ± 0,02
D_{ber} . . .	0,88	0,56	0,36

In Paraffin lässt sich keine zusätzliche Absorption durch Resonanz feststellen. Der Grund dafür ist wahrscheinlich der, dass der bei der Reaktion entstehende angeregte C-Kern eine Geschwindigkeit bekommt, die rund 1000mal grösser als die mittlere Geschwindigkeit der thermischen Bewegung ist. Obschon die Untersuchungsrichtung senkrecht zur Richtung der Protonen stand, so ist wegen des endlichen Öffnungswinkels der Messanordnung die Breite der Emissionslinien offenbar wesentlich grösser als die der Absorptionslinien. Durch diesen Umstand wird die Resonanzabsorption stark heruntergesetzt. Aus dem gleichen Grunde ist auch die nach einem radioaktiven Zerfall emittierte

---

[1]) W. A. Fowler, E. R. Gaerttner u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **53**, 628, 1938.

[2]) W. Heitler, The Quantum Theorie of Radiation, Oxford 1936.

γ-Strahlung für Versuche über Resonanzabsorption ungeeignet[1]). Am ehesten könnte Resonanzabsorption für die γ-Strahlung nachgewiesen werden, welche nach dem Einfangen von Neutronen thermischer Energie emittiert wird.

Zur Isomerie des Calciums

von O. Huber, O. Lienhard und H. Wäffler (E.T.H. Zürich).

Calcium besitzt 6 stabile Isotope mit den Massenzahlen 40 (relat. Häufigkeit 96,96%, 42 (0,64%) 43 (0,15%), 44 (2,06%) 46 (0,003%) und 48 (0,19%).. Von den radioaktiven Calciumisotopen kennt man Ca^{39} (Halbwertszeit $T = 1{,}06$ sec), Ca^{41} ($T = 8{,}5$ d), Ca^{45} ($T = 180$ d) und Ca^{49} (2,5 h). Ausser diesen Radioaktiven fanden Walke, Thompson und Holt[2]) auch noch eine 30 min-Aktivität an Calcium, die sich sowohl durch einen (d,p)- als auch (n,γ)-Prozess erzeugen liess, und welche sie versuchsweise einem isomeren Zustand des Ca^{49} zuordneten. Die gleiche Aktivität konnten auch wir an Calcium mit der Lithium-Gammastrahlung durch einen (γ,n)-Prozess erzeugen. Aus der Tatsache, dass der 30 min-Körper sowohl durch Anlagerung als auch durch Abspaltung eines Neutrons entsteht, folgt nun aber, dass er nur einem Calciumisotop zugeordnet werden kann, welches 2 stabile Nachbarn als Ausgangsisotope dieser Reaktionen besitzt. Ca^{46} und Ca^{48} fallen infolge ihrer Seltenheit als Ausgangsisotope für einen (γ,n)-Prozess ausser Betracht, so dass diese Aktivität nur dem Ca^{43} oder dem Ca^{41} zukommen kann. Weil Ca^{43} stabil ist und weil der radioaktive Übergang von Ca^{41} in K^{41} mit einer Halbwertszeit von 8,5 d erfolgt, so muss der 30 min-Körper eine *isomere Form eines dieser beiden Isotope* darstellen. Eine Zuordnung zu einem der beiden ist auf Grund der bisherigen Messungen noch nicht möglich.

Kernphotoeffekt unter Abspaltung eines Protons: Mg^{26} $(\gamma, p)Na^{25}$

von O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer und H. Wäffler (E.T.H. Zürich).

In einer früheren Arbeit[3]) fanden wir, dass die Lithiumgammastrahlung (Quantenenergie ≈ 17 MeV) in Magnesium ausser der bekannten 11,6-sec-Aktivität des Mg^{23}, welches in der Reaktion

[1]) K. Zuber, Helv. Phys. Acta **16**, 407 (1943).

[2]) H. Walke, F. C. Thompson und J. Holt, Phys. Rev. **57**, 177 (1940).

[3]) O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer und H. Wäffler: H.P.A. XVI, 33 (1943).

*

Mg^{24} (γ, n) Mg^{23} entsteht, noch eine 62sec-Aktivität induziert. Ihre Zuordnung zu einem bestimmten Isotop konnte damals noch nicht erfolgen, da eine Entscheidung darüber, welcher der beiden möglichen Prozesse: a) Mg^{26} (γ, p) Na^{25}, b) $Mg^{26, 25}$ (γ, n) $Mg^{25*, 24*}$ tatsächlich vorlag, auf Grund der Halbwertszeitbestimmung allein nicht möglich war. Na^{25} müsste ein gewöhnlicher β^--Strahler sein, während es sich im Fall b) um einen isomeren Anregungszustand eines der beiden stabilen Isotope $Mg^{25, 24}$ handelte, welcher mit der Halbwertszeit von 62 sec in den Grundzustand übergeht. Um Aufschluss über die Natur der emittierten Strahlung zu erhalten, haben wir eine Absorptionsmessung in Aluminium durchgeführt. Diese ergab, dass unter der Annahme a) ein β-Spektrum mit der Maximalenergie von 2,8 MeV vorliegt, unter der Annahme b) hingegen eine Gammastrahlung mit einer Quantenenergie von 35 KeV. Die Kenntnis der Absorptionsverhältnisse erlaubt nun, aus der direkt gemessenen Ausbeute auf den Wirkungsquerschnitt σ des beobachteten Prozesses zu schliessen. Im Fall a) ergibt sich ein $\sigma = 3{,}8$, im Fall b), unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit unseres Zählrohres, ein $\sigma \approx 1100$. σ bedeutet hier den relativen Wirkungsquerschnitt, indem der Wert für den Kernphotoeffekt an Cu^{63}, $\sigma_{Cu^{63}}$, willkürlich gleich 100 gesetzt worden ist. Nun sind nach unseren Messungen[1]) die Wirkungsquerschnitte für den Kernphotoeffekt bei den leichten Elementen alle von der gleichen Grössenordnung und liegen zwischen 1 und 4; für Mg^{24} beträgt er z. B. 1,7. Ein σ von 1100 fällt also so stark aus allen anderen Werten heraus, dass wir die Deutungsmöglichkeit b) aus diesem Grunde ausschliessen zu können glauben. Die gefundene 62 sec-Aktivität ist somit dem Prozess Mg^{26} (γ, p) Na^{25} zuzuschreiben. Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Kristall-Bandpassfilter

von B. Matthias (B.B.C. Baden) und P. Scherrer (E.T.H. Zürich).

Quarzkristalle werden in elektrischen Wellenfiltern an Stelle von elektrischen Schaltelementen gebraucht. Der Vorteil besteht darin, dass der Koeffizient

$$\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}},$$

in der Technik als Güte bezeichnet, um mehr als zwei Grössen-

[1]) Wird in den H.P.A. erscheinen.

ordnungen besser ist, als sich das mit den besten elektrischen Schaltelementen erreichen liesse. Hierdurch zeigen Kristallfilter fast rechteckige Dämpfungskurven, deren Herstellung auf rein elektrischem Weg einen sehr grossen Aufwand erfordern würde.

Die besten Bandpassfilter bestehen aus vier als Brücke geschalteten Zweigen, weshalb sie auch als Brückenfilter bezeichnet werden. Ein solches Filter ist für Frequenzen durchlässig, bei welchen die von einem Punkt ausgehenden Zweige, Reaktanzen mit entgegengesetztem Vorzeichen besitzen.

Die Reaktanz eines Kristalls ist im allgemeinen negativ, d. h. der Kristall entspricht einer Kapazität. An der Resonanzstelle wird die Reaktanz aber Null und steigt dann mit wachsender Frequenz, um bei der sogenannten Antiresonanz einen Pol zu haben. Zwischen Resonanz und Antiresonanz wirkt der Kristall als Induktivität.

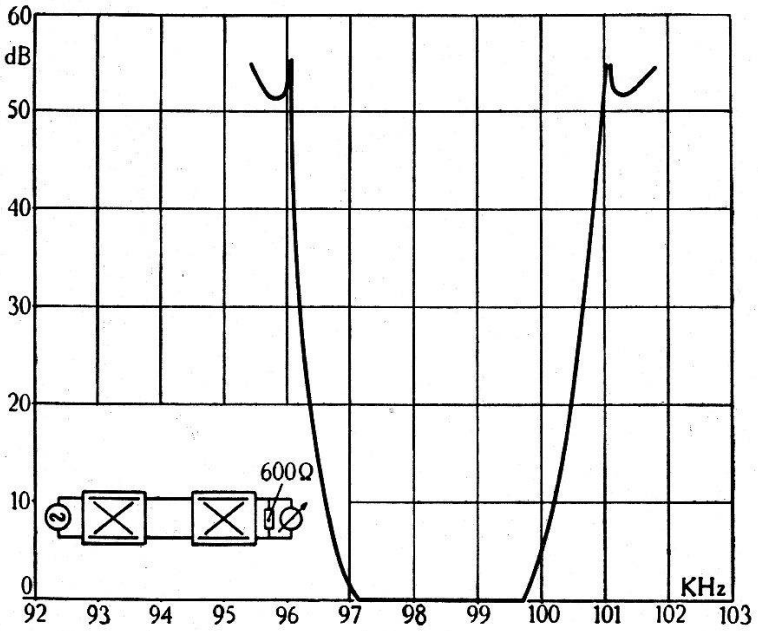

Fig. 1.

Für ein nur aus vier Kristallen bestehendes Filter ist also der doppelte Wert der Differenz dieser beiden Frequenzen die maximal erreichbare Bandbreite. Sie beträgt für Quarz etwa 0,8% der Durchlassfrequenz. Bei einer mittleren Durchlassfrequenz von 100 kHz wäre das Filter also zur Übertragung der Sprache schon unbrauchbar. Durch Zusatzspulen lässt sich der Durchlassbereich vergrössern, indem der Reaktanzverlauf jetzt noch eine zweite Nullstelle besitzt. Man kommt so theoretisch auf etwa 11% Bandbreite. Eine weitere Steigerung derselben würde die Dämpfung im Sperrbereich weit unter brauchbare Werte sinken lassen. Praktisch erhält man aber nur etwa 6% Bandbreite, indem sonst die Grösse der Zusatzspulen nurmehr auf Kosten von deren Güte wachsen könnte.

Der Abstand zwischen Resonanz und Antiresonanz wird durch die Formel

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_{\text{res}}} = \text{const.} \cdot \frac{E d^2}{\varepsilon}$$

E = Elastizitätsmodul
ε = Dielektrizitätskonstante
d = Piezomodul

bestimmt. Demnach sollte Seignettesalz durch seinen hohen Piezomodul keine Schwierigkeiten zur Erreichung einer genügenden Bandbreite bieten, da diese hier 8% der Durchlassfrequenz betragen würde. Leider ist aber die Güte von Seignettesalz um mindestens eine Grössenordnung kleiner als bei Quarz.

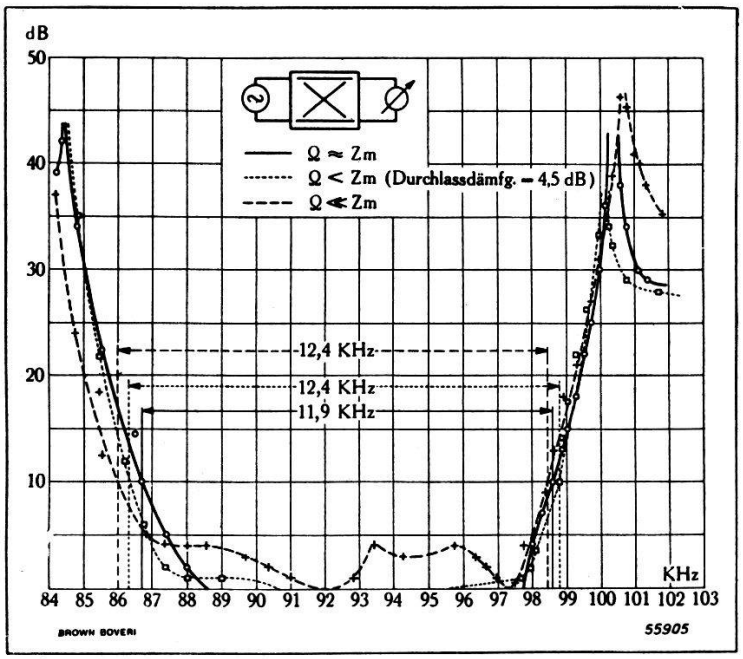

Fig. 2.

Ein guter Ausweg besteht nun in der Verwendung von gezüchteten KH_2PO_4-Kristallen. Der Piezomodul ist hier etwa 10mal grösser als bei Quarz und die mechanische Festigkeit lässt eine genügende Güte erwarten. Unsere Messungen ergeben eine gleiche Güte wie bei Quarzkristallen und dabei eine grössere Distanz zwischen Resonanz und Antiresonanz. So war es möglich, gewöhnliche Sprachfilter zu bauen, wobei die Induktivität der Zusatzspulen nur etwa den dritten Teil des Wertes betrug, den sie in einem entsprechenden Quarzfilter hätte haben müssen (Fig. 1). Ausserdem konnte jetzt ein wirkliches Breitbandfilter gebaut werden. Die erzielte Bandbreite überschritt 14% der mittleren Durchlassfrequenz und die Sperrdämpfung war so gross, dass das Filter allen praktischen Anforderungen genügt (Fig. 2).

Kernreaktionen an Chlor mit Neutronen

von A. Gibert, F. Roggen und J. Rossel (E.T.H. Zürich).

Mit Hilfe einer chlorgefüllten Ionisationskammer mit linearem Verstärker wurden die (n,α)- und (n,p)-Reaktionen von Chlor untersucht. Bei Verwendung von *d-d*-Neutronen wurde ein Energiespektrum der Reaktionen gefunden, das eine grössere Anzahl von Maxima aufweist. Aus der maximalen Energietönung der Chlorumwandlungen (1,16 MeV) folgt eine obere Schranke für den Massenwert von Cl^{35}, nämlich 34,9805.

Mit *langsamen* Neutronen geht nur ein Prozess vor sich: $Cl^{35}(n,p)S^{35}$. Protonen und Schwefelkerne erhalten dabei zusammen eine kinetische Energie von 0,52 MeV. Da aus dem β-Spektrum von S^{35} eine Energietönung des Prozesses von 0,65 MeV folgt, wird die Entstehung des S^{35} in einem angeregten Zustand angenommen.

Den Energiebestimmungen wurde der mit α-Teilchen von uns experimentell ermittelte Wert der Ionisationsarbeit in Chlor von 23,5 eV pro Ionenpaar zugrunde gelegt.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Elektrische Messung kleinster atmosphärischer Druckschwankungen

von L. Saxer und F. Dessauer, Fribourg.

Für gewisse meteorologische Vorgänge ist die Messung kleiner Luftdruckschwankungen von Interesse. Im folgenden wird das Prinzip einer Apparatur beschrieben, die gestattet, Luftdruckschwankungen im ganzen den Meteorologen interessierenden Frequenzbereich zu messen.

Der druckempfindliche Teil der Apparatur besteht aus einer Metalldose, die oben mit einer Metallmembran verschlossen ist. Im Inneren befindet sich eine durchlöcherte Metallplatte, die zusammen mit der Metallfolie eine Kapazität bildet. Bei äusseren Druckschwankungen ändert sich der Abstand der Membran von der festen Platte und damit die Kapazität des Systems.

Damit die grossen, sehr langsamen Druckschwankungen nach Möglichkeit nicht zur Registrierung kommen, steht der Innenraum der Dose mit der umgebenden Aussenluft durch eine veränderliche Kapillare in Verbindung.

Zur Messung der Kapazitätsänderungen kann die bekannte Hut-Kühn-Oscillatorschaltung verwendet werden, in welcher die Druckdose die Kapazität des Anodenschwingkreises bildet. Die

Änderung des Gitter- oder des Anoden-Gleichstromes ist ein Mass für die Kapazitätsänderung der Druckdose.

Zur Eichung wird die Druckdose in ein abgeschlossenes Luftvolumen gebracht, in welchem mit einer Pumpe periodische sinusförmige Druckschwankungen erzeugt werden. Bei konstanter Frequenz ist der Ausschlag des Registrierinstrumentes (Anodenstrom) proportional der Druckamplitude. Man erreicht für eine Druckamplitude von 10^{-3} mm Hg ohne Kompensation des Anodenstromes Ausschläge von 4 cm bei einer Länge des Lichtzeigers von 1 m. Durch Kompensation kann die Empfindlichkeit noch beträchtlich erhöht werden. Mit Hilfe der erwähnten Kapillare werden die langperiodischen Druckschwankungen geschwächt. Die Durchrechnung gibt eine Frequenzabhängigkeit von folgender Form:

$$\frac{A_\nu}{A_\infty} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{(k \cdot \nu)^2}}}$$

A_ν = Amplitude für die Frequenz ν; A_∞ = Amplitude für die Frequenz ∞; k ist eine Apparatenkonstante.

Nach diesem Prinzip wurden zwei verschiedene Apparate hergestellt, von denen der eine aus dem Netz, der andere mit Batterien betrieben wurde. Gleichzeitige Registrierungen mit den beiden Apparaten ergaben identische Kurvenbilder, selbst wenn die zugehörigen Druckdosen in verschiedenen Räumen aufgestellt waren, womit die Zuverlässigkeit der Messmethode erwiesen ist.

Neben den durch die jeweilige Wetterlage bedingten, zum Teil auch periodischen Luftdruckschwankungen von relativ kleiner Frequenz tritt praktisch immer eine höherfrequente, von jedem Wetter unabhängige Schwankung auf. Die Frequenz dieser Schwankung kann zwischen 12—17 Perioden pro Minute variieren, meistens beträgt sie jedoch 13—15; ihre Amplitude ist im allgemeinen einige 10^{-4} mm Hg.

Die Messungen wurden bis anhin in verschiedenen Räumen des Physikalischen Instituts, sowie im Freien in der näheren Umgebung der Stadt Freiburg durchgeführt. Wir vermuten, dass die letzterwähnte Druckschwankung ausserhalb der Troposphäre sich gleichfalls zeigt. Wir haben die Absicht, die Messungen auch an andern vor allem höher gelegenen Orten durchzuführen und hoffen, auf diese Weise einige Aufschlüsse über die Ursache zu erhalten.

Bemerkung: Eine eingehendere Beschreibung der Apparatur und der Messergebnisse soll in absehbarer Zeit in den H.P.A. erscheinen.