Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 14 (1941)

Heft: III

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: 13.07.2025

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

Copyright 1941 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Neuchâtel, am 3. Mai 1941.

Präsident: Prof. Dr. M. Wehrli (Basel).
Vizepräsident: Prof. Dr. J. Weiglé (Genève).
Sekretär: Prof. Dr. E. Miescher (Basel).

Geschäftlicher Teil.

Herr Prof. P. Gruner berichtet über die Helv. Phys. Acta, welche in den 13 Jahren ihres Bestehens einen erfreulichen Aufschwung genommen haben. Durch Vermittlung der S.N.G. hat im vergangenen Jahr der Bund erstmals unsere Zeitschrift subventioniert und damit die bedrängte finanzielle Lage gebessert. Durch Abonnieren der H.P.A. sollten unsere Mitglieder ein weiteres zu deren Gedeihen beitragen.

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

HH. Béguin P. (Le Locle); Borel J. (Cortaillod); Bosshard W. Dr. (Zürich); Du Pasquier P. (Lausanne); Gugelot P. C. (Zürich); Haenny Ch. B. Dr. (Lausanne); Huber P. Dr. (Oberglatt); Frl. Loebenstein A. Dr. (Basel); HH. Lüdy W. (Zürich); Lüthy H. (St. Gallen); Müller P. (Basel); Welter O. (Oberarth).

Die S.P.G. hat durch den Tod verloren:

HH. Prof. R. Bär (Zürich); Dr. P. P. Gschwend (Sarnen); Dr. R. Perzy (Basel); Prof. P. Weiss (Strasbourg).

Aus der S.P.G. sind ausgetreten:

HH. Buchmüller F. (Bern); Rosselet A. Prof. (Lausanne).

Nachstehende Mitglieder wurden gestrichen:

HH. Darbre P. (Lausanne); Levi F. Dr. (Zürich).

Der Vorstand wurde neu gewählt wie folgt:
Präsident: Prof. Dr. J. Weiglé (Genève);
Vizepräsident: Prof. Dr. H. König (Bern);
Sekretär: Prof. Dr. E. Miescher (Basel);
Vertreter der Redaktionskommission der Helv. Phys. Acta: Prof. Dr. P. Gruner (Bern).

Als Rechnungsrevisoren wurden gewählt:

Prof. Dr. K. Zuber (Zürich); Priv. Doz. Dr. M. Fierz (Basel).

Die S.P.G. zählt zurzeit 214 Mitglieder.

Die nächste Sitzung soll anlässlich der Jahresversammlung der S.N.G. am 6.—8. September 1941 in Basel stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Elektrische Untersuchungen an schallempfindlichen Flammen

von HANS ZICKENDRAHT (Basel).

Nachdem der Verfasser schon im Jahre 1932 gezeigt hatte, dass schallempfindliche Flammen auch auf elektrische Wechselfelder ansprechen[1]), sind neuerdings im Zusammenhange mit Untersuchungen über den Mechanismus der Schallempfindlichkeit Versuche über elektrische Erregung solcher Flammen angestellt worden, über die hier vorläufig berichtet werden soll.

Zunächst sei zusammenfassend folgendes wiederholt: Kalte oder brennende Gasstrahlen (Flammen) können dann schallempfindlich sein, wenn der Strahl bandförmig, also nicht um die Strahlachse drehrund, ausgebildet ist. Maximale Wirkung einfallenden Schalles tritt ein, wenn die Fortpflanzungsrichtung der Schallwellen senkrecht auf der Ebene steht, in der das Band liegt. Fallen Bandebene und Richtung des Schallstrahls zusammen, so tritt keine Wirkung ein (Flamme als Richtempfänger). Die Angriffstelle des Schalles ist ein kleines Gebiet unmittelbar an und über der Düse, der der Gasstrahl entströmt, und zwar wirkt die Schallschnelle und nicht die Druckvariation in der Schallwelle auf den Gasstrahl ein (Flamme als Geschwindigkeitsempfänger). Es liess sich zeigen, dass der Gasstrahl nur dann in nennenswerter Weise auf Schall reagiert, d. h. die charakteristische Bildung einer „Flammenfläche" insbesondre deren Gabelung (vgl. bezüglich dieser Definitionen die Literatur)[2]) aufweist, wenn schon eine Neigung der Strömung zur Ablösung von Wirbelstrassen auf der Vorder- und Hinterfläche des Flammenbandes besteht. Diese zunächst noch ganz instabilen Vorgänge werden dann durch den Schall gesteuert und führen zu stabilen Formen der Gasstrahlen bzw. Flammen, die sich so zu hochempfindlichen Schallindikatoren ausbilden lassen.

Der Verfasser hat eine Reihe von quantitativen Untersuchungen über die für schallempfindliche Flammen massgebenden Grössen angestellt, von denen hier einige Zahlen angeführt werden sollen. Eine umfangreichere Darstellung der Ergebnisse soll demnächst in den Helv. Phys. Acta folgen. Quantitative Untersuchungen können natürlich nur angestellt werden, wenn den kalten oder brennenden Gasstrahlen genau definierte Formen gegeben werden, ein Ziel, das nur bei sehr sorgfältiger Ausgestaltung der Düsen bzw. Gasbrenner erreicht werden kann. Spaltförmige Düsen und solche von elliptischen Querschnitten sind hiezu am besten geeignet. Die folgenden Angaben beziehen sich zunächst auf eine grosse Kupfer-Düse mit spaltförmiger Öffnung von 0,11 cm^2 Fläche bei 0,8 cm Länge. Aus dieser Düse strömte unter Drucken von 0,46 cm bis 1,70 cm Wassersäule kaltes oder brennendes Leuchtgas einer mittleren Dichte von $\sigma = 0{,}457$ bez. auf Luft, so dass Flammenhöhen von 34 bis 60 cm erreicht wurden. Die Flammen brannten, um das Flackern zu verhüten, in einem Schutzzylinder aus Glas von 25,5 cm Länge und 4,5 cm Weite, der natürlich die Angriffstelle des Schalles über der Düse frei liess.

Zur messbaren Beeinflussung der Flammen und zur Ermöglichung stroboskopischer Photographie wurde eine Lichtsirene konstruiert, die einerseits sinusoidale Wechselspannungen (oder auch solche andrer Kurvenformen) zur elektrischen oder akustischen Beeinflussung der Gasstrahlen lieferte, andrerseits eine absolut synchrone stroboskopische Beobachtung der beeinflussten Flamme zuliess. Der

---

[1]) HANS ZICKENDRAHT, Helv. Phys. Acta **5**, 334, 1932.

[2]) HANS ZICKENDRAHT, Helv. Phys. Acta **5**, 330, 1932 und **7**, 773 ff., 1934.

Frequenzumfang der Lichtsirene war je nach der Umdrehungszahl der Schlitzscheibe 48 bis 640 Hertz. Innerhalb dieses Gebietes lag die Höchstempfindlichkeit der grossen Flamme aus obengenannter Düse. Die Lichtsirene konnte entweder hinter einem geeigneten Verstärker Wechselspannungen zwischen 100 und 300 Volt oder Schall aus einem grossen Lautsprecher bis zur Lautstärke von 100 Phon absolut über der Hörschwelle von $p_0 = 0{,}0002$ Dyn/cm² liefern. Damit war die Berechnung der Schallamplituden, der Schallschnelle und der elektrischen Erregungsspannungen an der Düse möglich. Die Gasgeschwindigkeiten konnten direkt mit Hilfe eines Pitotrohres aus Quarz, vgl.[3]), oder indirekt aus den Photogrammen ermittelt werden.

Besieht man eine unerregte schallempfindliche Flamme durch das Stroboskop, so erkennt man, dass sich an der Düse Wirbelstrassen ablösen, deren Ablösungsfrequenzen fortwährend instabil variieren. Lässt man nun unter Anwendung der mit dem Stroboskope synchron mitlaufenden Lichtsirene Schall oder elektrische Wechselspannungen periodisch auf die Ablösungsstelle wirken, so wird den zunächst regellosen Wirbelfolgen die Periode der Lichtsirene aufgeprägt und die Erscheinung stabilisiert sich. Die Photogramme des Flammenbandes zeigen frontal eine Reihe symmetrisch zur Flammenachse liegender Wirbelkerne, um die sich eine Potentialströmung ausbildet, die zur Kontraktion des Flammenbandes, zum Zusammenströmen des Gases, das die beiden leuchtenden Flammenränder bildet und damit zur Entwicklung der Flammenfläche führen muss. Die Seitenansichten der erregten Flammen aber zeigen das Hin- und Herbewegen des Flammenbandes und die Bildung der Wirbelkerne, von denen G. Burniston Brown in einer hervorragenden Arbeit[4]) nachgewiesen hat, dass ihre Drehzahlen gleich der halben Erregerfrequenz sind.

Ein paar Zahlen mögen die beträchtliche Verstärkerwirkung für Schallamplituden dartun, die eine geeignete empfindliche Flamme zu entwickeln vermag:

Schall von der Frequenz $n = 360$ Hertz, Kreisfrequenz $\omega = 2270$ trifft mit der absoluten Lautstärke von 87 Phon über der Druckschwelle von $p_0 = 0{,}0002$ Dyn/cm² auf die Düse einer Flamme. Dann berechnet sich der Effektivdruck des Schalles an der Düse zu $p_{\text{eff}} = 4{,}48$ Dyn/cm². Die Schallamplitude unmittelbar über dem Düsenrande ist somit $A = 7 \cdot 10^{-5}$ cm, die Schallschnelle infolgedessen $A = 0{,}16$ cm/s, während die mit Pitotrohr an der Düse gemessene Gasgeschwindigkeit in der Flammenachse etwa 12 bis 14 m/sek. beträgt. Die stroboskopischen Aufnahmen zeigen nun, dass unter Einfluss der periodischen Steuerung der Strömung an den beiden Düsenrändern in ungefähr 15 cm Höhe über der Düse eine Amplitude der schwingenden Bewegung der leuchtenden Kohlenstoffteilchen in der Flamme von maximal $7 \cdot 10^{-1}$ cm gemessen werden kann. Die Amplitudenvergrösserung in der Flamme beträgt somit

$$k = \frac{7 \cdot 10^{-1}}{7 \cdot 10^{-5}} = 10^4 \quad \text{(zehntausendfach)}$$

Neuerdings konnte nun gezeigt werden, dass auch auf elektrischem Wege eine Steuerung der Wirbelablösung möglich ist. Lädt man nämlich die metallische Düse mit elektrischen Wechselspannungen etwa zwischen 100 und 300 Volt auf und führt Natrium- oder noch besser Kaliumionen seitlich in das Flammenband ein, derart, dass sie einen der Düsenränder erreichen können, so treten ebenfalls intensive Schwingungen des Flammenbandes mit allen beim Schalle schon beschriebenen Folgeerscheinungen auf. Durch das periodische Anziehen und Abstossen der Metallionen in der Flamme wird die Strömung ebenso regelmässig

[3]) Hans Zickendraht, Helv. Phys. Acta **7**, 777, 1934.

[4]) G. Burniston Brown. Proc. Physical Society. Vol. 47. 703 ff., 1935.

gesteuert, wie dies durch die veränderliche Schallschnelle geschieht und die oben beschriebene Amplitudenverstärkung liefert stroboskopische Aufnahmen, die sich durch nichts von den akustisch gewonnenen unterscheiden. Dass der Effekt mit Kaliumionen bedeutend leichter hervorzurufen ist, hat seinen Grund in der bekannten Tatsache, dass in Alkalisalzflammen cet. par. Kalium bedeutend höhere Ionenzahlen aufweist als Natrium. Schliesslich sei noch erwähnt, dass man in durch Kalium ionisierten Flammen sehr starke Effekte in einem Frequenzgebiete zwischen 30 und 80 Hertz auslösen kann.

Bandenspektren von Quecksilberchlorobromid (HgClBr), Quecksilberchlorojodid (HgClJ) und Quecksilberbromojodid (HgBrJ) im Schumanngebiete.

von M. Wehrli und P. Müller (Basel).

Über das Sublimat $HgCl_2$ und seine beiden Homologen $HgBr_2$ und HgJ_2 ist sowohl in chemischer als auch in molekularphysikalischer Hinsicht sehr viel bekannt. Alle 3 Moleküle sind linear symmetrisch und zeigen in Absorption im Schumanngebiet einfach gebaute Bandensysteme, da diese zu erlaubten Elektronenübergängen gehören, wie der eine von uns (W.) gezeigt hat[1]). Ausgehend vom Valenzkraftsystem und der Linearität obiger Moleküle, kann man erwarten, dass auch die Mischmoleküle HgClBr, HgClJ und HgBrJ stabil und linear sind. Die entsprechenden Substanzen sind bisher chemisch und spektroskopisch nur sehr wenig untersucht. Fehling[2]) führt in seinem Handbuch der Chemie Herstellungsverfahren aus dem Jahre 1869 an. In neuerer Zeit haben Delwaulle und François[3]) den Ramaneffekt von gemischten Lösungen der symmetrischen Moleküle in Alkohol untersucht. Neu auftretende Ramanlinien wurden dabei den Mischmolekülen HgClBr und HgBrJ zugeordnet, deren Existenz damit sehr wahrscheinlich gemacht wird. Es schien deshalb wünschenswert, das Vorhandensein der freien Mischmoleküle im Dampfe anhand der Bandenspektren im Schumanngebiete zu prüfen. Diese Untersuchung ist auch spektroskopisch von Interesse, da bis jetzt eine vollständige Analyse des Elektronenspektrums eines linearen unsymmetrischen Moleküls noch zu fehlen scheint.

Die Apparatur war zuerst die gleiche wie in Arbeit 1, bestehend aus dem 1 m Vakuumgitter unserer Anstalt, einem evakuierten, elektrischen Porzellanofen und einer Wasserstofflampe als Lichtquelle. Die Substanzen, welche von der Aktiengesellschaft vorm. B. Siegfried[4]) in Zofingen hergestellt wurden, befanden sich in den üblichen hochevakuierten Quarzabsorptionsröhren mit dünnen, eingezogenen Fenstern. Schärfere Bandenkanten liessen sich erhalten durch Verdampfen der Substanzen in einer Atmosphäre von Reinstickstoff, eine Tatsache, deren Ursache noch nicht geklärt ist.

Die experimentellen Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Schon bei Substanztemperaturen von 40° bis 50° erscheinen Kanten, die mit steigenden Temperaturen und Drucken wohlausgebildete Bandensysteme ergeben, deren einfacher Aufbau den bekannten Systemen der symmetrischen Moleküle ähnlich

---

[1]) M. Wehrli, Helv. Phys. Acta **11**, 339, 1938 und **13**, 153, 1940. Im weiteren als Arbeit I zitiert.

[2]) Fehling, Handwörterbuch der Chemie, 1890, **5**, 1108 & 1116.

[3]) M. Delwaulle, C. R. **206**, 1965, 1938, und **208**, 999, 1939.
F. François, C. R. **207**, 425, 1938.

[4]) Für die entgegenkommende, spezielle Herstellung möge hier allerbestens gedankt werden.

ist. Um zu beweisen, dass die Träger wirklich die 3 Mischmoleküle sind, wird so verfahren:

Tabelle 1.

Bandensysteme von HgClBr, HgClJ und HgBrJ.

Substanz (Molekül)	Bereich in A.E.	Erscheinungstemp. in °C	Schärfste Kanten in A.E.	Aussehen und Abschattierung	Anzahl der beobachteten Banden
HgClBr	1753—1825	50°	1779,7 1774,8	diffus Absch.rot	19
HgClJ	1748—1844	40°	1781,3 1775,9	scharf Absch.rot	18
HgBrJ	1755—1840	40°	1797,2 1792,1	diffus Absch.rot	18

Unter Voraussetzung des Valenzkraftsystems wurden nach LECHNER[1]) die beiden Valenzschwingungsfrequenzen ω_s'' und ω_{as}'' des Grundzustandes[2]) der 3 Mischmoleküle mit Benützung der Feder- oder Bindungskonstanten der symmetrischen Moleküle berechnet. Die beobachteten Spektren entsprechen den Erwartungen, falls sie ebenfalls zu erlaubten Elektronenübergängen gehören. Das Bandensystem von HgClBr hat im wesentlichen die Struktur wie bei einem 2-atomigen Molekül. Alle bisher gemessenen Kanten lassen sich zusammenfassen in der Formel für die Wellenzahlen:

$$\nu = 55875 + 156 v_s' - (269 v_s'' - v_s''^2)\ \mathrm{cm}^{-1},$$

wobei v_s' die Schwingungsquantenzahl im angeregten und v_s'' im Grundzustande des Moleküls bedeuten. Die eine Valenzschwingungsfrequenz des Grundzustandes muss danach den Wert 269 cm^{-1} haben. In Tabelle 2 sind die berechneten und beobachteten Grundfrequenzen zusammengestellt. Man erkennt, dass die in der Kantenformel von HgClBr auftretende Grundfrequenz der kleineren Valenzschwingung ω_s'' entspricht, bei der die beiden Halogenatome gegeneinander schwingen. Die grössere Valenzschwingung tritt in der Kantenformel nicht auf. Dieses Verhalten ist gleich wie bei den symmetrischen Molekülen. Im Gegensatz zu HgClBr können die Banden von HgClJ nicht alle mit der Valenzschwingung ω_s'' allein erklärt werden. Das wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass das Molekül HgClBr am wenigsten und HgClJ am meisten vom symmetrischen Fall abweichen, wobei man als Symmetriekriterium die Verhältnisse der beiden Halogenmassen und der Bindungskonstanten verwendet.

Tabelle 2.

Berechnete und beobachtete Grundfrequenzen in Wellenzahlen.

Molekül	Grundzustand				angeregt
	ω_{as}'' ber.	ω_s'' ber.	ω_s'' beob.	Differenz	ω_s' beob.
	cm^{-1}	cm^{-1}	cm^{-1}	cm^{-1}	cm^{-1}
HgClBr	389	265	269	4	156
HgClJ	396	195	205	10	170
HgBrJ	278	188	*		150

* fehlt, da Franck-Condonparabel sehr breit.

[1]) F. LECHNER, Wiener Ber. **141**, 2a, 291, 1932.

[2]) Die Indizes $_s$ und $_{as}$ sollen lediglich den Schwingungstypus in bezug auf die Richtungen der Verrückung bezeichnen.

Die gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten von ω_s'' beweist einerseits die Gültigkeit des Valenzkraftsystems und andrerseits, dass die Mischmoleküle im Dampfe stabil und im Grundzustand linear sind. Weitere Versuche zur Bestimmung der Grundfrequenzen der Deformationsschwingungen und der grösseren Valenzschwingungen sind im Gange. Die ausführliche Arbeit erscheint in den Helv. Phys. Acta.

Versuche über die dynamische Linse

von F. Meier und F. Dessauer (Fribourg).

(Erscheint in den H. P. A.)

Streuung schneller Elektronen am Kern

von W. Bosshard, P. Scherrer und W. Zünti (E.T.H. Zürich).

Für die Diskussion der Streuung schneller Elektronen bildet heute die Mott'sche Formel die gegebene Grundlage. In ihr ist, wie in der Rutherfordformel, ein Coulomb'sches Kernfeld angenommen, die Berechnung der Streuung erfolgt aber auf wellenmechanischer Grundlage unter Berücksichtigung des relativistischen Massenzuwachses und des Spins der Elektronen.

Viele der zahlreichen experimentellen Untersuchungen über die elastische Streuung schneller Elektronen haben nun aber nicht die nach der Mott'schen Theorie erwarteten Resultate ergeben. Die Abweichung von Theorie und Experiment lässt nun die Vermutung zu, dass das Kernfeld durch eine Coulombkraft nicht vollständig beschrieben wird, dass vielmehr noch eine zusätzliche — vorläufig unbekannte — Wechselwirkung zwischen Atomkern und Elektron existiert. Diese Annahme wird gestützt durch die Tatsache, dass auch der experimentelle Nachweis der Polarisation der Elektronen, wie sie nach der Mott'schen Theorie bei Doppelstreuung auftreten sollte, bis jetzt noch völlig unbefriedigend ist. Auf den gleichen Grundlagen wie die Theorie der Streuung lässt sich auch die Berechnung der Paarerzeugung durch schnelle β-Strahlen durchführen. Aber auch auf diesem Gebiet zeigen sich zum Teil ganz erhebliche Widersprüche zwischen Theorie und Experiment.

An jenen Stellen, wo Experiment und Theorie besonders stark voneinander abweichen, besteht nun wohl am ehesten die Möglichkeit, die noch unbekannte zusätzliche Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron weiter zu erforschen. Aus diesem Grunde nun wurde die Untersuchung der elastischen Streuung an Stickstoff anhand genommen[1]). In Stickstoff haben nämlich Skobolzyn und Stepanowa[2]) einen bis 80mal zu grossen Streuquerschnitt gefunden. In unserer Arbeit wurde nun besonderes Gewicht auf die Abklärung einer offenbar bestehenden Energieabhängigkeit der anomalen Streuung gelegt.

Es wurde hiezu die Nebelkammermethode gewählt, da mit ihr, im Gegensatz zu den Messungen mit Zählrohren und Faradaykäfigen, die Energien der einzelnen Elektronen bestimmt werden können. Als Quelle für die Elektronen dienten 5 mg Ra, dessen intensive γ-Strahlung mit Hilfe einer Elektronenlinse mit magnetischem Längsfeld abgeschirmt wurde. Die obere Energiegrenze der Elektronen ist durch die Wahl der Quelle mit 3,15 e-MV festgelegt.

---

[1]) Ein ausführlicher Bericht über diese Untersuchungen ist in Helv. Phys. Acta **14**, 85, 1941 erschienen.

[2]) Skobelzyn und Stepanowa, Nature **137**, 456, 1936.

Die Nebelbahnen wurden mit zwei Filmkammern aufgenommen und nachher in genau gleicher Anordnung reproduziert. Die gefundenen elastischen Ablenkungen wurden sowohl nach Winkeln als auch nach Energien gruppiert und ihre Anzahl mit der theoretisch erwarteten verglichen. Als wichtigste Korrektur war dabei der Einfluss der begrenzten Schichtdicke in der Wilsonkammer zu berücksichtigen. Die Abweichung zwischen Experiment und Theorie ist besonders bei grossen Winkeln und hohen Energien beträchtlich (Fig. 1).

Bei kleinen Energien und Streuwinkeln ist die Streuintensität unternormal, bei grossen Energien und Streuwinkeln übernormal gegenüber der Theorie.

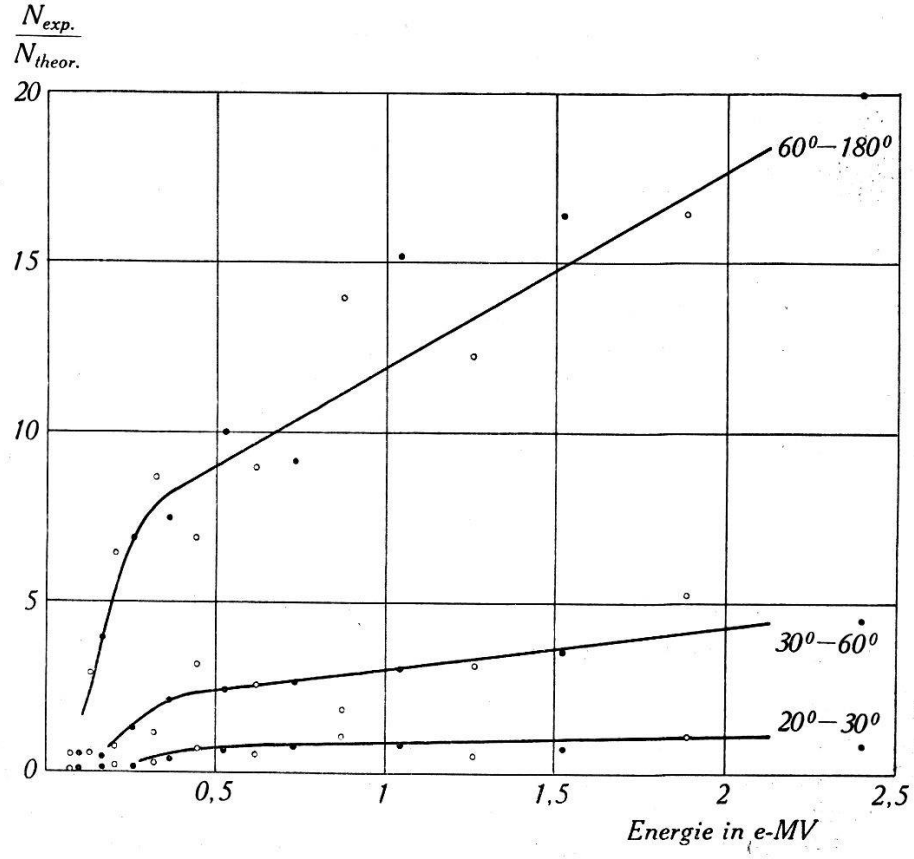

Fig. 1.

Diese anomale Streuung spricht also tatsächlich für das Vorhandensein einer zusätzlichen Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron. Eine elektrische Zusatzkraft kurzer Reichweite genügt nicht, um den Überschuss an Streuungen zu erklären, wenn nicht dadurch die Spektralterme merkbar beeinflusst werden sollen (JAUCH)[1]). Auch die magnetische Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron reicht bei weitem nicht zur Erklärung der Anomalie aus.

Es schien nun wünschenswert, mit der gleichen Apparatur und nach derselben Methode auch Streumessungen an andern Atomkernen durchzuführen; denn es ist zu vermuten, dass die Streuung von der Art des Kernes abhängen wird. Es wurde deshalb analog die Streuung in Argon untersucht[2]) und Messungen an andern Elementen sind im Gange. Das verwendete Argon hatte einen Stickstoffgehalt von 9%. Ein Vergleich der experimentellen Streuquerschnitte mit den nach der Mott'schen Formel berechneten scheint einen kleinen Überschuss für grosse Winkel zu ergeben. Wird aber dem Stickstoff nicht der Mott'sche, sondern der in der voran-

[1]) JAUCH, Helv. Phys. Acta **13**, 451, 1940.

[2]) Ausführliche Beschreibung in Helv. Phys. Acta **14**, 111, 1941.

gehenden Arbeit experimentell festgestellte anomal hohe Anteil an Streuungen zugeschrieben, so zeigt die Winkelverteilung für Argon keine wesentliche Energieabhängigkeit mehr (Fig. 2). Der Überschuss der Streuwerte bei grossen Winkeln lässt sich also durch die Anwesenheit des Stickstoffs völlig erklären. Die Absolut-

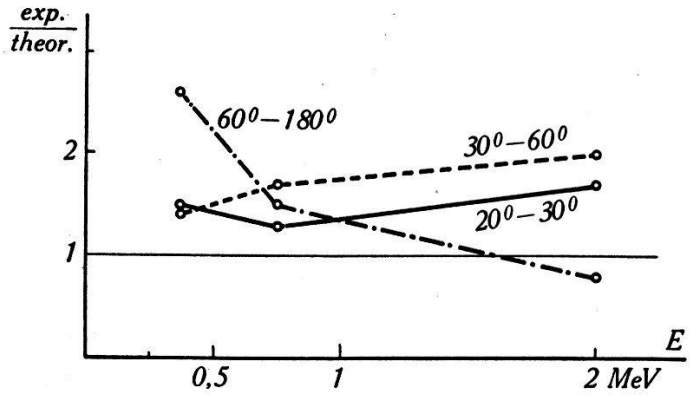

Fig. 2.

werte sind im Mittel ungefähr um den Faktor 1,6 zu hoch, ein Wert, der sich durchaus im Rahmen der Ergebnisse von Messungen anderer Autoren bewegt.

Die hier festgestellte normale Streuung an Argon stützt also indirekt unsere Resultate über die stark anomale Streuung an Stickstoff; die Anomalie kann also wohl weder der Apparatur noch der Messmethode zugeschrieben werden.

Kernumwandlungen an Schwefel mit schnellen Neutronen

von P. C. Gugelot, P. Huber und P. Scherrer (E.T.H. Zürich).

Zur Untersuchung der an Schwefel erzeugten Kernreaktionen durch schnelle Neutronen, wird eine mit SO_2 gefüllte Ionisationskammer in Verbindung mit linearem Verstärker und Schleifenoszillograph benützt. Die Neutronen entstammen einer *d-d*-Quelle und besitzen eine Energie von 2,76 MeV. Neben der schon bekannten[1]) S^{32} $(n, p)P^{32}$ Reaktion, wird eine zweite Umwandlung mit α-Emission festgestellt, die nach der Gleichung

$$S^{32} + n \longrightarrow Si^{29} + \alpha$$

verläuft. Von beiden Prozessen werden die Energietönungen bestimmt. Aus diesen können dann die Massen von P^{32} und Si^{29} berechnet werden.

Die Energietönung einer Kernreaktion lässt sich aus der Ladung, die in der Ionisationskammer gebildet wird, leicht berechnen, wenn die mittlere Ionisierungsarbeit für die betreffende Gasfüllung bekannt ist. Für die Ionisierungsarbeit von SO_2 sind nun keine genauen Daten bekannt und die Energiebestimmungen der Schwefelumwandlungen müssen auf andere Art geschehen. Folgendes Vorgehen hat sich als gangbar erwiesen: Zu 3 ata SO_2 wird noch 1 ata N_2 in die Kammer eingefüllt. Am Stickstoffkern erzeugen die schnellen Neutronen die Reaktionen $N(n, \alpha)\,B$ und $N(n, p)C$. Die Energietönung der n-α-Umwandlung ist genau bekannt[2]), ($Q = -0{,}43$ MeV), so dass bei den hier benützten Neutronen eine frei-

---

[1]) Amaldi, Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti und Segrè, Proc. Roy. Soc. **149**, 522, 1935.

[2]) Baldinger und Huber, Helv. Phys. Acta, **12**, 330, 1939.

werdende Energie von 2,33 MeV auftritt. Diese Stickstoffprozesse werden mit den Schwefelumwandlungen zusammen in der Ionisationskammer registriert, wobei der $N(n, \alpha)B$-Prozess zur Energieeichung dient (Fig.).

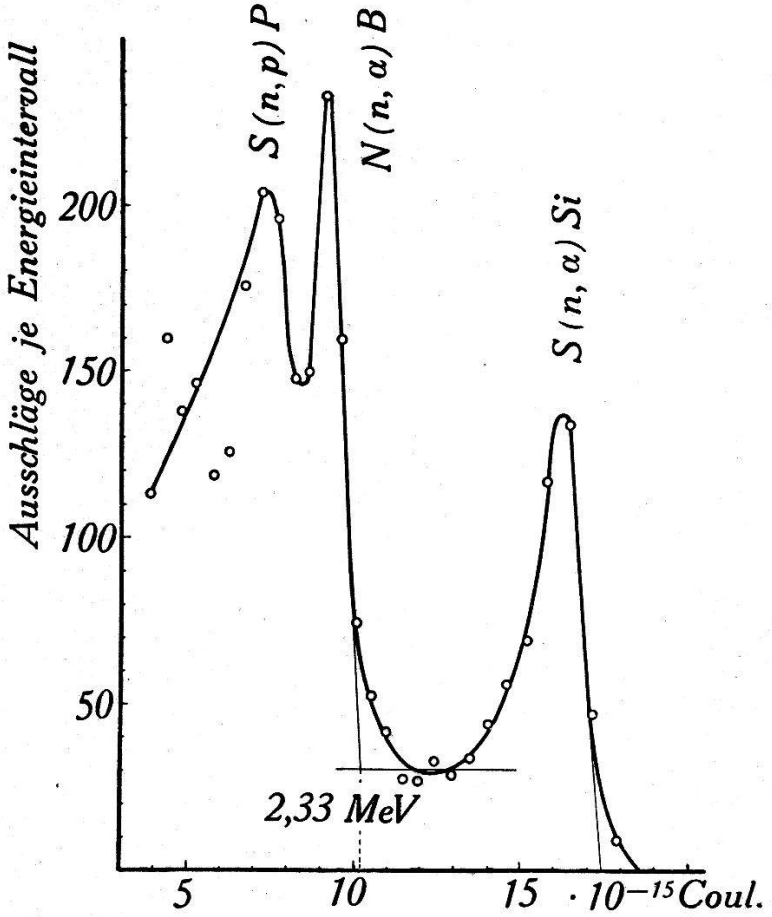

Fig. 1.
Registrierung der Schwefel- und Stickstoffumwandlungen.

Für die Schwefelumwandlungen ergeben sich folgende Energietönungen:

$S(n, \alpha)\,Si$-Prozess $\quad Q_1 = +1{,}2 \pm 0{,}1$ MeV,
$S(n, p)\,P$-Prozess $\quad Q_2 = -0{,}9 \pm 0{,}1$ MeV.

Aus Q_1 ergibt sich die Masse von Si^{29} zu $m_{Si^{29}} = 28{,}98609 \pm 0{,}00054$. Von ASTON wird der Wert $28{,}9866 \pm 0{,}0006$ angegeben.

Die Energietönung Q_2 der $S(n, p)\,P$-Umwandlung führt zur Masse von P^{32}:

$$m_{P^{32}} = 31{,}98414 \pm 0{,}00049.$$

FERMI u. a. erhalten aus dem Elektronenspektrum des radioaktiven P^{32} genau denselben Wert.

Da nun die Energietönungen der Schwefelreaktionen bekannt sind, kann aus den Messungen der bei den Kernreaktionen frei werdenden Ladungen in reinem SO_2 die mittlere Ionisierungsarbeit bestimmt werden. Sie ergibt sich zu 35 eV/Ionenpaar[1]).

Als Wirkungsquerschnitt des $S(n, \alpha)\,Si$-Prozesses für die hier benützte Neutronengeschwindigkeit wird der Wert

$$\sigma = 0{,}65 \cdot 10^{-25}\ \mathrm{cm}^2$$

gefunden.

[1]) RUTHERFORD, Radiations from radioactive substances, 1930, S. 82.

Spannungsabhängige Widerstände

von A. Braun, G. Busch und P. Scherrer (ETH. Zürich).

Widerstände mit nicht linearer Strom-Spannungs-Charakteristik spielen in der Elektrotechnik eine bedeutende Rolle. Von besonderem Interesse sind Leiter, in welchen der Strom mit der Spannung stärker als proportional ansteigt. Es ist seit langem bekannt, dass Widerstandskörper aus körnigem Siliciumcarbid (SiC) dieses Verhalten zeigen. Der Mechanismus der Stromleitung in solchen Widerständen ist trotz vieler Bemühungen bisher nie mit Sicherheit aufgeklärt worden.

SiC-Kristalle sind Elektronenhalbleiter, deren Leitfähigkeit sehr stark vom Reinheitsgrad der Substanz abhängig ist. Versucht man durch Anbringen von metallischen Elektroden und Anlegen einer Spannung die elektrische Leitfähigkeit eines Kristalles zu bestimmen, so zeigt sich, dass der Strom mit der 2. bis 4. Potenz der angelegten Spannung wächst. Diese Erscheinung beruht darauf, dass jedes Stück eines SiC-Kristalles eine sogenannte Sperrschicht besitzt, welche, wie Heine und Scherrer[1]) zeigten, aus SiO_2 in der Form von Cristobalit besteht. Die Dicke dieser Schichten beträgt grössenordnungsmässig 10^{-6} cm. Kurtschatow, Kostina und Rusinow[2]) haben als erste die Hypothese vertreten, dass der Strom-Austritt aus dem halbleitenden SiC durch die SiO_2-Sperrschicht anfänglich auf *autoelektronischer* Emission beruht.

Unsere Versuche an SiC-Widerständen zeigen eindeutig, dass die Stromdichte am Einzelkorn durch die an seiner Oberfläche herrschende Feldstärke und nicht durch die Spannung an der Sperrschicht bedingt ist: z. B. zeigen scharfkantige und rundgeschliffene SiC-Körner entsprechend der verschiedenen Oberflächen-Werte der Feldstärke die erwartete verschiedene Stromdichte. Ebenso ist die Abnahme der Stromdichte bei Verdickung der Sperrschicht durch Oxydation die theoretisch erwartete.

Von besonderem Interesse ist der Leitungsmechanismus in Widerständen aus körnigem SiC bei hohen, 1000 Amp/cm² erreichenden Stromdichten, bezogen auf die makroskopische Fläche des Versuchskörpers. Für diese Untersuchungen ist es nötig, die Strom-Spannungs-Charakteristik mit kurzdauernden Stromstössen von 10—50μ sec Halbwertszeit oscillographisch aufzunehmen. Es zeigt sich, dass bei Belastungen, welche 10 mA pro Korn nicht überschreiten, Strom und Spannung in eindeutigem Zusammenhang stehen. Mit wachsender Belastung macht sich jedoch eine immer stärker in Erscheinung tretende *Hysteresis* geltend. Versuche bei Temperaturen zwischen 80 und 900 Grad abs. zeigen, dass es sich dabei in der Hauptsache um einen *thermischen* Effekt handelt. Die autoelektronisch emittierenden Stellen der SiC-Körner werden durch die Joule'sche Wärme bis zu der bei etwa 2500 Grad abs. liegenden Sublimationstemperatur erhitzt. Dies zeigt sich äusserlich dadurch, dass die Widerstandskörper beim Stromdurchgang von einer grossen Zahl kleiner, kurzzeitig aber hell leuchtender Lichtpunkte bedeckt sind. Die spektroskopische Analyse mit einem extrem lichtstarken Spektrographen ergab, dass einerseits glühende, intensiv kontinuierlich strahlende Punkte, andererseits das dem verdampfenden SiC eigentümliche Linienspektrum auftreten.

Dass es sich bei dem untersuchten Leitungs-Phänomen nicht, wie früher angenommen wurde, um eine Gasentladung handelt, konnte durch Versuche im Hochvakuum und unter hohen Drucken (bis 150 Atm. Stickstoff) gezeigt werden. Es zeigt sich, dass das Abpumpen der Luft auf die Strom-Spannungs-Charakteristik keinerlei Einfluss hat, dass es sich also nicht um kleine Lichtbögen in der in den

---

[1]) H. G. Heine und P. Scherrer, H. P. A. XIII, 1940, 489.

[2]) I. V. Kurtschatov, T. Z. Kostina und L. J. Rusinow, Phys. Zs. Sow. Union **7**, 1935, 129.

Hohlräumen eingeschlossenen Luft handelt. Dagegen bewirkt sehr hoher Druck eine Verschiebung des absteigenden Astes der Hysteresis-Kurve im Sinne einer Erhöhung der Temperatur der anfänglich autoelektronisch emittierenden Stellen und damit einer Erhöhung der Leitfähigkeit. In der Tat ist die Sublimationstemperatur druckabhängig, und damit die Maximal-Temperatur, die sich lokal innerhalb des Widerstandskörpers einstellen kann.

Eine Theorie der Hysteresischleife, welche die nach dem autoelektronischen Einsatz des Stromes sich einstellenden thermischen Vorgänge an den Berührungsstellen der SiC-Körner berücksichtigt, erklärt die komplizierte Strom-Spannungs-Charakteristik in befriedigender Weise.

Anwendung des Hohlraumleiters zur Messung der Dielektrizitätskonstante im Gebiet der Zentimeterwellen

von G. Fejér und P. Scherrer (ETH. Zürich).

Zur Untersuchung der dielektrischen Eigenschaften im Wellenlängenbereich von 1 bis 3 Zentimeter wurde eine Apparatur entwickelt, die im wesentlichen aus einem Magnetronsender und aus einem Hohlraumleiter von rechteckigem Querschnitt besteht.

Durch systematische Versuche wurde folgender Elektrodenaufbau des Magnetrons einfach und brauchbar gefunden (Fig. 1): Die Anode besitzt einen

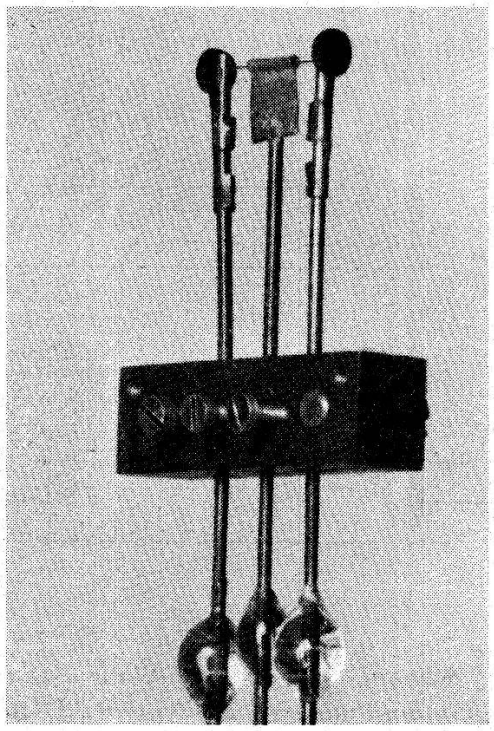

Fig. 1.

Durchmesser von 0,4 mm und eine Länge von ungefähr 4 mm (Längen von Anode und Kathode spielten an der Begrenzung des Schwingbereiches keine Rolle; offene und geschlitzte Anoden zeigten kein wesentlich verschiedenes Verhalten). Die Leitungen zur Zufuhr der Anoden- und Heizspannung bilden miteinander ein ebenes Dreileitersystem, das als Schwingungskreis benützt wurde. Die Eigenwelle dieses Schwingungskreises war durch eine ausserhalb des Röhrenkolbens

angebrachte, verschiebbare Reflexionsscheibe bestimmt. Als Beispiel der Betriebsdaten einer Röhre sei folgende Tabelle angegeben:

Wellenlänge cm	Magn. Feld Gauss	Anodensp. Volt	Heizstrom Ampère	Anodenstrom Milliamp.	Anodenstrom ohne Magnetfeld Milliamp.
2,8	5460	240	2,04	4,2	5,2
1,7	8330	580	2,02	3,1	5,5
1,17	12580	990	1,84	1,5	4,9
0,96	14900	1066	1,98	1,1	5,1

Von 10 Röhren erreichten 8 eine minimale Wellenlänge von 1,5 cm; 6 von 1,2 cm; 2 von 1 cm; eine unter 1 cm.

Im Hohlraumleiter können, je nach der Erregung, die Wellentypen mehr oder weniger rein erhalten werden. Die H_{om} Wellen haben parallele elektrische Kraftlinien, dadurch eignen sie sich vorzüglich zur Messung der Dielektrizitätskonstante. Durch die Anwesenheit eines etwa verlustbehafteten Dielektrikums werden die Verhältnisse nur insofern geändert, als die Wellen gedämpft sind und keine kritische Frequenz mehr besteht; die Feldverteilung in einem Querschnitt bleibt gleich wie im leeren Hohlraumleiter.

Um die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante zu beschreiben, sei eine Benennung eingeführt: der Abstand zwischen einem Abschlusskolben und der Sendeantenne (Fig. 2a, b) l_1, l_2 sei Resonanzlänge genannt, wenn für die getroffene

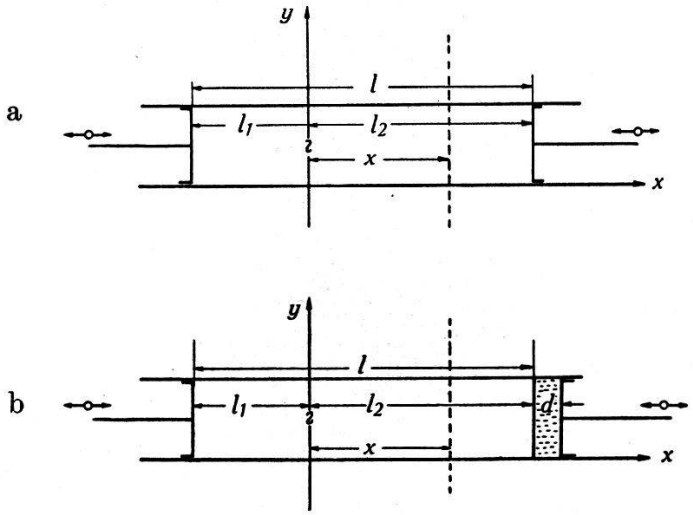

Fig. 2.

Einstellung die Anzeige des am Orte x befindlichen Detektors maximal wird. Die Resonanzlänge hängt vom Phasensprung bei der Reflexion am betrachteten Kolben ab. Wenn der Kolben rein metallisch ist, dann beträgt der Phasensprung π (Abb. 2a). Liegt auf dem Metallkolben eine Platte aus dem zu untersuchenden Dielektrikum auf (Abb. 2b), dann besteht der Phasenunterschied zwischen dem einfallenden und reflektierten Strahl bei l_2 aus drei Teilbeträgen: 1. aus dem Phasensprung an der Vorderfläche der Platte; 2. aus dem Phasensprung bei der Reflexion an der Trennfläche Platte-Metallkolben; 3. aus dem doppelten optischen Weg in der Platte selber. Falls die Summe dieser drei Teilbeträge gleich π ist, dann ist die Resonanzlänge bei der Messung mit dem rein metallischen Kolben

und bei der Messung mit dem zusammengesetzten Kolben dieselbe. Bei Gleichheit der Resonanzlängen besteht die Gleichung:

$$\eta \operatorname{sh} 2\eta = -\xi \sin 2\xi \quad (1)$$
$$\xi = \gamma d; \quad \eta = \beta d$$

d = Dicke der Platte
γ = Phasenkonstante in der Platte, 1/cm
β = Dämpfungskonstante in der Platte neper/cm.

In γ und β sind die gesuchten Materialkonstanten enthalten.

Zur Auflösung der Gleichung 1 werden durch das Experiment zwei Plattendicken bestimmt, die sie befriedigen. Auf der graphischen Darstellung der Funktion $\eta = f(\xi)$ sucht man zwei Wertepaare ξ_1, η_1, ξ_2, η_2 auf, die sich verhalten wie die Plattendicken d_1, d_2.

$$\frac{\xi_1}{\xi_2} = \frac{\gamma d_1}{\gamma d_2} = \frac{d_1}{d_2}; \quad \frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{\beta d_1}{\beta d_2} = \frac{d_1}{d_2}$$

Aus den Formeln für die Phasenkonstante und Dämpfungskonstante folgen, dass:

$$\varepsilon = \frac{1}{\omega^2 \mu_0}\left(k^2 + \frac{\xi_1 \xi_2 - \eta_1 \eta_2}{d_1 d_2}\right); \quad \sigma = \frac{\sqrt{\xi_1 \xi_2 \eta_1 \eta_2}}{2\pi \mu_0 \omega d_1 d_2}$$

ε = reelle Dielektrizitätskonstante
σ = Leitfähigkeit der Platte
} in praktischen Einheiten.
ω = Kreisfrequenz der Schwingung
k = der Eigenwert der angeregten Wellentype
$\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-8} \dfrac{\text{Voltsec}}{\text{Ampcm}}$

Über die Wechselwirkung schwerer Teilchen mit Elektronen

von J. M. Jauch (Zürich).

Im Hinblick auf die grossen Schwierigkeiten, welche einer Feldtheorie der Kernkräfte heute noch gegenüberstehen, ist es von Interesse, einer von Wentzel[1]) und gleichzeitig von Gamow und Teller[2]) vorgeschlagenen Elektronenpaartheorie der Kernkräfte wieder grössere Beachtung zu schenken. Die Wechselwirkung zwischen schweren Teilchen soll dann durch die Emission und Reabsorption von Elektron-Positron-Paaren zustande kommen.

In dieser Arbeit wurden nicht die Kernkräfte selbst, sondern nur die Wechselwirkungen eines einzelnen als ruhend gedachten schweren Teilchens mit den Elektronen untersucht. Die Hamiltonfunktion der quantisierten Theorie besteht aus einer ungestörten Hamiltonfunktion und einem Zusatzterm, welcher die Kopplung des schweren Teilchens mit dem Elektron beschreibt. Sie ist von der Form $H = \psi^* \mathcal{H} \psi$, worin ψ die Wellenfunktion des Elektrons und $\mathcal{H}$ ein gewisser Operator ist. Diese spezielle Form des Problems gestattet eine exakte Behandlung desselben, indem man die Hamiltonfunktion nach den Eigenfunktionen des Operators $\mathcal{H}$ entwickelt. Die Untersuchung reduziert sich dann darauf, diejenigen Eigenfunktionen von $\mathcal{H}$ zu bestimmen, welche ebene Wellen plus auslaufende Kugelwellen darstellen. Nun ist $\mathcal{H}$ von der Form $\mathcal{H}_0 + \delta(\varrho) P$. Die δ-Funktion

---

[1]) Wentzel, Helv. Phys. Acta **10**, 107 (1937).
[2]) Gamow und Teller, Phys. Rev. **51**, 289 (1937).

ist notwendig, damit die Wechselwirkung der Forderung des relativistischen Invariant genügt. Das Eigenwertproblem

$$\mathcal{H}\psi = E\,\psi$$

lässt sich nun exakt lösen, wenn man für die δ-Funktion eine endliche Δ-Funktion einsetzt etwa von der Art

$$\Delta(\varrho) = \begin{cases} \dfrac{3}{4\pi}\,\dfrac{1}{\varrho_0^3} & \text{für } \varrho < \varrho_0 \\ 0 & \text{für } \varrho > \varrho_0 \end{cases}$$

Die Untersuchung des Verhaltens der Eigenfunktion beim Grenzübergang $\varrho_0 \longrightarrow 0$ zeigt dann, dass es für P nur zwei Terme gibt, welche sich im Rahmen des kanonischen Formalismus aufstellen lassen, derart, dass dieser Grenzübergang existiert. Die beiden Terme sind

$$\mathrm{P} = \beta \quad \mathrm{P} = (\vec{\Sigma},\ [\vec{\alpha} \times \vec{\mathrm{p}}])$$

Dabei bedeuten $\vec{\alpha}$, β die Dirac'schen Matrixen $\vec{\Sigma}$ ist der Operator für den Kernspin und $\vec{p}$ der Impulsoperator der Elektronen, also

$$p_\nu = -i\hbar\,\frac{\partial}{\partial x^\nu}\,.$$

Diese beiden Terme dürften deshalb für eine Elektronenpaartheorie der Kernkräfte bevorzugt werden, da sie sich auch im relativistischen Grenzfall noch sinnvoll formulieren lassen. Es ist befriedigend festzustellen, dass auch spinabhängige Kräfte mit dem zweiten Term erhalten werden können. Die Eigenfunktionen sind im relativistischen Grenzfall ebene Wellen, so dass also keine Streuung erhalten werden kann. Auch Kernkräfte können erst dann erhalten werden, wenn man eine endliche Δ-Funktion einführt. Es zeigt sich auch hier, dass eine befriedigende Theorie der Kernkräfte nicht erreicht werden kann, so lange man nichts weiss über die diesem Abschneideverfahren zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien.

Über die periodischen Intensitätsschwankungen der harten Komponente der kosmischen Strahlung auf Jungfraujoch (3500 m. ü. M.)

von P. Scherrer und H. Wäffler (ETH. Zürich).

Die Existenz eines permanenten magnetischen Dipolmomentes der Sonne sollte nach Janossy[1]) tägliche Intensitätsänderungen der Höhenstrahlung von periodischem Verlauf bewirken. Nach Rechnungen von Vallarta und Godart[2]) sind ausserdem auch noch Schwankungen mit einer jährlichen und, falls der Dipol der Sonne nicht mit ihrer Rotationsachse zusammenfällt, mit einer 27-tägigen (Dauer einer Sonnenrotation) Periode zu erwarten.

Die Messungen auf Jungfraujoch wurden mit einer Ionisationskammer von 22,6 l Inhalt und 10 kg/cm² CO_2-Füllung durchgeführt. Die weichen Strahlungsanteile wurden durch einen allseitigen Panzer von 10 cm Pb weggefiltert. Die mit dem gesamten, 8000 Registrierstunden umfassenden Material durchgeführte Analyse der Intensitätsschwankungen zeigt deutlich das Auftreten der genannten drei Perioden. Der Verlauf der Schwankungen lässt sich in guter Annäherung durch einfache Sinuskurven darstellen, deren Amplituden bei der täglichen Welle 1,2‰, bei der 27-tägigen 0,4% und bei der jährlichen 1,5% der gesamten mittleren Intensität betragen.

---

[1]) L. Janossy, Zs. f. Phys. **104**, 430, 1937.

[2]) M. S. Vallarta und O. Godart, Rev. of mod. Phys. **11**, 180, 1939.

Klassische Theorie der Streuung geladener Mesonen

von M. Fierz (Basel).

Das longitudinale Feld, das geladene Mesonen beschreibt, kann durch eine komplexe Funktion z von Raum und Zeit beschrieben werden. Diese genügt der Wellengleichung

$$\Delta z - \ddot{z} = \mu^2 z - 4\pi g \tau \delta(\vec{x})$$

(Die Einheiten sind so gewählt, dass $\hbar = c = 1$ ist, p ist die Mesonmasse.)

τ ist eine komplexe Funktion der Zeit. Sie vermittelt die Wechselwirkung des am Ort $\vec{x} = o$ ruhenden schweren Teilchens mit dem Mesonfeld. Bei dieser Wechselwirkung kann jenes seine Ladung $\tau\zeta$ ändern. Es ist möglich, für τ und $\tau\zeta$ klassische Bewegungsgleichungen zu finden, indem man Energie und Ladungserhaltung für das Gesamtsystem fordert.

Mit Hilfe der Bewegungsgleichungen für τ, $\tau\zeta$ lässt sich die Streuung einer ebenen Mesonwelle am schweren Teilchen berechnen. Man findet z. B. als Wirkungsquerschnitt

$$\Phi = 4\pi g^4 \frac{k^4}{\omega^2} \frac{1}{1 + \frac{k^6}{\omega^2} g^4}$$

Dabei ist ω die Kreisfrequenz des Mesonfeldes, und $k^2 = \omega^2 - \mu^2$. Abgesehen vom Faktor

$$\frac{1}{1 + \frac{k^6}{\omega^2} g^4}$$

der die Strahlungsdämpfung berücksichtigt, ist dieser Wirkungsquerschnitt identisch mit demjenigen, der sich aus der quantenmechanischen Rechnung ergibt.

Eine ausführliche Publikation erfolgt in den H. P. A.

Die Kettenschwingungen der festen Dikarbonsäuren

von M. Wehrli (Basel).

(Erscheint demnächst in den H. P. A.)

Neuere Untersuchungen über die Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges

von H. König und H. Lüthy (Eidg. Amt für Mass und Gewicht, Bern).

Um die Bewertung farbiger Lichter auf eine einheitliche Basis zu stellen, hat die Internationale Beleuchtungskommission im Jahre 1921 die spektrale Hellempfindlichkeitsfunktion $V(\lambda)$ auf Grund der damals vorhandenen besten Messungen vorläufig festgelegt. Die durch das Aufkommen der stark gefärbten Gasentladungslampen veranlassten Neubestimmungen von $V(\lambda)$ liessen deutliche Abweichungen von $V(\lambda$, internat.) erkennen, die sich zum Teil durch die Abhängigkeit von $V(\lambda)$ von den Messbedingungen und die Unterschiede in den Messbedingungen bei den verschiedenen Autoren erklären liessen. Im Jahre 1939 beschloss die Internationale Beleuchtungskommission trotzdem, $V(\lambda$, int.) nicht zu ändern.

Da jene Neubestimmungen eine Reihe von Fragen offen gelassen hatten, wurde das bereits vor 3 Jahren im Amt für Mass und Gewicht von Jaggi untersuchte Flimmerverfahren als das bezüglich Reproduzierbarkeit geeignetste subjektive heterochrome Vergleichsverfahren erneut einer Prüfung unterzogen.

Verbesserung des Flimmerabgleichs: Übergiesst man sowohl das 1—2° grosse Flimmerfeld, auf dem in raschem Wechsel die beiden zu vergleichenden Leuchtdichten erscheinen, als auch das umliegende grössere Umfeld mit konstantem Licht, so dass das Flimmerfeld wie eine fahle Scheibe durch einen Nebelschleier leuchtet, so wird der Abgleich angenehmer, sicherer und die Ergebnisse von geringerer Streuung.

Abhängigkeit von $V(\lambda)$ von der Leuchtdichte: Dieselbe erreicht namentlich im Rot für Leuchtdichten von 50 bis 500 asb für farbnormale Beobachter Beträge bis 30%. Durch Übergiessen mit konstantem Licht wird dieser sehr störende Effekt durchschnittlich um ⅓ gemildert. Ein Deuteranomaler, ein Protanomaler und ein Protanoper zeigen diese starke Leuchtdichteabhängigkeit nicht.

Abhängigkeit vom Vergleichslicht: Das Verhältnis der Helligkeit zweier Spektrallichter kann bis zu 10% variieren, je nachdem extrem rotes oder extrem blaues Vergleichslicht verwendet wird.

Beitrag zur Frage des Mittelwertes: Die bekannten Abweichungen von 20% im Blau bestätigen sich; im Gelb und Orange überschreiten die Abweichungen von $V(\lambda$, int.) 5%, im Rot 10% nicht.

Einfluss der Methode: Je nachdem spektralreine Lichter oder gemischte Lichter zur Bestimmung von $V(\lambda)$ herangezogen werden, kann $V(\lambda)$ um 5% differieren.

Einfluss der Vorgeschichte: Durch unnatürliche Vorbelastung des Auges können gewisse Effekte direkt ins Gegenteil verwandelt werden.

Allgemeine Schlussfolgerung für die Praxis: Man beschränke die Anforderungen an das Auge hinsichtlich Farbunterschiede und Unterschiede in den Energieverteilungen auf ein Minimum und führe die zur Eichung des Auges notwendigen Hilfsmessungen möglichst bei gleicher Leuchtdichte wie bei den Hauptmessungen durch.

Nachweis und Messung geringer O_2-Konzentrationen (bis $1:10^{10}$) vermittels Leuchtbakterien

von Klaus Peter Meyer, Zürich Univ.)

(Erscheint demnächst ausführlich in den H. P. A.)

Der Curiepunkt von schwerem Kaliumphosphat

von W. Bantle und P. Scherrer (E.T.H. Zürich).

Um festzustellen, ob der im Seignettesalz vorhandene Wasserstoff bei der Bildung der Dipole wesentlich beteiligt ist, wurde von Hablützel[1]) und Holden und Mason[2]) der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt. Dabei zeigte sich ein grosser Effekt: Der untere Curiepunkt wurde nämlich beim $KNaC_4H_2D_2O_6 \cdot 4D_2O$ bei $-22°$, der obere bei $+35°$ C gefunden. Da dieser grosse Isotopeneffekt am kompliziert gebauten Gitter des Seignettesalzes schwer zu diskutieren ist, versuchten wir die aus Analogie zu erwartende Verschiebung des Curiepunktes von KH_2PO_4[3]) beim Übergang zu KD_2PO_4 zu messen.

Die Herstellung von KD_2PO_4-Kristallen stiess anfänglich auf Schwierigkeiten. Wie schon Robertson und Ubbelohde[4]) feststellen, fällt aus schwerem

[1]) Hablützel, Helv. Phys. Acta **12**, 489, 1939.
[2]) Holden und Mason, Phys. Rev. **57**, 54, 1940.
[3]) Busch, Helv. Phys. Acta **11**, 269, 1938.
[4]) Robertson und Ubbelohde, Proc. Roy. Soc. **170**, 220, 1939.

Wasser, welches mit KD_2PO_4 übersättigt ist, ein Salz aus, welches monoklin kristallisiert ist und nicht tetragonal wie KH_2PO_4. Nach einigen Tagen wandelt sich allerdings die monokline in die tetragonale Kristallform um, wie wir an Röntgenaufnahmen des Pulvers feststellten[1]). Der Kristall zerfällt dabei aber in mikroskopische Splitter. Durch sehr sorgfältiges Absenken der Temperatur bei der Züchtung des Kristalls aus der Lösung gelang es uns schliesslich trotzdem, an einem winzigen Keim aus KH_2PO_4 einen vollkommen klaren tetragonalen KD_2PO_4-Kristall von 5,7 g Gewicht auszukristallisieren.

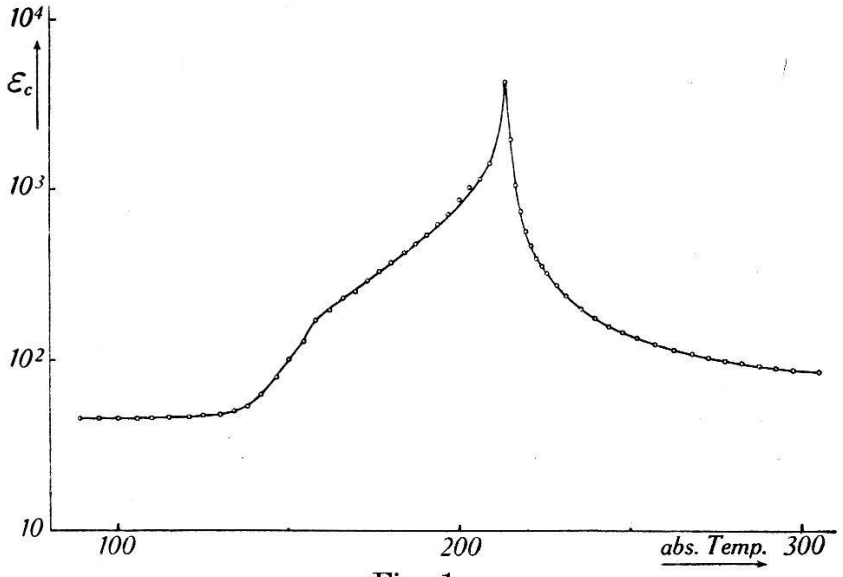

Fig. 1.

In Fig. 1 ist die an diesem Kristall in Richtung der *c*-Achse gemessene Dielektrizitätskonstante aufgetragen. Die Messung erfolgte in einer Brückenanordnung mit einer Frequenz von 1000 Hertz. Die Feldstärke am Kristall betrug 40 Volt/cm. Der Verlauf der Dielektrizitätskonstante ist ähnlich demjenigen, den man bei KH_2PO_4 für kleine Feldstärken findet[2]). Der obere Curiepunkt liegt jedoch hier bei 213° K, also um 90° gegen höhere Temperaturen verschoben. Dies bedeutet einen Isotopeneffekt von bisher unbekannter Grösse. Ein unterer Curiepunkt lässt sich aus dieser Messung kaum definieren. Es ist aber auch bei KH_2PO_4 noch immer zweifelhaft, ob ein echter unterer Curiepunkt existiert, oder ob nur bei tiefer Temperatur ein Abfall der Dielektrizitätskonstanten durch Einfrieren der Dipole stattfindet, während die spontane Polarisation in den einzelnen Bezirken bestehen bleibt. Aus thermodynamischen Gründen müsste nämlich auch am untern Curiepunkt eine Anomalie der spezifischen Wärme auftreten, die aber bisher nicht gefunden werden konnte[3]). Bei gewöhnlichem Kaliumphosphat fällt die Dielektrizitätskonstante erst bei Temperaturen des festen Stickstoffs auf normale Werte herunter. Da nun bei KD_2PO_4 das ganze anomale Gebiet mit flüssiger Luft erreicht werden kann, wird die Messung der spezifischen Wärme wesentlich erleichtert. Diese Messungen sind in Vorbereitung und werden über die Existenz des zweiten Curiepunktes und über die Vorgänge, die zum Abfall der hohen Werte der Dielektrizitätskonstanten verantwortlich sind, Aufschluss geben.

---

[1]) Diese Aufnahmen wurden von M. DE QUERVAIN ausgeführt.

[2]) MATTHIAS, Diplomarbeit E. T. H., Zürich 1940.

[3]) MENDELSSOHN und MENDELSSOHN, Nature **144**, 595, 1939.

*