Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): **[s.n.]**

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **12 (1939)**

Heft IV

PDF erstellt am: **25.04.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Copyright 1939 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 Brugg, am 6. Mai 1939.

Präsident: Prof. Dr. M. Wehrli (Basel).
Vizepräsident: Prof. Dr. J. Weiglé (Genf).
Sekretär: Priv.-Doz. Dr. E. Miescher (Basel).

Geschäftlicher Teil.

M. Perrier signale au nom du Comité suisse de physique que le Nederlandsche Natuurkundige Raad (Comité national néerlandais de l'Union internationale de physique) a procédé à une étude approfondie sur les unités et symboles pour les grandeurs physiques, ce en vue de contribuer à l'uniformisation internationale. Il a donc tenu compte des normes officielles des différents Etats et des projets y relatifs.

L'organe néerlandais communique maintenant les résultats de cette étude aux institutions et personnes intéressées, dont avant tout la Fédération internationale des organismes nationaux de normalisation (I.S.A.) et spécialement à sa commission 9d.

Il nous en donne communication également et prie de lui faire part des remarques et suggestions qui paraîtraient opportunes. L'ensemble touche à plus de 200 grandeurs ainsi qu'à un certain nombre de règles typographiques. Le professeur Perrier en a donné connaissance aux groupements suisses qui peuvent entrer en considération; il renseignera également les membres individuels de la Société qui lui en feraient la demande. — La I.S.A. tiendra session à Helsingfors dès fin juin a. c. déjà.

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

HH. Attinger Claude (Neuchâtel); Bantle W. (Zürich); Fischer Fritz, Prof. Dr. (Zürich); Ganz E., Dr. (Zürich); Hulubei Horia, Prof. (Iasi, Rumänien); Jaggi Martin, Dr. (Bern); Meili E. (Grenchen); Nowacki W., Dr. (Bern); Patry J. (Genève); Sibold Arnold, Dr. (Basel); Waser Jürg (Zürich).

Aus der S. P. G. ist ausgetreten:
Herr Turrettini F. (Genève).

*

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

HH. Amweg André (Luzern); Bernoulli A. L., Prof. Dr. (Basel); Borrini F., Prof. (Lugano); Huber P. B. (Altdorf); Jacottet Ch., Dr. (Lutry).

Nachstehende Mitglieder wurden gestrichen:

Baumann K., Dr. (Buenos Aires); Cérésole P., Dr. (parti); Ratnowski S., Prof. (Winterthur).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 212 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet gemeinsam mit der S. N. G. am 23.—25. September 1939 in Locarno statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Dielektrisches Verhalten von schwerem Seignettesalz

von J. Hablützel (Zürich E. T. H.)

Erscheint demnächst ausführlich in den H. P. A.

Piezoelektrizität von KH_2PO_4

von Werner Lüdy (E. T. H. Zürich).

Da KH_2PO_4, ebenso wie Seignettesalz, in einem bestimmten Temperaturbereich eine abnorm grosse D-K aufweist und bekanntlich bei Seignettesalz die abnormale D-K gekoppelt ist mit einem sehr grossen Piezomodul in demselben Temperaturbereich, lag es durchaus im Bereich der Möglichkeit bei KH_2PO_4 einen ebenso grossen Piezoeffekt zu finden wie bei Seignettesalz.

Die von Null verschiedenen Piezomoduln des KH_2PO_4 sind $d_{14} = d_{25}$ und d_{36}, d. h. Kaliumphosphat ist nur durch Schubkräfte piezoelektrisch erregbar, wie dies übrigens auch bei Seignettesalz der Fall ist.

Der notwendige Druck wurde mit einem glockenförmigen Elektromagneten erzeugt und mittelst eines Bolzens aus Neusilber — unter Dazwischenschaltung einer Kugel zur Vermeidung ungleichmässiger Belastung — auf den Kristall übertragen, welcher in einem Kupfertopf gelagert war. Mittelst flüssiger Luft wurde der Kupfertopf abgekühlt und der durch eine um den Topf gelegte Spirale strömende Wasserstoff sorgte für eine rasche Temperaturangleichung zwischen Kristall und Kupfertopf. Im Verlauf von ca. 3 Stunden erwärmte sich der Kristall stetig wieder auf -30^0 C; während dieser Zeit wurden die Messungen gemacht.

Die kurze Zeitdauer einer einzelnen Messung erlaubte bei laufender Temperatur zu messen. Die Aufladung des Kristalls wurde mit einem Fadenelektrometer nach der Methode der Ladungsteilung gemessen.

Die Apparatur wurde an Quarz geprüft, wobei sich ein d_{11} von $6{,}54 \cdot 10^{-8}$ est. E./Dyn. ergab.

Die Messung des Moduls d_{36} wurde an einem Kristall vorgenommen, dessen senkrecht zur c-Axe gelegte Elektrodenfläche einen Querschnitt von 0,765 cm² und dessen parallel zur c-Axe gelegte Druckfläche einen Querschnitt von 0,540 cm² aufwiesen.

Von Zimmertemperatur bis 123° abs. steigt der Piezomodul von $50 \cdot 10^{-8}$ bis $32500 \cdot 10^{-8}$ est. E./Dyn., wobei der Hauptanstieg zwischen 143 und 123° abs. erfolgt, steigt er doch in diesem Gebiet um das 32-fache! Von 123° bis zur Temperatur der flüssigen Luft fällt er wieder auf ca. $10000 \cdot 10^{-8}$ est. E./Dyn.

Der Abstieg vom oberen Curiepunkt (123°) erfolgt bedeutend langsamer als der Anstieg und das beinahe horizontal verlaufende Kurvenende lässt vermuten, dass wir bei noch tieferen Temperaturen einen neuen Anstieg zu erwarten haben und zwar gegen den unteren Curiepunkt.

Eine Messung des Moduls d_{14} ist in Vorbereitung, ebenso die Messung von KH_2AsO_4.

Die Anomalie der spezifischen Wärme von KH_2PO_4 am oberen Curiepunkt

von W. Bantle (E.T.H. Zürich).

Die seignetteelektrischen Eigenschaften von Seignettesalz, KH_2PO_4 und KH_2AsO_4 verhalten sich gegenüber dem elektrischen Feld analog wie die ferromagnetischen Substanzen gegenüber dem magnetischen Feld. Sie zeigen eine sehr grosse temperaturabhängige spontane Polarisation, welche am oberen Curiepunkt verschwindet. Mit dem Verschwinden der Polarisation am Curiepunkt ist eine Anomalie der spezifischen Wärme C verknüpft, analog dem magnetokalorischen Effekt bei Ferromagnetika.

Diese Anomalie der spezifischen Wärme wurde bei Seignettesalz von Kobeko und Nelidow[1]) und von Rusterholz[2]) gemessen, konnte aber von Wilson[3]) und Hicks und Hooley[4]) nicht gefun-

[1]) Kobeko und Nelidow, Phys. Ztsch. d. Sowjetunion **I**, 382, 1932.
[2]) Rusterholz, Helv. Phys. Acta **VIII**, 39, 1934.
[3]) Wilson, Phys. Rev. **54**, 1103, 1938.
[4]) Hicks und Hooley, J. Am. Chem. Soc. **60**, 2994, 1938.

den werden. Tatsächlich ist der Verlauf der spontanen Polarisation in Funktion der Temperatur so, dass die Anomalie sich über ein grosses Temperaturgebiet erstrecken und sehr kleine Werte aufweisen muss. Interessant ist die Tatsache, dass bei den Messungen von RUSTERHOLZ die gesamte anomale Wärmezufuhr $\int \Delta C \, dT$ den richtigen, aus elektrischen Messungen heute rechenbaren Wert ergibt, während der Sprung der spezifischen Wärme am Curiepunkt sich als grösser erwies, als aus theoretischen Überlegungen erwartet wurde. (Zur Zeit als RUSTERHOLZ seine Messungen ausführte, fehlten genaue Werte der Polarisation in Funktion der Temperatur HABLÜTZEL[1]).)

Bei KH_2PO_4 sollte der elektrokalorische Effekt wegen der grösseren Polarisation und des steileren Abfalls am Curiepunkt viel ausgeprägter sein als bei Seignettesalz. Unsere Messungen bestätigen die theoretischen Voraussagen völlig.

Die spezifische Wärme wurde im Strahlungs-Vakuum-Kalorimeter gemessen, in welchem der Substanz durch Strahlung pro sec. immer gleichviel Wärme zugeführt und die Temperaturerhöhung gemessen wurde.

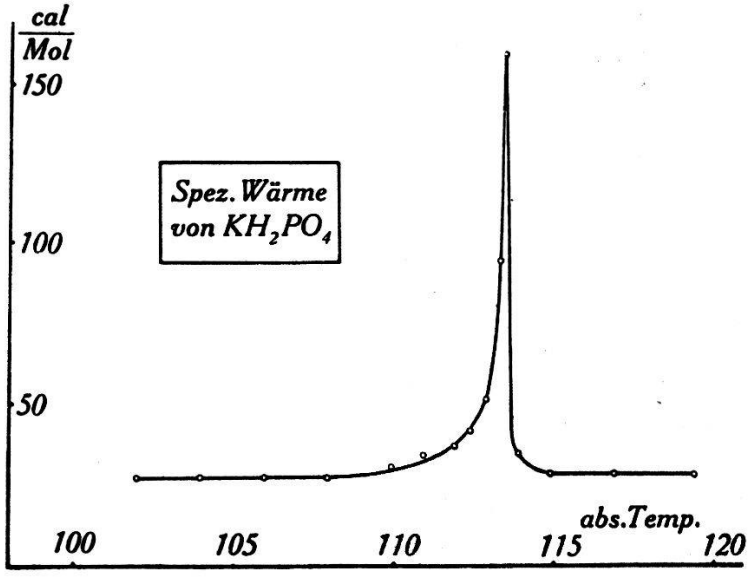


Fig. 1.

Die gefundene Kurve der spezifischen Wärme ist in Fig. 1 dargestellt. Man erkennt, dass die Anomalie ausserordentlich ausgeprägt ist. Während die normale spezifische Wärme ca. 28 cal/Mol Grad beträgt, erreicht sie beim Curiepunkt einen Wert von 160 cal/Mol Grad. Das Integral über die anomale spezifische Wärme $A = \int \Delta C \, dT$ bedeutet die Arbeit, die beim Verschwinden des inneren Feldes gebraucht wird. Sie ergibt sich

[1]) HABLÜTZEL, Helv. Phys. Acta (demnächst).

experimentell zu 60 cal/Mol. Nach der Theorie ist diese Arbeit gleichzusetzen mit

$$A = \tfrac{1}{2}\, v\, P_{\max}^2$$

v = Lorentzfaktor $\quad P_{\max}$ = max. Polarisation.

$P_{\max}$ ist von BUSCH[1]) zu $4{,}3 \cdot 10^{-6}$ Coulb/cm^2 gemessen, sodass sich damit der Lorentzfaktor berechnet zu $v = 0{,}5$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert 0,4, den BUSCH aus dielektrischen Messungen erhalten hat.

Aus dem Temperaturverlauf der spontanen Polarisation kann bei bekanntem v der Verlauf der Wärmeanomalie ΔC abgeleitet werden. Die gemessene und die berechnete ΔC-Kurve stimmen einigermassen befriedigend überein, wenn man bedenkt, dass wegen des sehr steilen Abfalls der $P_s(T)$-Kurve am Curiepunkt die Neigung nicht mit grosser Genauigkeit festgestellt werden kann. Weitere Messungen am unteren Curiepunkt und an KH_2AsO_4 sind im Gange.

Umwandlungen von Stickstoff mit schnellen Neutronen

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

Wird Stickstoff mit schnellen Neutronen bombardiert, so entstehen folgende 2 Kernumwandlungen:

$$\text{I)} \quad N^{14} + n^1 \longrightarrow B^{11} + He^4$$
$$\text{II)} \quad N^{14} + n^1 \longrightarrow C^{14} + H^1.$$

In der vorliegenden Arbeit wurden die Wirkungsquerschnitte der beiden Prozesse für 2,8 MeV Neutronen, sowie die Wärmetönung des I. Prozesses bestimmt.

Die Stickstoffumwandlungen erfolgten durch Neutronen des D(D,n)He-Prozesses, und wurden mit Hilfe einer Ionisationskammer und eines linearen Verstärkers nachgewiesen.

In der Figur sind 2 Statistiken des N(n,α)B-Prozesses dargestellt. Die Kurve *a* entspricht einem Beobachtungswinkel von 0^0 (Neutronenenergie 2,8 MeV), die Kurve *b* einem Beobachtungswinkel von 90^0 (Neutronenenergie 2,36 MeV). Unter dem Beobachtungswinkel verstehen wir den Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Deuteronenstrahls und der Beobachtungsrichtung der emittierten Neutronen. Da die Energie der Neutronen und die Intensität der Neutronenquelle aus früheren Messungen bekannt sind, können aus diesen Messungen Wirkungsquerschnitt und

---

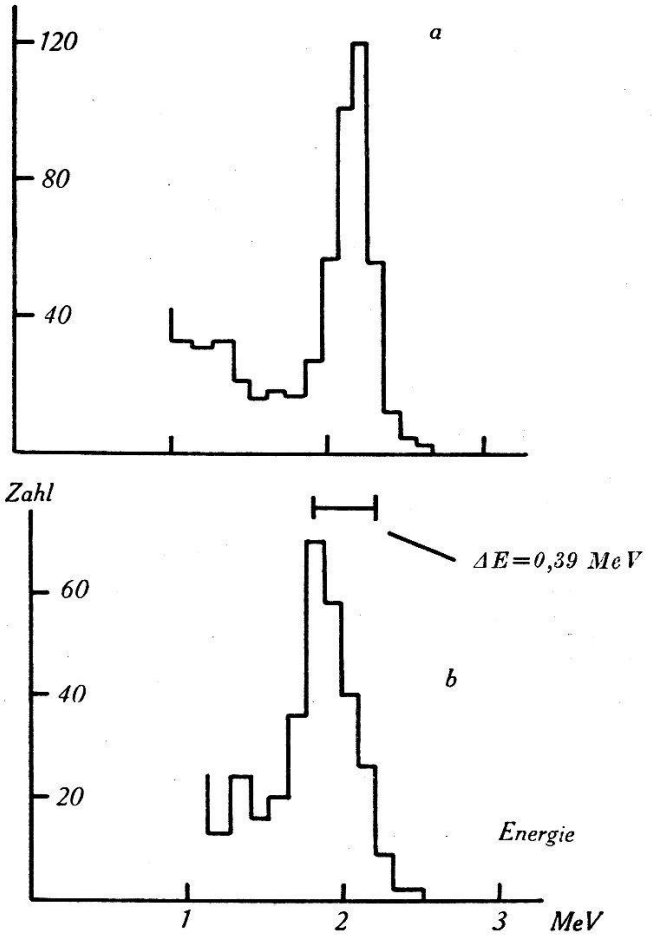
[1]) BUSCH, Helv. Phys. Acta **XI**, 269, 1938.

Wärmetönung der N(n, α)B-Reaktion bestimmt werden. Aus ca. 1000 registrierten N(n, α)B-Prozessen ergeben sich folgende Werte:

Wirkungsquerschnitt	$\sigma = 1{,}63 \cdot 10^{-25}\ \mathrm{cm}^2$
Wärmetönung	$Q = -0{,}43\ \mathrm{MeV}$

Entsprechende Messungen wurden zur Untersuchung des N(n, p) C Prozesses durchgeführt und ergaben einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma = 0{,}4 \cdot 10^{-25}\ \mathrm{cm}^2.$$



Zahl der Ausschläge des Oszillographen als Funktion ihrer Energie.

Die Differenz der Neutronenenergien zwischen den Beobachtungswinkeln 0^0 und 90^0 kann aus Energie- und Impulssatz ermittelt werden. Bei einer Beschleunigungsspannung von 140 KV berechnet sich der Energieunterschied zu 0,44 MeV. Der gemessene Unterschied ΔE von 0,39 MeV (siehe Figur) stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der Rechnung überein.

Eine ausführliche Beschreibung der Messungen erfolgt demnächst in den H.P.A.

Stabilität der Isobaren Cd – In, In – Sn, Sb – Te, Re – Os

von P. SCHERRER und E. ZINGG (E. T. H. Zürich).

MATTAUCH[1]) hat auf Grund empirischer Daten die folgende interessante Isobarenregel ausgesprochen: „Von zwei benachbarten isobaren Elementen ist stets eines instabil." Zum Beispiel ist von den benachbarten Isobaren $K_{19}^{40} - Ca_{2}^{40}$ und $Rb_{37}^{87} - Sr_{38}^{87}$ jeweils das eine β-aktiv. Nach BAINBRIDGE und NIER[2]) sind aber mit Sicherheit die vier benachbarten Isobarenpaare

$$Cd_{48}^{113} - In_{49}^{113},\quad In_{49}^{115} - Sn_{50}^{115},\quad Sb_{51}^{123} - Te_{52}^{123},\quad Re_{75}^{187} - Os_{76}^{187}$$

massenspektrographisch festgestellt worden. Bei diesen Elementen konnte bisher weder eine Positronen- noch eine Elektronenaktivität beobachtet werden. Als dritte Zerfallsmöglichkeit eines Partners jeden Paares kommt noch der inverse β-Prozess (Einfangung eines Hüllenelektrons durch den Kern) in Frage. Es wurde mit Zählrohren in längeren Messreihen vergeblich nach den bei diesem Prozess auftretenden Röntgenstrahlen (meist nur nach der K- und L-Strahlung) gesucht, so dass die Verletzung der oben genannten Regel auch in dieser Hinsicht sichergestellt zu sein scheint[3]). Wegen den unvermeidlichen Schwankungen des Nulleffekts der Zählrohre kann die Stabilität natürlich nicht absolut, sondern nur bis zu einer Halbwertszeit $T > 10^{12}$ Jahre, garantiert werden.

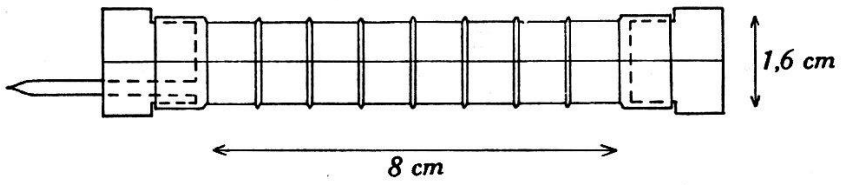


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt eines der verwendeten Zählrohre. Die Wandstärke beträgt 0,05 mm. Damit diese dünne Wand dem äussern Luftdruck standhält, ist sie durch Rippen gestützt. Die Kathode besteht aus Kupfer, weil Kupfer-Zählrohre infolge ihrer Absorptionseigenschaften für K-Strahlen der Elemente in der Gegend $Z = 50$ grösste Empfindlichkeit besitzen.

Die Theorie ist heute noch weit davon entfernt, so genaue Aussagen über die Kernenergien zu liefern, dass über die Stabilität benachbarter Isobaren eine Aussage gemacht werden könnte. Trotz-

[1]) MATTAUCH, Naturwiss. **25**, 738, 1937.

[2]) BAINBRIDGE und JORDAN, Phys. Rev. **50**, 282, 1936; NIER, Phys. Rev. **52**, 885, 1937.

[3]) Bei Os_{76} wurde eine kleine Aktivität festgestellt, welche aber nicht den Absorptionskoeffizienten der K- oder L-Röntgenstrahlung von Re_{75} zeigte und wahrscheinlich auf eine Verunreinigung zurückzuführen ist.

dem kann vielleicht durch folgende Überlegung gezeigt werden, dass gerade für die Isobarenpaare in der Gegend von $Z = 50$ und $Z = 75$ eine ausnahmsweise hohe Wahrscheinlichkeit für Stabilität besteht. Diese Überlegung beruht auf der Form der empirischen Packungsanteilkurve, wie sie z. B. von DEMPSTER[1]) angegeben worden ist. Die Stabilität von benachbarten Isobaren gegenüber β-Zerfall und Elektroneneinfangung ist gewährleistet, wenn eine bestimmte Bedingung für die Energien dieser Elemente erfüllt ist. Wenn A die Massenzahl, f_{Z+1} und f_Z die Packungsanteile

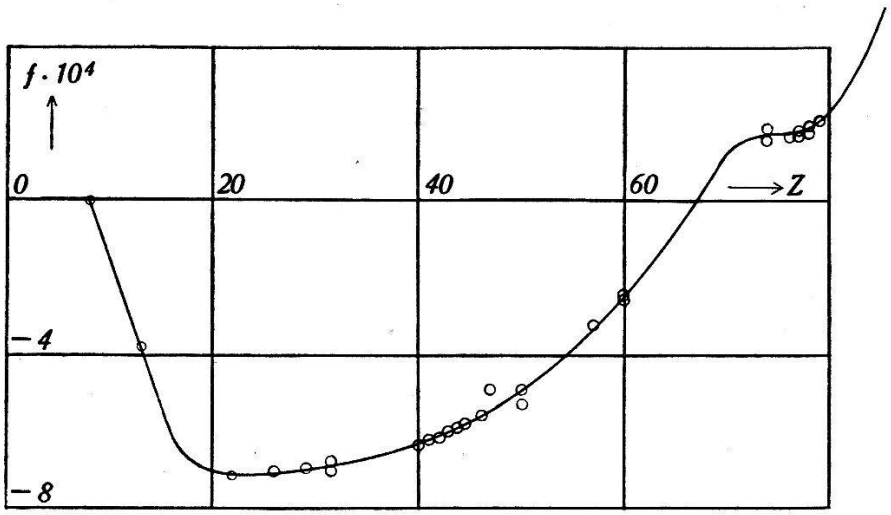


Fig. 2.

der beiden Atome und q die Energie des bei der Einfangung emittierten Röntgenquants darstellen, so lautet die Bedingung für Stabilität in ihrer schärfsten Form:

$$0 < A\,(f_{Z+1} - f_Z) < q\,.$$

Wir haben nun zu untersuchen, an welcher Stelle des periodischen Systems diese Bedingung am ehesten, d. h. mit grösster Wahrscheinlichkeit erfüllt ist. Wir benützen dazu die von DEMPSTER angegebenen Packungsanteile. Diese f_Z-Werte schliessen sich eng an die in Fig. 2 dargestellte Kurve an. Bilden wir aus der f_Z-Kurve die Grösse $A_{Z+1} f_{Z+1} - A_Z f_Z$[2]), so entsteht der in Fig. 3 dargestellte Kurvenverlauf. Stabilität benachbarter Isobaren ist nun für diejenigen Werte von Z vorhanden, bei welchen die Kurve nach obiger Ungleichung zwischen der Abszissenaxe und der ihr benachbarten Linie a—b verläuft. Diese Linie a—b stellt die Werte q,

[1]) DEMPSTER, Phys. Rev. **53**, 869, 1938.

[2]) Die Benützung von $\frac{d\,A\,f_Z}{d\,Z}$ an Stelle von $\frac{\partial\,A\,f}{\partial\,Z}$ ist deshalb mit grosser Annäherung gestattet, weil die Experimente zeigen, dass $\frac{\partial f}{\partial A} \backsimeq -\frac{f}{A}$ ist.

d. h. die Energie der Röntgen-K-Quanten für die verschiedenen Elemente dar. Wir sehen, dass Stabilität bei $Z \sim 47$ und $Z \sim 75$ vorhanden ist, während die tatsächlich gefundenen Isobarenpaare bei $Z = 50$ und $Z = 75$ liegen.

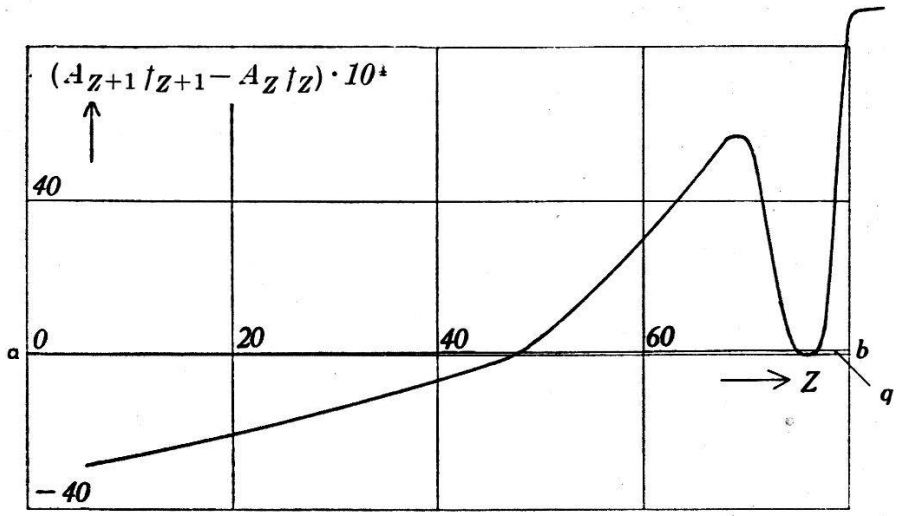


Fig. 3.

Die Dempster'sche Kurve gibt selbstverständlich nur den mittleren Verlauf der Funktion der Packungsanteile. Die genauen f-Werte für die einzelnen Isobaren liegen sehr nahe um die Kurve herum verteilt, so dass unsere Überlegung nur als rohe Wahrscheinlichkeitsbetrachtung aufzufassen ist. Man kann aber schliessen: Die vier Isobarenpaare treten gerade dort auf, wo die Wahrscheinlichkeit für die Stabilität von solchen am grössten ist.

Der Van de Graaff-Generator des Physikalischen Institutes der E. T. H.

von P. Preiswerk, P. Scherrer und H. Wäffler (Zürich E.T.H.).

Erscheint demnächst in den H.P.A.

Ein neuer Gleichspannungs-Generator für 3 Millionen Volt

von A. Imhof, Micafil A.-G., Zürich.

Der im folgenden kurz beschriebene Gleichspannungs-Generator nach Angaben des Verfassers ist für Atomforschungszwecke bestimmt und wurde deshalb nicht lediglich als Spannungserzeuger, sondern als ein Apparat gebaut, der Erzeuger und Kanalstrahlrohr zusammen umfasst. Während die meisten bekannten Systeme die hohe Spannung elektrostatisch erzeugen, geschieht dies hier elektrodynamisch. Das Prinzip ist kurz folgendes:

Es gibt eine sehr bekannte, nach Prof. GREINACHER benannte Spannungsverdopplungsschaltung, bestehend aus 2 in Reihe geschalteten Kondensatoren, welche durch einen Transformator über 2 Ventile abwechselnd auf die Scheitelspannung des Transformators geladen werden. Das eine Ventil sperrt während der einen Halbwelle, das andere während der andern Halbwelle. Wenn die Kondensatoren ihre Ladung während der Halbperiode unverändert behalten, misst man am Kondensatorenpaar die doppelte Scheitelspannung.

Diese Schaltung wurde nun in neuartiger Weise angewandt, um 20 in Reihe geschaltete Kondensatoren aufzuladen. Das eine Ende der Kondensatorensäule ist geerdet. Je ein geradzahliger Kondensator bildet mit dem nächsten ungeradzahligen zusammen eine Gruppe für die oben beschriebene Greinacherschaltung. Die n Kondensatoren-Gruppen werden durch n Transformatoren über 2 n Ventile geladen. Jeder Transformator wird mit Wechselstrom von niedriger Spannung (400 Volt) gespeist durch einen zugehörigen Synchrongenerator. Der Transformator-Mittelpunkt und der eine Generatorpol befinden sich jeweils auf demselben Potential. Die Wechselstrom-Generatoren werden durch je einen zugehörigen kleinen Gleichstrom-Generator erregt. Der Antrieb der koachsialen Generatoren erfolgt über Isolierwellen durch einen gemeinsamen Motor (Leistung im vorliegenden Falle 20 PS).

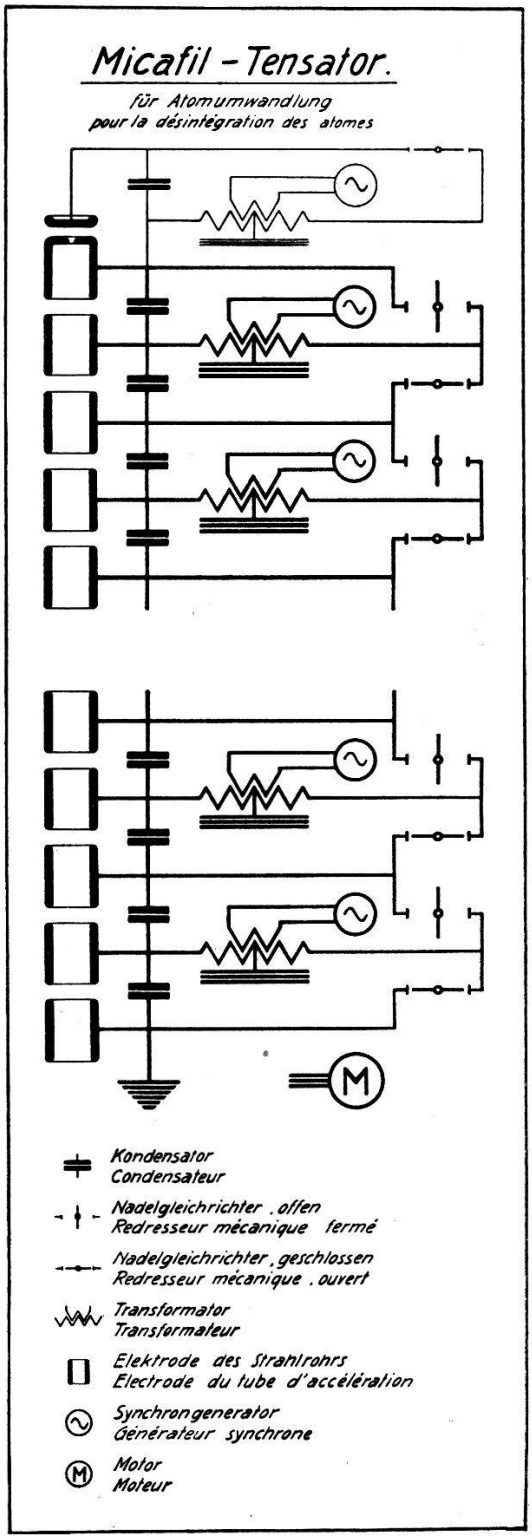


Fig. 1. Schaltschema zum Gleichspannungs-Generator.

Als Ventile dienen mechanische Synchrongleichrichter auf

einer langen Isolierwelle in Pressgas von 3 atü Druck. Letzteres bewirkt eine mehrmals grössere Sperrspannung als bei Atmosphärendruck, resp. die Abmessungen werden sehr klein für die gegebenen Sperrspannungen. Die Kondensatoren bestehen aus flachen Wickelelementen mit ölimprägniertem Papier als Dielektrikum. Sie sind zu einer Säule in zylindrischen Hartpapiergefässen angeordnet. Die Transformatoren sind in Ringform gebaut; um jeden Generator ist koachsial ein solcher Transformator angeordnet. Die Synchrongeneratoren laufen, wie die Gleichrichter, in Pressgas, damit kleine achsiale Abstände möglich sind.

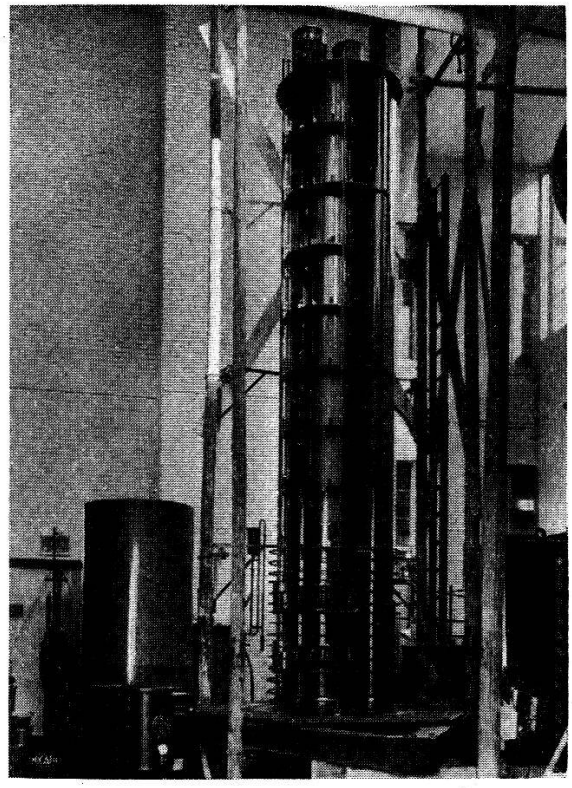


Fig. 2.

Der Generator während der Montage.

Das Kanalstrahlrohr ist in einem vertikalen Hartpapierrohr untergebracht, das mit Öl gefüllt ist. Je in einem solchen umhüllenden Rohr befinden sich alle Gleichrichter, alle Generatoren, alle Erregerdynamos. Die Regulierung der Spannung erfolgt durch von unten her betätigte Drehwiderstände in den einzelnen Erregerstromkreisen.

Der Grundriss des Apparates ist kreisförmig. Alle Teile werden umhüllt durch einen grossen Isolierzylinder, der als Behälter für eine Mineralöl-Füllung dient. Den Kopf bildet eine Kugel von 1,5 m Durchmesser. Diese enthält den Kopf des Kanalstrahlrohres und die Hochspannungsanlage zur Ionisierung des Gases, das dem Rohr zugeführt wird.

Ein eiserner, ölgefüllter Kessel in Form einer Birne umhüllt das Ganze.

Der Drehstrommotor, welcher den Wechselstromgeneratoren die Energie zuführt, treibt auch die Gleichrichterwellen. Die Erreger-Dynamos werden durch einen besonderen, kleineren Motor getrieben. Diese Motoren, ein Ventilator zur Umwälzung des Pressgases, ein Kühler für dieses, das Austrittsende des Stahlrohres und die Vakuumpumpen-Anlage befinden sich auf der Unterseite des Apparates in einem eisernen Gestell, das alles trägt.

Alle beweglichen Teilapparate lassen sich nach unten ausbauen.

Die Spannung ist stetig, und zwar durch Fernschaltung, regelbar. Für sich allein regelbar ist die Spannung der obersten Transformatorenstufe, ferner diejenige der Strahlerregung. Die Polarität gegen Erde ist positiv oder negativ einstellbar, damit Ionen- oder Elektronenstrahlen erzeugt werden können.

Gegen stromstarke Entladungen ist das Kanalstrahlrohr gut geschützt, indem die Verbindungsleitungen zu den einzelnen Elektroden sehr hochohmige Widerstände enthalten.

Es liegt in der Natur des angewandten Prinzipes, dass durch Wahl stärkerer Generatoren entsprechend höhere Stromstärken erzeugbar sind.

Über ein Kanalstrahlrohr für 3.10^6 Volt

von H. Wäffler (E.T.H. Zürich).

Bei dem zum Einbau in den Hochspannungsgenerator der Micafil A.-G. bestimmten Kanalstrahlrohr wird als Ionenquelle eine Gasentladung, ähnlich der von Baldinger, Huber und Staub[1]) beschriebenen, benützt. Die Nachbeschleunigung erfolgt in 20 Stufen, deren jede an einer Spannung von 150 KV liegt. Fig. 1 zeigt zwei solcher Stufen im Schnitt.

Jede Stufe besteht aus einem Porzellanisolator von 30 cm Länge und 35 cm grössten Durchmesser, an dessen Enden Aussparungen eingeschliffen sind, welche die Halter für die Beschleunigungselektroden aufnehmen. Die Elektroden werden in den Haltern mittelst Schrauben genau justiert. Die Isolatoren werden durch verschraubte Flansche zusammengehalten und durch nahtlose Ringe aus Bunagummi gedichtet. Die spezifische Pressung

[1]) H. P. A. **XI**, 1938, p. 245.

der Ringe beträgt etwa 4 kg/cm². Die Anordnung der Flansche, Dichtungen und Elektrodenhalter geht aus Fig. 2 hervor.

Das Kanalstrahlrohr arbeitet im Generator unter Öl. Um zu verhindern, dass die eigentliche Hochvakuumdichtung mit dem Öl in Berührung kommt, wurde im Flansch noch eine weitere Dichtung, ebenfalls aus Buna vorgesehen. Sowohl die Halter als

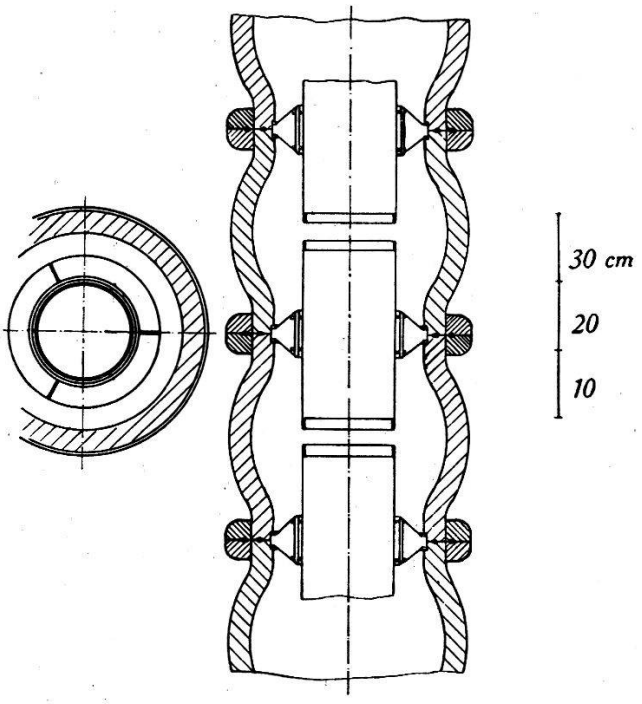


Fig. 1.

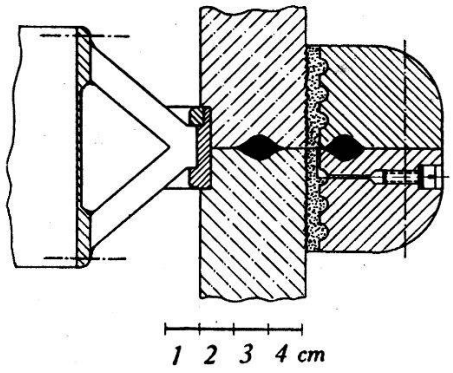


Fig. 2.

auch die Beschleunigungselektroden bestehen aus Stahl. Zur Evakuierung des Rohres dient ein Aggregat von Öldiffusionspumpen, mit einer Saugleistung von 300 l/sec bei 10^{-4} Tor. Der Saugleistungsabfall längs des 6 Meter langen Rohres beträgt 40% der Ansaugleistung.

Traînage plastique et aimantation variable; viscosité magnétique,

par J. GILBERT (Lausanne).

1. Des expériences sont effectuées dans le but de rechercher s'il existe des connexions entre le glissement plastique et l'aimantation variable, en d'autres termes si un champ magnétique extérieur peut exercer une influence sur le traînage mécanique. A cet effet on soumet des lames minces de fer recuit à 1000° (Armco et électrolytique) à des efforts fléchissants relativement très grands, soit en présence d'un champ magnétique alternatif élevé (env. 50 fois le champ coercitif. Fréquence 50 sec^{-1}), soit en l'absence de celui-ci, toutes choses restant égales d'ailleurs. On mesure la déformation au cours du temps, à charge constante. On fait en sorte que, pendant tout le temps que dure l'observation du traînage, le régime thermique et magnétique reste stationnaire. Après chaque traînage, la charge est supprimée, et on prend note de la déformation rémanente: celle-ci est approximativement égale à l'amplitude du traînage. La méthode expérimentale consiste à choisir *deux* éprouvettes aussi identiques que possible, et à les soumettre à des charges égales de plus en plus grandes, tout en croisant les conditions d'expérience (*avec* champ et *sans* champ).

De l'ensemble assez complexe des résultats obtenus, on peut tirer les relations générales suivantes: les lames subissent des traînages plus grands en présence du champ que sans champ. Les lames qui ont subi un traitement magnétique alternatif présentent après coup des traînages moins étendus; cet effet de durcissement est d'autant plus marqué que le temps écoulé après le traitement est plus long. On peut conclure qu'un effet du champ alternatif est certain. Son action est complexe; les expériences faites ne permettent pas de discriminer si cette action est directe, mais on peut affirmer que le traitement magnétique alternatif provoque une transformation immédiate de structure interne (rajeunissement), suivie d'une transformation relativement rapide au cours du temps, qui n'est autre qu'un vieillissement particulièrement intense.

2. D'autres expériences ont pour but d'étudier la viscosité magnétique d'anneaux de fer (même matière que précédemment), sur la base d'un cycle presque limite: la matière est d'abord aimantée à saturation, puis soumise brusquement à un champ H_2 relativement faible, et de sens opposé. On observe la variation d'induction au cours du temps (à champ H_2 constant) au moyen d'un *fluxmètre*. La durée d'observation est de l'ordre de 10 min. Les expériences sont faites soit à température ordinaire, soit à

— 192° C. (air liquide). La loi de variation de l'induction en fonction du temps n'est dans aucun cas strictement exponentielle. Les courbes prennent une allure très différente, quand on passe de 18° C. à — 192° C. En outre on observe à la température de l'air liquide des *discontinuités* très nettes du phénomène. L'induction varie par bonds successifs plus ou moins étendus, et plus ou moins rapprochés.

Le détail des travaux et l'ensemble des résultats qui sont brièvement mentionnés ici paraîtront dans une publication ultérieure de cette revue.

Un mécanisme possible de la viscosité magnétique[1]),

par Albert Perrier (Lausanne).

I. *Principes.* — Dans une publication théorique de 1932[2]) l'auteur écrivait ceci: « Dépendances du temps. — On peut tenter d'imputer les effets de «viscosité», manifestés dans des champs faibles par des échantillons très «doux», à de légers glissements intérieurs sous l'action des variations de striction. Les arguments pour combattre ou appuyer cette manière de voir font défaut ». La présente communication précise le sens qu'il faut attacher à cette hypothèse, en développe quelques conséquences et les compare avec les faits observés.

Bref rappel des éléments essentiels de la théorie des couplages directionnels de l'aimantation spontanée dans les ferromagnétiques: l'anisotropie spontanée de striction (effet du second ordre) et les couplages élastiques mutuels qui en résultent. Théorie mécanique des irréversibilités thermiques de corps purs sur la base de déformations rémanentes localisées déclenchées par la variation thermique des tensions spontanées.

L'idée théorique citée plus haut revient alors à supposer que de tels glissements irréversibles (localisés et sans direction préférentielle moyenne, donc inobservables macroscopiquement) puissent être mis en jeu même à température fixe et cela comme conséquence du processus de l'aimantation observable. Les rotations (*différentes* d'un groupement élémentaire à l'autre) sont en effet génératrices de variations des contraintes mutuelles. Il s'agit là essentiellement d'efforts cisaillants au voisinage immédiat des

---

[1]) Comm. à la Soc. suisse de physique, séance du 6 mai 1939, à Brugg.

[2]) Alb. Perrier, Sur l'interprétation mécanique des phénomènes coercitifs, liaisons avec l'aimantation spontanée, application à divers phénomènes. H.P.A. v. V (1932), p. 223.

surfaces frontières. Ils sont très loin de l'uniformité et il suffit pour l'hypothèse qu'ils dépassent la limite d'élasticité (au sens réel, on sait qu'elle est bien inférieure à la limite technique) en des régions de très petite étendue.

Où se produisent de ces glissements discontinus, c'est dans un sens tel que l'énergie potentielle de déformation *élastique* en soit abaissée par discontinuité (cette énergie en est la cause!) et qu'ainsi *une rotation additionnelle des moments locaux est rendue possible sans nouvelle variation de* $\mathfrak{H}$ *ext.; l'aimantation observable doit y gagner une contribution supplémentaire.*

C'est enfin un fait général, d'ailleurs très variablement accusé, que les déformations plastiques causées par des efforts extérieurs dans les métaux se développent en partie progressivement et non instantanément (« traînage » mécanique). Il est dès lors naturel que cette même propriété joue son rôle aussi vis-à-vis de contraintes d'origine magnétique; en sorte que la part d'aimantation observable imputable d'après ce qui précède aux glissements plastiques invisibles doit être elle-même progressive et ne se fixer qu'asymptotiquement.

On reconnaît bien dans ces aspects généraux *les caractères distinctifs de l'aimantation visqueuse*, dont tout ou partie pourrait ainsi être justiciable d'une *interprétation mécanique.* Voici quelques conséquences plus précises.

II. *Milieux favorables.* — Les glissements plastiques sont d'autant plus probables que l'on a affaire à des milieux plus « mous », dont la limite élastique est plus basse. Or effectivement, la viscosité magnétique est insensible dans les aciers, fers écrouis, dans le nickel, le cobalt, etc.; elle n'a été observée nettement que sur les fers purs dûment recuits; l'explication de ce fait curieux paraît ainsi aisée.

III. *Régions de viscosité maximum.* — Le mécanisme proposé implique que les probabilités de glissements plastiques soient les plus fortes en même temps que les *variations* de contraintes mutuelles, c'est-à-dire ici que les variations angulaires relatives des vecteurs $\mathfrak{J}_w$. Il semblerait à première vue que l'intervalle des champs moyens où se concentre de beaucoup le plus grand nombre des renversements hystérétiques de moments ne doive rien offrir de particulier. Ce ne serait correct que si l'on admet — ce qui se rencontre assez souvent dans la bibliographie — que ces pivotements hystérétiques sont de 180°. Mais à ces processus irréversibles succèdent en général immédiatement (donc sans

accroissement de $\mathcal{H}$.) des *rotations réversibles finies*; car si l'énergie potentielle W ne change pas par renversement de 180°, $\partial W/\partial \mathcal{H}$, elle, *change de signe.*

En sorte que l'intervalle de plus grande densité de renversements irréversibles doit être également celui du *maximum de viscosité*; or il n'est autre que celui de plus grande pente de la courbe d'aimantation ou encore *le voisinage du champ coercitif.* C'est là exactement ce que tous les expérimenteurs ont trouvé.

IV. *Variations thermiques.* — La déformabilité plastique des métaux croissant avec la température, la viscosité magnétique doit aussi s'accentuer (devenir plus rapide) dans ces conditions; réserve faite toutefois de ce que les couplages mutuels élastiques s'affaiblissent eux par chauffage. De fait, des mesures effectuées jusqu'ici à froid (dans l'air liquide par exemple) montrent que la viscosité y est ralentie (LAPP, GILBERT).

V. *Ebranlements mécaniques.* — On accélère expérimentalement le processus d'aimantation visqueuse par des trépidations. On trouvera facilement une origine de ces effets dans les accentuations momentanées et locales des contraintes; les déclenchements discontinus se produiront partout où la limite élastique était très proche.

VI. *Viscosité et dimensions.* — Avec le mécanisme proposé, les contraintes cisaillantes aux frontières doivent croître avec l'étendue de ces frontières; les phénomènes visqueux devraient donc être plus marqués dans les milieux à *domaines élémentaires de plus grandes dimensions.* Je n'ai pas connaissance de renseignements sur ce point.

Mais les dimensions macroscopiques s'accroissant, on sait bien que le traînage magnétique s'accentue (par ex. avec l'épaisseur des tôles). On pourrait rechercher l'origine de cette particularité dans l'étendue des *domaines de couplage* mutuel qui sont incomplets dans les objets de petite taille[1]), mais il ne semble pas que leurs dimensions «statiques» puissent atteindre le nécessaire exigé par l'expérience. Peut-être peut-on penser à une liaison à distance par propagation; mais il y a là pour le moment une difficulté et des expériences devraient rechercher si le traînage se *fixe* au delà de dimensions déterminées.

VII. *Déformations plastiques et traitements magnétiques.* — Si le processus de l'aimantation observable s'accompagne comme

[1]) Voir A. PERRIER, Sur des propriétés de la matière ferromagnétique en lames et fils minces. H.P.A. v. **V** (1932), p. 59.

*

supposé de glissements plastiques microscopiques, on est conduit à admettre qu'inversément le traînage de déformations provoquées par les contraintes mécaniques extérieures peut être modifié (accéléré) en soumettant la matière en essai à des aimantations continuellement variables (par champ alternatif ou tournant, par exemple). Cette question nouvelle vient de faire l'objet d'un travail expérimental de M. J. GILBERT[1]), lequel trouve des effets très nets du champ alternatif, mais qui toutefois ne peuvent encore être attribués exclusivement au mécanisme supposé.

VIII. *Susceptibilité initiale.* — Au cours d'expériences entreprises à d'autres fins et non encore publiées, Mlle E. HAMBURGER a reconnu avec grande netteté de la viscosité sur la partie réversible de la susceptibilité initiale de fer Armco. Mais surtout, cet effet s'est manifesté intensement en présence d'une aimantation rémanente *normale* à la direction de mesure et a au contraire disparu lorsque cette rémanence était *parallèle* (forte *anisotropie de viscosité!*). En dépit de son étrangeté, ce phénomène nouveau peut trouver une interprétation satisfaisante dans le schéma en discussion et en devient par là un appui.

Thermometrische Leitfähigkeit von flüssigem Helium II,

von E. GANZ (E. T. H. Zürich).

Die unterhalb 2,186° abs. auftretende Modifikation von flüssigem Helium (Helium II) hat eine abnorm hohe Wärmeleitfähigkeit, die nicht durch die hohe spezifische Wärme allein erklärt werden kann.

Untersuchungen, die im Royal Society Mond Laboratory in Cambridge durchgeführt wurden, zeigten, dass sich Wärmeimpulse mit grosser Geschwindigkeit längs einer mit Helium II gefüllten Kapillare fortpflanzen. Es wurde versucht, daraus die für den Transportmechanismus charakteristische Grösse, die thermometrische Leitfähigkeit (Diffusivität) zu ermitteln.

Da durch die Wärmeimpulse die die Wärmequelle unmittelbar umgebende Heliumschicht sehr wahrscheinlich über den Umwandlungspunkt (λ-Punkt) erwärmt wird, kann die Wärmeenergie infolge der geringen Wärmeleitfähigkeit von Helium I nicht ungehindert abfliessen. Dies verunmöglicht die Angabe genauer Werte.

---

[1]) JACQUES GILBERT. Traînage plastique et aimantation variable; viscosité magnétique. Comm. à la Soc. suisse de physique, même séance, H.P.A. v. XII (1939), p. 290.

Als untere Grenze der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wärmeenergie über den ersten Meter ergibt sich 100 m/sec. Ein ausführlicher Bericht erscheint demnächst in den Proceedings of the Cambridge Philosophical Society.

Vereinfachung des Fluoreszenzspektrums von HgBr durch Fremdgas-Zusatz

von K. Wieland (Zürich).

Die Überführung einer Resonanz-Bandenserie in das vollständige Fluoreszenzspektrum eines Moleküls infolge der Beimischung eines Fremdgases ist vielfach untersucht worden. Weniger bekannt ist der in gewisser Hinsicht umgekehrte Fall der Vereinfachung eines voll angeregten Bandenspektrums durch Fremdgas-Zusatz. Hierher gehört z. B. das Spektrum von H_2, wie es in einem mit einer Wasserstoff-Helium-Mischung gefüllten Entladungsrohr emittiert wird[1]). Besonders augenfällige Beispiele für diesen zweiten Fall bilden auch die Fluoreszenzspektren der zweiatomigen Quecksilberhalogenid-Dämpfe. Im Anschluss an eine Untersuchung über das Fluoreszenzspektrum von HgCl[2]) wird der Einfluss von Stickstoff als Fremdgas am entsprechenden Fluoreszenzspektrum von HgBr ($\lambda\lambda$ 5100—3900 A.E.) studiert. Wie im Falle des HgCl tritt auch bei HgBr eine verblüffende Vereinfachung des Spektrums ein, wodurch eine weitgehende Analyse der (ohne Zusatz von Fremdgas) komplizierten Bandenstruktur ermöglicht wird. Die Vereinfachung des Bandespektrums kommt dadurch zustande, dass die optisch angeregten und stark schwingenden HgX-Moleküle bei Zusammenstössen mit N_2-Molekülen ihre Elektronenenergie zwar beibehalten, ihre Schwingungsenergie aber stark einbüssen. Dadurch werden die tief liegenden Vibrationsterme des angeregten Elektronenzustandes auf Kosten der höher liegenden Vibrationsterme bevorzugt, es tritt also eine Rotverschiebung des Schwerpunktes des Bandensystems ein, die Tibilov selbst im spektral unzerlegten Fluoreszenzlicht nachweisen konnte[3]). Während im normalen Fluoreszenzspektrum (ohne Fremdgas), in welchem die Vibrationsterme bis zur Quantenzahl $v' = 23$ beobachtet werden können, die vom untersten Vibrationsterm $v' = 0$ ausgehende Bandenserie kaum beobachtet werden kann, tritt diese nach Bei-

---

[1]) N. D. Smith, Phys. Rev. **52**, 728 (1937).

[2]) K. Wieland, Zs. phys. Chem. B **42**, 422 (1939).

[3]) S. Tibilov, Acta Physicochim. U.R.S.S. **7**, 171 (1937).

mischung von 400 mm Stickstoff mit maximaler Intensität auf. Diese beträchtliche Intensitätszunahme erfolgt auf Kosten der höher liegenden Vibrationsterme, die jetzt nur noch bis etwa $v' = 11$ auftreten.

Die Frequenzwerte sämtlicher Banden des durch Fremdgaszusatz vereinfachten Fluoreszenzspektrums genügen der Kantenformel:

$$\nu_{(cm^{-1})} = 23460 + 135{,}0\ v' - 0{,}30\ v'^2 - 185{,}5\ v'' + 0{,}98\ v''^2 + 0{,}009\ v''^3.$$

Zum Molekülspektrum von TlCl

von E. Miescher (Basel).

Im Emissionsspektrum einer Hochfrequenzentladung in Thalliumchlorürdampf wird, auf der langwelligen Seite an das TlCl-Spektrum ($1 - {}^1\Sigma^+$, Howell[1])) anschliessend, eine Serie von Banden beobachtet, die durch abnorm grosse Intensität und abnormalen Isotopeneffekt auffällt. Die Wellenlängen dieser Banden sind 3398,59; 3429,79; 3461,37; 3493,35; (3425,7); 3558,4; 3591,6 Å. Die Differenzen der Wellenzahlen zeigen, dass diese Banden einen Bandenzug bilden, der, von einem gemeinsamen oberen Niveau a ausgehend, auf den Niveaus $v'' = 8-14$ des Grundzustandes endet. Ein Teil dieser Banden ist von Howell auf Grund von Messungen im Absorptionsspektrum als $v' = 5$ Bandenzug eingeordnet worden.

Der angeregte Zustand (1) des TlCl-Moleküls prädissoziiert beim Niveau $v' = 4$; die Banden dieses Niveaus fehlen im Emissionsspektrum gänzlich. Ein System diffuser Banden auf der kurzwelligen Seite des scharfen Systems, das in Absorption beobachtet wird, führt zu dem abstossenden, die Prädissoziation verursachenden Term (0^+), der die Potentialkurve des angeregten stabilen Zustandes schneidet.

An den Banden der Serie kann auf einer Aufnahme am 3 m-Gitter, 2. Ordnung teilweise eine sehr kleine Aufspaltung im Betrage von einigen cm^{-1} beobachtet werden; sie stellt den Unterschied der Schwingungsstufen des Grundzustandes für die isotopen Moleküle $Tl^{203}Cl$ und $Tl^{205}Cl$ dar, wobei die schwächere Komponente dem leichteren Molekül angehört. Auffallenderweise fehlt jedoch an diesen Banden das Isotopendublett des Chlors, das etwa 30mal grösser sein müsste.

---

[1]) H. G. Howell und N. Coulson, Proc. Roy. Soc. A. **166**, 238, 1938.

Zur Deutung sowohl der Intensitätsanomalie als auch der Anomalie im Isotopeneffekt muss angenommen werden, dass die Moleküle im Anregungszustande über die Kreuzungsstelle der Potentialkurven auf das Niveau a gelangen, wobei an dieser Stelle zufolge des Unterschiedes in der Höhe der Schwingungsstufen des 1-Zustandes das eine der isotopen Moleküle ausgesprochen bevorzugt wird.

Über relativistische Feldgleichungen von Teilchen mit beliebigem Spin im elektromagnetischen Feld[1])

von W. Pauli und M. Fierz (E.T.H. Zürich).

In einer früheren Arbeit hat der eine von uns[2]) die Theorie kräftefreier Teilchen mit beliebigem Spin grösser als $1 \cdot \hbar$ behandelt. Es zeigte sich, dass die Feldgrössen, mit deren Hilfe man die Teilchen beschreibt, neben der Wellengleichung

$$\Box A \ldots = \varkappa^2 A \ldots \tag{1}$$

(die Punkte stehen für irgendwelche Indices. Es ist

$$\Box \equiv \sum_{k=1}^{4} \frac{\partial^2}{\partial x_k^2}\,; \quad x_k = x,\, y,\, z,\, ict\,; \quad \varkappa = \frac{mc}{\hbar}$$

wo m die Teilchenmasse) noch gewisse zusätzliche Differentialgleichungen erfüllen müssen. Im Falle ganzzahligen Spins lauten diese Gleichungen

$$\frac{\partial A_{ik} \ldots}{\partial x_i} = 0 \tag{2}$$

(über zweimal vorkommende Indices ist stets zu summieren). Sie besagen, dass die Viererdivergenz des symmetrischen Feldtensors $A_{ik}..$ verschwindet. Diese zusätzlichen Gleichungen bedeuten, dass in dem Wellenfelde nur Feldquanten mit dem Spin $f \cdot \hbar$ vorhanden sind; und nicht auch solche mit dem Spin $(f-1)\hbar, \ldots$. Dies ist notwendig, da eine nähere Discussion zeigt, dass diese Teilchen kleineren Spins stets auch negative Energien (bzw. im Falle halbzahligen Spins negative Ladungen) haben können, was physikalisch unzulässig ist. Will man nun die Gleichungen vom Typus 1), 2) für den Fall einer Wechselwirkung z. B. mit elektromagne-

---

[1]) Eine ausführliche Arbeit über dieses Thema wird in den Proc. Roy. Soc. erscheinen.

[2]) M. Fierz, Helv. Phys. Acta **XII** 1939, S. 3.

tischen Feldern verallgemeinern, so ist darauf zu achten, dass durch die Zusatzglieder in den Gleichungen deren Verträglichkeit nicht zerstört wird. Um eine richtige Verallgemeinerung zu erhalten, erwies es sich als zweckmässig, zuerst die Gleichungen des kräftefreien Falls aus einem Variationsproblem herzuleiten. Zu diesem Variationsproblem kann man dann Zusätze machen, die die Wechselwirkung mit anderen Feldern beschreiben. Man erhält auf diese Weise mathematisch korrekte Verallgemeinerungen der kräftefreien Theorie. Um nun aus einem Variationsproblem neben der Wellengleichung die Zusatzbedingungen herleiten zu können, ist es nötig, neben den Feldgrössen, die zum Spin f gehören, auch solche, die zu kleinerem Spin gehören, als Hilfsgrössen einzuführen. Man variiert dann nach sämtlichen, im Variationsprinzip vorkommenden Grössen unabhängig. Das Variationsprinzip ist so anzusetzen, dass als Folge der entstehenden Feldgleichungen nicht nur die Zusatzbedingungen gelten, sondern auch die Hilfsgrössen identisch verschwinden. Es ist für jeden Spin f möglich ein solches Variationsproblem anzugeben, wobei die Anzahl der benötigten Hilfsgrössen wie f^2 anwächst. Die Theorien werden für grosse Werte von f sehr kompliziert. Falls man nun äussere Kräfte einführt, werden die Zusatzbedingungen modifiziert; auch verschwinden die Hilfsgrössen nicht mehr. Es bleiben aber immer so viele Nebenbedingungen (im Sinne des kanonischen Formalismus) bestehen, dass die Anzahl der unabhängigen Lösungen auch bei Anwesenheit von Kräften gleich $2f + 1$ bleibt, wie im kräftefreien Fall.

Das Verfahren soll hier an der Theorie für den Spin $2\hbar$ illustriert werden. Man mache für L folgenden Ansatz:

$$L = \varkappa^2 A_{ik} A_{ik} + \frac{\partial A_{ik}}{\partial x_l} \frac{\partial A_{ik}}{\partial x_l} - 2 \frac{\partial A_{rk}}{\partial x_r} \frac{\partial A_{sk}}{\partial x_s} - \frac{3}{4} \varkappa^2 C^2 - \frac{3}{8} \frac{\partial C}{\partial x_l} \frac{\partial C}{\partial x_l} + \frac{\partial A_{rk}}{\partial x_r} \frac{\partial C}{\partial x_k}.$$

A_{ik} ist symmetrisch in i und k und hat die Spur null:

$$\sum_{k=1}^{4} A_{kk} = 0.$$

C ist ein skalares Hilfsfeld. Durch Variation nach A_{ik} und C gemäss

$$\delta \int L d^4 x = 0$$

erhält man die Gleichungen

$$2\,\varkappa^2 A_{ik} - 2\,\Box A_{ik} + 2\left\{\frac{\partial^2 A_{sk}}{\partial x_i \partial x_s} + \frac{\partial^2 A_{si}}{\partial x_s \partial x_k} - \frac{1}{2}\,\delta_{ik}\,\frac{\partial^2 A_{sr}}{\partial x_s \partial x_r}\right\}$$

$$- \frac{\partial^2 C}{\partial x_i \partial x_k} + \frac{\delta_{ik}}{4}\,\Box C = 0. \tag{3}$$

$$- \frac{3}{2}\,\varkappa^2 C + \frac{3}{4}\,\Box C - \frac{\partial^2 A_{sr}}{\partial x_s \partial x_r} = 0. \tag{4}$$

Man kann nun aus diesen Gleichungen folgern, dass C und $\frac{\partial A_{ik}}{\partial x_i}$ verschwinden müssen. Man bilde z. B. zuerst die Vierer-divergenz von (3) nach dem Index i. Dann erhält man

$$2\,\varkappa^2\,\frac{\partial A_{ik}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left\{\frac{\partial^2 A_{sr}}{\partial x_r \partial x_s} - \frac{3}{4}\,\Box C\right\} = 0. \tag{5}$$

Nun beachte man die Gleichung (4), mit deren Hilfe aus (5) folgt:

$$\frac{\partial A_{ik}}{\partial x_i} - \frac{3}{4}\,\frac{\partial C}{\partial x_k} = 0. \tag{6}$$

Differenziert man diese Gleichung noch nach x_k und summiert über k, so folgt

$$\frac{\partial^2 A_{rs}}{\partial x_r \partial x_s} - \frac{3}{4}\,\Box C = 0.$$

Durch nochmaligen Vergleich mit (4) folgt jetzt $C = 0$ und somit aus (6) die Zusatzbedingung

$$\frac{\partial A_{ik}}{\partial x_i} = 0.$$

Ersetzt man in L die Operation

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \text{ durch } \frac{\partial}{\partial x_k} - \frac{ie}{\hbar c}\,\Phi_k,$$

wo Φ_k das Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes bedeutet, so erhält man eine Theorie für Teilchen mit Spin $2\,\hbar$ im elektromagnetischen Feld.

Wenn man die Ruhemasse $\varkappa \cdot \frac{\hbar}{c}$ der Teilchen null setzt, erhält man eine Theorie für Teilchen mit Spin $2\,\hbar$ und Ruhemasse null. Setzt man

$$\gamma_{ik} = A_{ik} + \frac{1}{4}\,\delta_{ik}\,C\,, \qquad \gamma \equiv \sum_{k=1}^{4} \gamma_{kk} = C$$

so wird aus den Feldgleichungen ($\varkappa = 0$)

$$-\Box\,\gamma_{ik} - \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x_i\,\partial x_k} + \frac{\partial^2 \gamma_{rk}}{\partial x_r\,\partial x_i} + \frac{\partial^2 \gamma_{ri}}{\partial x_r\,\partial x_k} + \frac{1}{2}\,\delta_{ik}\left\{\Box\,\gamma - \frac{\partial^2 \gamma_{rs}}{\partial x_r\,\partial x_s}\right\} = 0$$

$$\Box\,\gamma - \frac{\partial^2 \gamma_{rs}}{\partial x_r\,\partial x_s} = 0\,.$$

Diese Gleichungen sind identisch mit denjenigen, die EINSTEIN[1]) aus der allgemeinen Relativitätstheorie für schwache Gravitationsfelder abgeleitet hat, indem er

$$g_{ik} = \delta_{ik} + \gamma_{ik}$$

setzte und Grössen der Ordnung $(\gamma_{ik})^2$ vernachlässigte. Die Gravitationsquanten haben demnach den Spin $2 \cdot \hbar$.

Sur l'interaction entre les particules nucléaires

par E. C. G. STUECKELBERG et J. F. C. PATRY (Genève).

Pour trouver les niveaux d'énergie des systèmes de particules (atomes ou noyaux) dans une approximation non relativiste, on doit connaître l'interaction statique entre ces particules. Celle-ci est définie comme l'interaction qui a lieu si les vitesses des particules sont nulles.

L'interaction entre les particules résulte d'un champ (champ des mésons pour les forces nucléaires, champ des photon (champ électromagnétique) pour les forces entre les particules chargées électriquement). Ce champ consiste en général de plusieurs composantes $Q_r(x)$, $(x = x_1, x_2, x_3, x_4 = ict)$ qui sont produites par des grandeurs associées aux particules, suivant l'équation d'onde:

$$(\Box - l^2)\,Q_r(x) = -4\,\pi\varepsilon\,J_r(x)\,. \qquad (1)$$

---

[1]) A. EINSTEIN, Berl. Berichte, **1916**, S. 688; **1918**, S. 154.

Les inhomogénéités $\varepsilon J_r(x)$ sont formées à partir des fonctions ψ des particules. Dans le cas électromagnétique, on a $l = 0$ et $r = 1, 2, 3, 4$. ε est la charge et εJ_4 est la densité de charge des particules; εJ_1, εJ_2, εJ_3 sont les composantes de la densité de courant électrique correspondant. Dans le cas statique, on n'a donc qu'une composante, J_4, qui diffère de 0 et par conséquent qu'une seule composante du champ: Q_4. La solution statique de (1) est le potentiel de Coulomb pour Q_4^{stat} et $Q_r^{\text{stat}} = 0$ pour les autres composantes: $r = 1, 2, 3$.

Introduisant le champ Q_r' par la relation:

$$Q_r = Q_r' + Q_r^{\text{stat}} \tag{2}$$

on vérifie, en utilisant la théorie des transformations de contact[1]) que les équations pour Q_r' ont la même forme (1), mais que leurs inhomogénéités (c'est-à-dire le second membre) disparaissent si la vitesse des particules est nulle. Donc les Q_r' s'annullent aussi en même temps que la vitesse des particules, et l'interaction dans cette limite est seulement due à la partie statique (c'est-à-dire au potentiel de Coulomb dans le cas électromagnétique).

Dans le cas des forces nucléaires, on a d'abord $l \neq 0$, le potentiel de Coulomb est alors remplacé par le potentiel de Yukawa:

$$\frac{e^{-lr}}{r'} .$$

D'autre part, du fait que les forces montrent les effets de saturation, il y a déjà dans le cas statique plusieurs composantes de J_r qui diffèrent de 0 et qui fournissent donc plusieurs Q_r^{stat}. La substitution (2) définit encore les Q_r'. Mais puisque les J_r sont formés à partir des matrices du « spin » et du « spin isotopique » des particules nucléaires, on trouve que l'inhomogénéité des équations d'ondes pour les Q_r' contient en plus des termes dynamiques (qui disparaissent en même temps que la vitesse) des termes formés des commutateurs des J_r et donc proportionnels à ε^3. Si l'on considère les nouveaux termes statiques comme absorbés dans le Q_r^{stat} de (2), les inhomogénéités de Q_r' de (2) ne contiendront que des termes en ε^5 etc. L'interaction statique deviendra donc une série:

$$U = \varepsilon^2 U_2 + \varepsilon^6 U_6 + \varepsilon^{10} U_{10} + \ldots \tag{3}$$

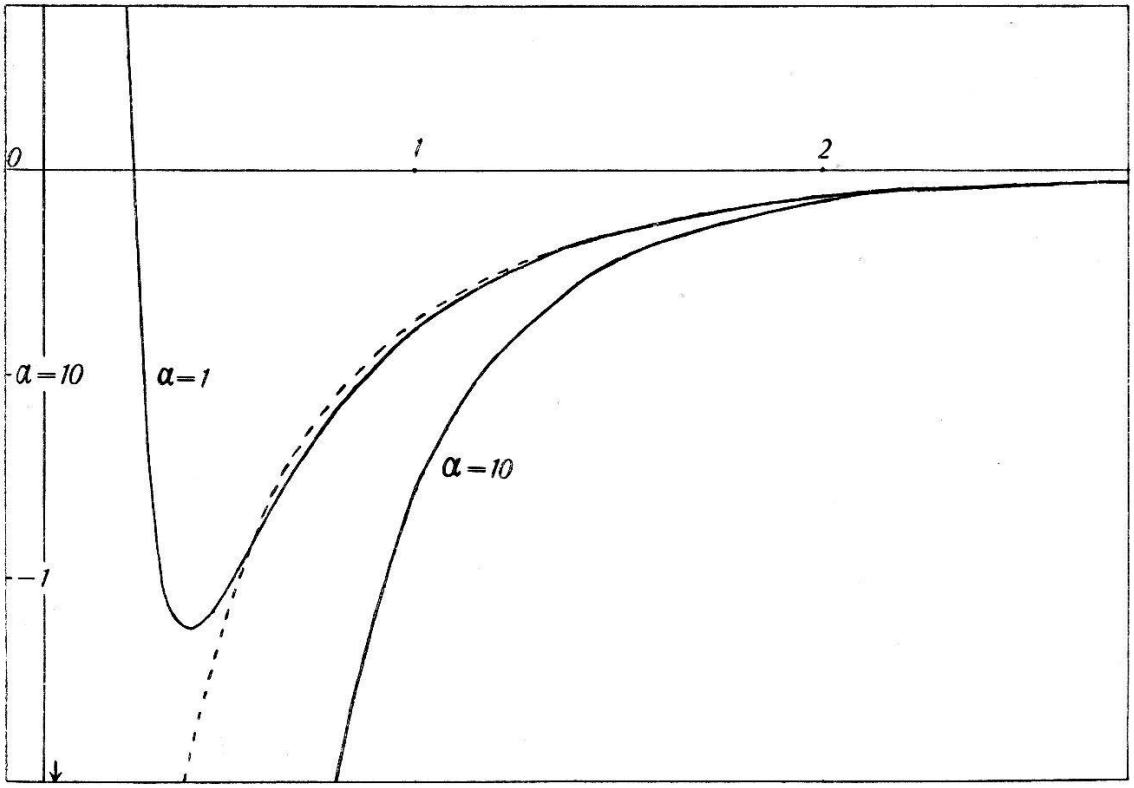
---

[1]) E. C. G. Stueckelberg, C. R. Aca. Sci. **207**, 387, 1938; Phys. Rev. **54**, 889, 1938; Nature **143**, 560, 1939.

Le premier terme est celui que l'on trouve par la théorie des perturbations.

Dans le cas des mésons scalaires, ce que supposait YUKAWA dans sa théorie originale, on a:

$$U_2 = -(\tau^1\tau^2)\frac{e^{-lr}}{r}; \quad U_6 = -\frac{1}{h^2 c^2 l}[12-4(\tau^1\tau^2)]\frac{e^{-2lr}-e^{-3lr}}{r^2}. \qquad (4)$$



Potentiels d'interaction pour le cas du deutéron normal.

Soit

$$(\tau^1\tau^2)\left[e^2+\tfrac{2}{3}f^2(\sigma^1\sigma^2)\right]\frac{e^{-lr}}{r}$$

la valeur de l'interaction $\varepsilon^2 U_2$, la figure est faite pour les valeurs suivantes: $f^2 = 10^{-1}\,hc$, $e^2 = 2{,}5\cdot 10^{-2}\,hc$. Nous avons pris comme unité de potentiel le coefficient de e^{-x}/x, où $x = rl$. La courbe en pointillé représente le potentiel $\varepsilon^2 U_2$, les courbes en trait plein les potentiels $\varepsilon^2 U_2 + \varepsilon^6 U_6$ pour deux valeurs de r_0. On remarquera que pour $r_0 = 1/l$, les deux potentiels sont presque égaux pour x plus grand que 0,5 et que pour x plus petit, le potentiel est plus répulsif. Pour $r_0 = 1/10\,l$, la séparation s'opère déjà pour $x = 2$, le potentiel de second ordre est plus attractif; après un maximum très élevé (65, 3 à l'endroit indiqué par la flèche) le potentiel est subitement extrêmement répulsif.

τ^1 et τ^2 sont les «vecteurs», formés des composantes du «spin isotopique» pour les deux particules. h est la constante de Planck divisée par 2π. Prenons pour ε^2, la valeur $10^{-1}\cdot hc$, valeur donnée d'une manière approximative par l'expérience, on vérifie que l'influence de $\varepsilon^6 U_6$ ne dépasse jamais 8% de $\varepsilon^2 U_2$. L'un de nous

(J. F. C. PATRY) a ensuite calculé l'influence de U_6 dans le cas des mésons vectoriels. On remarque d'abord qu'il intervient des termes infinis mais variables, si l'on attribue aux particules le diamètre 0. Introduisant comme rayon des particules $r_0 = 1/\alpha l$, on trouve une loi d'interaction très différente de la loi primitive $\varepsilon^2 U_2$. La figure montre ces différences: pour des grandes distances, l'attraction commence par être plus forte qu'auparavant; puis, après un maximum d'autant plus aigu que r_0 est plus petit, une très forte répulsion se manifeste, provenant d'un terme en

$$\frac{e^{-3lr}}{r^3}.$$

Remarquons enfin que les niveaux calculés avec le U de (3) sont soumis encore à un déplacement supplémentaire. En effet, il se présente des inhomogénéités proportionnelles à $\varepsilon^2 Q_r Q_s$ multipliées par des commutateurs de J_r, dans les équations pour les Q_r. La valeur moyenne quantique de ${Q_r}^2$ ne peut pas disparaître, donc on ne peut pas annuller simplement les Q_r'. Ces termes ne peuvent être considérés que par la méthode de perturbation et donnent lieu à des déplacements dus à une interaction:

$$U' = \varepsilon^4 U_4 + \varepsilon^8 U_8 + \cdots\cdots \tag{5}$$

L'influence de ces termes sur les niveaux calculés d'après (3) fera l'objet d'un travail ultérieur plus détaillé que l'un de nous se propose de présenter comme thèse de doctorat.

Dans ce travail, nous nous proposons encore d'étudier un effet nouveau: L'interaction en U_6 donnera lieu à une interaction directe entre trois ou même quatre particules. Il est évident que la théorie des noyaux de plus de deux particules sera influencée par ce fait.

Röntgen-Untersuchung an laminarer und turbulenter Strömung

von W. DUBS (Zürich E.T.H.).

s. Helv. Phys. Acta **12**, 169, 1939.

Physikalische Probleme technischer Isolierstoffe

von R. GOLDSCHMIDT (Cossonay).

Ausgehend von der Dipoltheorie von DEBYE und der Mischkörpertheorie von WAGNER wird über einige experimentelle Befunde an harz- und paraffinartigen Massen berichtet. Es wird auf die Anomalie der Änderung der Dielektrizitätskonstanten beim

Paraffin hingewiesen, ferner wird gezeigt, dass Paraffin-Kolophoniumgemische geeigneter Zusammensetzung einen regelmässigen Verlauf der Dielektrizitätskonstanten in Abhängigkeit von der Temperatur jedoch ein Maximum für die Verluste aufweisen. Besonders bemerkenswert ist dann beim Mischpolimerisat Mipolam eine ausserordentlich starke Änderung der Dielektrizitätskonstanten (von 3 auf 12). Anomalien zeigt ferner Paraffin bezüglich des Isolationswiderstandes. Dieselben müssen durch Kristallisationserscheinungen bedingt sein. Bei Kolophonium-Paraffingemischen wird ein Minimum des Tropfpunktes bei 80% Kolophonium beobachtet. Ferner wird darauf hingewiesen, dass Paraffin kristallin, Kolophonium amorph erstarrt. Vom Pressharz Cibanit werden der Verlauf der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustwinkels in Abhängigkeit von der Frequenz gezeigt und es wird besonders der ausserordentlich hohe Isolationswiderstand von 10^{15} Ohm/cm bei 100^0 C hervorgehoben.