

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 14 (1941)  
**Heft:** V-VI

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

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

### **Nutzungsbedingungen**

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

### **Conditions d'utilisation**

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

### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 09.11.2024

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

## Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Basel, am 7. und 8. September 1941

(anlässlich der 121. Jahresversammlung der S.N.G.)

Präsident: Prof. Dr. J. WEIGLÉ (Genf) (abw.)

Vizepräsident: Prof. Dr. H. KÖNIG (Bern)

Sekretär: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel).

### *Geschäftlicher Teil.*

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

Frl. N. Gutzwiller (Oberwil); HH. O. Huber, dipl. phys. (Oberglatt); O. Lienhard, dipl. phys. (Zürich); Dr. F. Lüdi (Baden); F. Meier (Fribourg); R. Rometsch (Basel); H. L. Schepp, dipl. ing. (Basel); Dr. H. Wäffler (Zürich).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 225 Mitglieder.

Die Frühjahrstagung 1942 soll anfangs Mai in Fribourg stattfinden.

### *Wissenschaftlicher Teil.*

#### **Der Dampfdruck und das Bandenspektrum von Tellurdichlorid**

von M. WEHRLI und N. GUTZWILLER (Basel).

Mehratomige Moleküle mit einem Symmetriezentrum können ausser den gewöhnlichen, erlaubten Elektronenbandensystemen noch andere teilweise verbotene Systeme aufweisen, wie HERZBERG und TELLER<sup>1)</sup> theoretisch gezeigt haben. Die Symmetrie der mehratomigen Moleküle wird nämlich durch die antisymmetrischen Schwingungen, die bei den zweiatomigen Molekülen fehlen, merklich gestört. Das hat eine Durchbrechung der Elektronenauswahlregeln zur Folge und gleichzeitig eine Änderung der Schwingungsauswahlregeln. Diese „verbotenen“ Bandensysteme weisen deshalb eine grundsätzlich andere Intensitätsverteilung als die erlaubten auf.

Systematische experimentelle Untersuchungen einer Reihe von Molekülen haben im Absorptionsspektrum von  $\text{TeCl}_2$  zum Nachweise eines solchen teilweise verbotenen Bandensystems geführt,

---

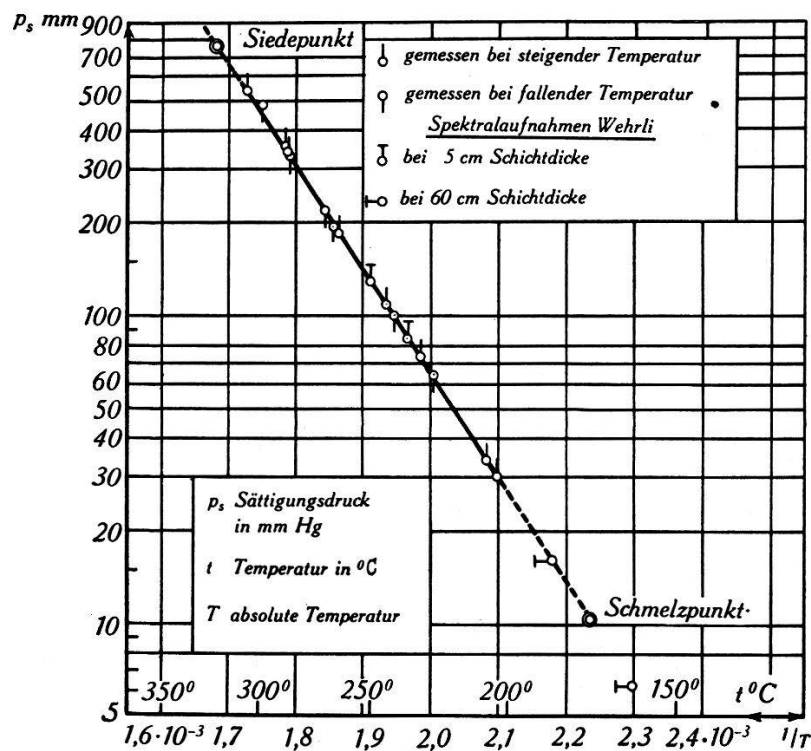
<sup>1)</sup> G. HERZBERG und E. TELLER, Zeitschr. f. phys. Chem. B, 21, 410, 1933.

wie der eine von uns (W.)<sup>1)</sup> aus der abnormen Intensitätsverteilung im Spektrum und besonders aus den Isotopieaufspaltungen, herrührend von den Molekülen  $\text{TeCl}_2^{35}$  und  $\text{TeCl}^{35}\text{Cl}^{37}$ , gefolgert hat. Eine weitere Prüfung mittels der Dampfdrucke war erwünscht.

Da Dampfdruckmessungen an  $\text{TeCl}_2$  noch zu fehlen scheinen, werden mit einem Röhrenmanometer nach BOURDON aus Pyrex Sättigungsdruck-Kurven von  $\text{TeCl}_2$  im Temperaturbereiche 204 bis  $304^\circ\text{C}$  aufgenommen. Die von TH. SCHUCHARDT, Görlitz, stammende Substanz wird durch Hochvakuumsublimation gereinigt und dann in das hochevakuerte, entgaste Manometer sublimiert. Die Eichung des von der Pumpe abgeschmolzenen Manometers, das sich in einem elektrischen Ofen befindet, erfolgt mit der bekannten Druckkurve von  $\text{HgBr}_2$ . Die Messung der Temperatur  $t$  geschieht mit Thermoelementen und Quecksilberthermometer. Die Ergebnisse sind in der Tabelle und der Figur zusammengestellt:

Sättigungsdrucke  $p_s$  von  $\text{TeCl}_2$ .

$t$ °C	204	207,5	226	231	241	244,5	264
$p_s$ mm Hg.	30	34	62	72	100	109	186
$t$ °C	266	270	285,5	286,5	287,5	298	304
$p_s$ mm Hg.	195	215	338	346	358	490	546



Dampfdruck von Tellurdichlorid in halblogarithmischer Darstellung.

<sup>1)</sup> M. WEHRLI, H. P. A. **9**, 208, 1936; **11**, 339, 1938.

Die Gerade der Figur führt auf die Formel:

$$\log p_s = -\frac{15300}{2,30 \cdot R T} + 8,52$$

wobei  $R$  die Gaskonstante 1,98 cal/Mol bedeutet und  $T$  die absolute Temperatur. Die mittlere Verdampfungswärme ergibt sich zu 15300 cal/Mol und der extrapolierte Siedepunkt zu 322° C; in der Literatur wird 324° C angegeben. Das Verhältnis der absoluten Temperaturen  $T$  bei 760 und 200 mm Druck ist 1.10, während für  $\text{HgCl}_2$  der Wert 1.09,  $\text{HgBr}_2$  1.10 und  $\text{InBr}_2$  1.10<sup>1)</sup> beträgt. Die *Ramsay-Young'sche* Regel<sup>2)</sup> ist damit für die ganze Gruppe obiger Halogenide gut erfüllt. Das Tellur verhält sich auch in dieser Hinsicht wie ein normales zweiwertiges Metall.

In der Figur sind die Substanz-Temperaturen, die bei den Spektralaufnahmen von WEHRLI mit  $\text{TeCl}_2$  vorhanden waren, eingetragen. Bei einer Schicht von 5 cm betrug der Druck 85 bis 130 mm. Dieser Druckbereich liegt etwa 500mal höher als bei den erlaubten Bandensystemen der 3-atomigen Quecksilberhalogenide, die mit gleicher Schichtdicke schon bei 0,1 bis 0,8 mm Hg wohl ausgebildet sind. Damit wird bestätigt, dass es sich beim Bandensystem von  $\text{TeCl}_2$  im Wellenlängengebiet 6400 bis 5500 ÅE. um ein teilweise verbotenes System handelt, dessen Elektronen-Übergangswahrscheinlichkeit nur  $1/500$  erlaubter Systeme beträgt.

P. MÜLLER<sup>3)</sup> hat kürzlich mit einem Vakuumgitter-Spektrographen an  $\text{TeCl}_2$  zwei neue Bandensysteme gefunden, die in den Bereichen 2050 bis 2200 und 1680 bis 1840 ÅE. liegen. Diese erscheinen bei 150 bzw. 130° C. Falls der Träger dieser Spektren wirklich  $\text{TeCl}_2$  ist, dürfte es sich nach der Figur, da die entsprechenden Drucke kleiner als 6 und 1 mm sind, um erlaubte Systeme handeln.

### Akustische Resonatoren und ihre Kopplung

VON H. ZICKENDRAHT (Basel).

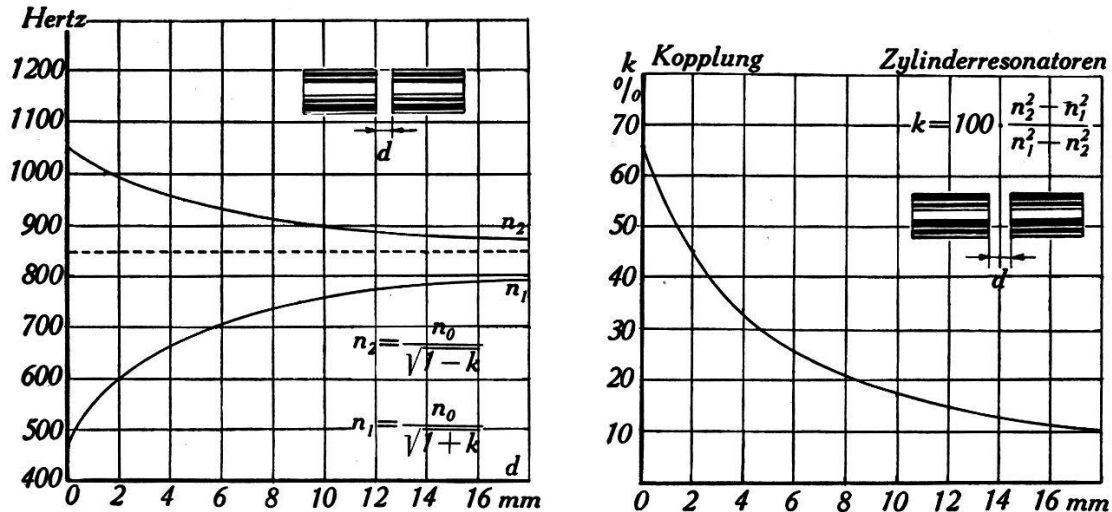
Unter akustischen Resonatoren sind hier abgegrenzte Luft-räume verstanden, die durch einen meist kleinen Kanal mit dem Aussenraume verbunden sind. Ihr Verhalten in Schallfeldern wird untersucht. Die Dimensionen der Resonatoren sind fast immer viel kleiner als die Wellenlängen der Töne, auf die sie maximal ansprechen. Zur mathematischen Behandlung der Frage nach den

<sup>1)</sup> C. ROBERT, H. P. A. 9, 405, 1936.

<sup>2)</sup> A. EUCKEN, Grundriss der physikal. Chemie, S. 281.

<sup>3)</sup> Die ausführliche Arbeit erscheint in den H. P. A.

Eigenfrequenzen fasst man den abgeschlossenen Luftraum als Feder, den verbindenden Kanal aber als Leitung von bestimmtem akustischem Widerstande auf und erhält eine einfache Gleichung zur Berechnung der Grundfrequenz des Resonators. Bei der experimentellen Prüfung an Zylinder-, Kugel- und Helmholtz'schen Resonatoren zeigte es sich nun, dass sich die Grundfrequenz nicht als einheitlich erwies, vielmehr besteht sie aus einer Folge von Teilfrequenzen verschiedener Intensität. Eine genauere Prüfung dieser neuen Erscheinung ergab, dass die oben erwähnte einfache Theorie den wirklichen Verhältnissen nicht gerecht zu werden vermag. In der Mündung eines akustisch erregten Resonators spielen sich komplizierte aerodynamische Vorgänge ab, die zur Bildung von gleichgerichteten Luftströmungen führen. Ein schwingungsfähiges System mit asymmetrischen Eigenschaften kann aber zum Auftreten von Kombinationsfrequenzen, Summations- und Differenztönen Anlass geben. Es wurde daher versucht, die zahlreichen Teilfrequenzen als solche zu identifizieren. Damit ist wahrscheinlich gemacht, dass die Feinstruktur der Resonanzkurve akustischer Resonatoren aus dem Gleichrichtereffekt in der Resonatormündung und der dadurch bedingten Bildung objektiver Differenztöne erklärt werden kann. Eine eingehende Darstellung wird demnächst in den *Helvetica Physica Acta* folgen.



Im Anschluss an diese Beobachtungen möge noch ein neuer akustischer Kopplungsversuch beschrieben werden, der sich für Vorlesungs- und Praktikumszwecke gut eignet. In das Schallfeld eines grossen Lautsprechers, der von einem Schwebungstongenerator mit Tonfrequenzen zwischen 0 und 10000 Hertz erregt werden kann, bringt man zwei koaxial aufgestellte kleine Zylinderresonatoren von beispielsweise  $75 \text{ cm}^3$  Inhalt. Ihre Endflächen weisen zentrale kreisförmige Löcher auf, die gegeneinander im Abstände

von d mm orientiert werden. Mit Hilfe einer schallempfindlichen Flamme kann man dann die Koppelfrequenzen als Funktion des Kopplungsabstandes leicht ermitteln und erhält einen Kurvenverlauf, der demjenigen gekoppelter elektromagnetischer Kreise durchaus vergleichbar ist. Aus den Koppelfrequenzen folgt in bekannter Weise der Kopplungskoeffizient.

### Praktische Ergebnisse aerodynamischer Messungen am Skiläufer

von R. STRAUMANN (Waldenburg).

An der Sitzung der Schweiz. Physikalischen Gesellschaft in Basel im September 1927 machte ich eine kurze Mitteilung über Messungen an einem Skiläufermodell im Windkanal und wies auf die Anwendungsmöglichkeiten bei der Berechnung des Profils einer Skisprunganlage hin. Ergänzt wurden die am frei schwebenden Springermodell im Luftkanal ausgeführten Messungen durch Messungen an auf der Piste fahrenden Rennfahrern anlässlich des Kilometer-Lancé auf Ski in St. Moritz 1931. Die Verarbeitung der Messergebnisse führte zu einer Reihe für den richtigen Bau von Ski-Sprung- und -Rennpisten unentbehrlicher Unterlagen, die nachfolgend aufgeführt werden:

1. Auftrieb des mit Geschwindigkeit  $V$  segelnden Springers:

$$A = 0,027 S V^2, \text{ der Rücktrieb } W = 0,0073 S V^2 \quad (1)$$

(Korrekte Körperhaltung vorausgesetzt.)

2. Flugbahn

$$X = V_0 t - \frac{W}{2m} \cdot t^2$$

$$Y = \frac{Q - A}{2m} \cdot t^2 \quad (2)$$

$$X = V_0 \sqrt{\frac{2m}{Q - A} \cdot Y} - \frac{W}{Q - A} \cdot Y \quad (3)$$

wo  $t$  = Zeit,  $Q$  und  $m$  Gewicht und Masse des Springers bedeuten. Für einen Springer mit wirksamer Widerstandsfläche  $1 \text{ m}^2$  und einem Totalgewicht von  $80 \text{ kg}$  ergibt sich:

$$X = V_0 t - \frac{0,0073 \cdot V_0^2}{16,3} \cdot t^2$$

$$Y = \frac{80 - 0,027 \cdot V_0^2}{16,3} \cdot t^2$$

$$X = V_0 \sqrt{\frac{16,3 \cdot Y}{80 - 0,027 \cdot V_0^2}} - \frac{0,0073 \cdot V_0^2 \cdot Y}{80 - 0,027 \cdot V_0^2} \quad (4)$$

Für die Bestimmung der Abfluggeschwindigkeit  $V_0$  von der Sprungschanze lieferten die Messungen am Kilometer-Lancé die Grundlagen. Es wurden bestimmt:

3. Luftwiderstandskoeffizient  $K$  des am Hang fahrenden Skifahrers mit

$$K = 0,062 \quad (5)$$

wenn der Luftwiderstand dargestellt wird durch  $W = S \cdot K \cdot V^2$ , wo  $S$  die wirksame Widerstandsfläche des Fahrers bedeutet und  $V$  die Fahrgeschwindigkeit.

4. Grenzgeschwindigkeit  $Vg$  auf einer Piste mit Neigung  $\alpha$

$$Vg = 54,6 \cdot \sqrt{\sin(\alpha - \varphi)} \quad (6)$$

wobei  $\varphi$  für gutplanierte Piste und Sprungskier  $\varphi = 2^\circ \div 4^\circ$  einzusetzen ist, für leichte Tourenski kann  $\varphi$  bis  $10^\circ$  betragen.

5. Länge der Anlaufbahn  $E$  an Skisprungpisten für eine Abfluggeschwindigkeit  $V_0$  von der Sprungschanze:

$$E = 349 \log \cdot \frac{Vg^2}{Vg^2 - V_0^2} \quad (7)$$

Die mit diesen Formeln errechneten Flugbahnen liefern die Grundlagen für die Konstruktionsnormen für Skisprungschancen, wie sie seit 1932 in der Wettlaufordnung des Internationalen Skiverbandes als Obligatorium für den Schanzenbau festgelegt sind. Die Normen sind so detailliert ausgearbeitet, dass jeder Bauunternehmer eine richtig gebaute Sprunganlage ausführen kann. Wie genaue Unterlagen die Formeln 1—7 geben, zeigt folgendes praktische Beispiel:

Die nach den Normen erbaute Olympiaschanze in Garmisch-Partenkirchen, die für 82 m Maximalsprunglänge berechnet ist, ergab beim Abnahmespringen Sprunglängen von 80 bis 84 m unter Ausnützung der vollen Länge der als Anlauffurm künstlich erstellten Anlaufpiste. An der ebenfalls normgerechten Planica-Schanze mit einer errechneten Maximalsprungweite von 106 m wurde diese Weite stehend gesprungen.

Die Normung der Profile wurde zum Zwecke der Herabsetzung der Unfälle beim Skispringen ausgearbeitet. Das Ergebnis ist überraschend. Nach statistischen Untersuchungen des Schweiz. Skiverbandes war 1929 die Unfallfrequenz mit  $5^\circ/_{00}$  am höchsten. Von 1929 bis 1932 wurden die meisten Sprungschancen auf Normalprofil umgebaut. Trotz der mit der Normung gesteigerten Sprungweiten von 50 m auf 100 m ist die Unfallfrequenz von  $5^\circ/_{00}$  auf  $1^\circ/_{00}$  gefallen.

Das praktische Ergebnis resümiert sich somit:

1. Weisung neuer Wege für die Sprungtechnik vom plumpen Skisprung zum Ski-Flug.
2. Normung der Schanzenprofile, Erleichterung und Verbilligung des Schanzenbaues. (Es wurde früher gelegentlich für mehrere 100000 Franken falsch gebaut.)
3. Reduktion der Unfallfrequenz von  $5\text{‰}$  auf  $1\text{‰}$ .

*Ausführliche Arbeiten:* Skijahrbuch des S.S.V. 1927. Schneehase 1931/32. Jahrbuch 1935 des norwegischen Skiverbandes.

### Optische Dissoziation des Moleküls HgJCl

von K. WIELAND (Zürich).

Die Bindungsenergiewerte der zweiwertigen Quecksilberhalogenide  $\text{HgX}_2$  (X = Halogen) lassen sich aus thermochemischen und spektroskopischen Daten berechnen. Die entsprechenden Energiewerte des Mischmoleküls HgJCl lassen sich auf optischem Wege folgendermassen gewinnen. Bei Bestrahlung mit Licht von hinreichend grosser Frequenz  $\nu_a$  dissoziiert das Molekül HgJCl in  $\text{J} + \text{HgCl}$  (bzw. in  $\text{Cl} + \text{HgJ}$ ) unter Ausstrahlung eines für das Radikal HgCl (bzw. HgJ) charakteristischen Fluoreszenzlichtes  $\nu_f$ . Die Energiedifferenz  $h(\nu_a - \nu_f)$  gibt daher direkt ein Mass ab für die Grösse der Bindungsenergie  $\text{J}-\text{HgCl}$  (bzw.  $\text{Cl}-\text{HgJ}$ ). Zusammen mit den bekannten Werten der reinen Moleküle  $\text{X}-\text{HgX}$  und der Radikale  $\text{Hg}-\text{X}$  erhält man dann folgende Bindungsenergiewerte, bezogen auf Gasphase und  $0^\circ\text{K}$ :

Cl—HgCl	80,5 kcal/Mol	Hg—Cl	24 kcal/Mol
Cl—HgJ	75 „	Hg—J	12 „
J—HgCl	63 „		
J—HgJ	57 „		

Nähere experimentelle Angaben werden in einem der nächsten Hefte der *Helv. Phys. Acta* veröffentlicht werden.

### Statistik grosser Hoffmann'scher Stösse auf Jungfraujoeh (3500 m ü. M.)

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

Es wird über die Messung sehr grosser Hoffmannstösse auf Jungfraujoeh (3500 m ü. M.) berichtet. In 8000 Registrierstunden sind mit der in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> beschriebenen Apparatur hinter allseitigem Bleipanzer von 10 cm Dicke 116 Stösse mit

<sup>1)</sup> H. WÄFFLER, *H.P.A.* **14**, 215 (1941).



Energien zwischen  $3 \cdot 10^{11}$  und  $1,2 \cdot 10^{12}$  eV beobachtet worden. Die Diskussion dieser Messungen ergibt für den mittleren Stossquerschnitt des Bleikerns einen Wert von

$$\sigma \approx 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

Unter Heranziehung von Messungen anderer Autoren wird die Abhängigkeit der Stosshäufigkeit von der Höhe des Messortes diskutiert. Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den H. P. A.

### Kernreaktionen von Fluor mit schnellen Neutronen

von P. HUBER, J. ROSSEL und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Wird  $F_9^{19}$  mit Neutronen von 2,87 MeV bestrahlt, so sind zwei Kernumwandlungen zu erwarten:

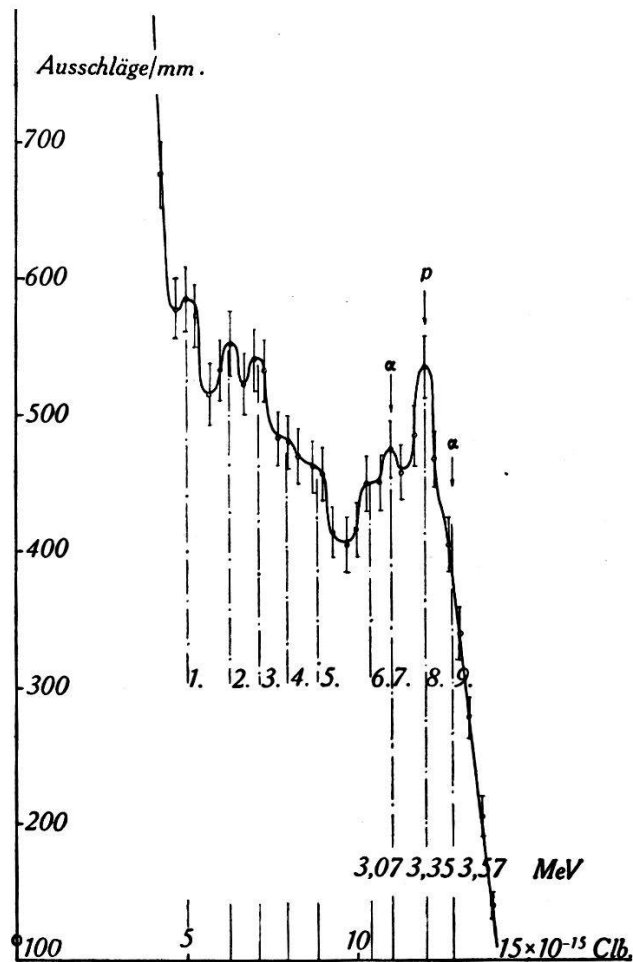
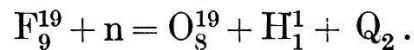
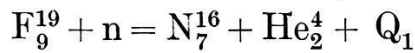


Fig. 1.

Ausschlagsstatistik der  $F_9^{19}$  Reaktionen.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Energietönungen  $Q_1$  und  $Q_2$  bestimmt, woraus sich die Massen  $N_7^{16}$  und  $O_8^{19}$  berechnen lassen.

Zur Messung der Energietönungen benutzen wir die Ionisationskammer in Verbindung mit linearem Verstärker und Oszillographen. Als Füllgas diente  $CF_4$  von 5,6 ata Druck.

In Fig. 1 sind die Ausschläge/mm aufgetragen, die bei der Bestrahlung von  $F^{19}$  mit 2,87 MeV-Neutronen erhalten wurden. Es lassen sich neun Gruppen festlegen. Wichtig ist nun die Zuordnung der Gruppen zu den  $\alpha$ - oder  $p$ -Umwandlungen. Dazu beobachteten wir die Ausschlagsverteilung bei abnehmenden Fülldrucken der Ionisationskammer. Damit lassen sich nur die energiereichsten Gruppen identifizieren. Fig. 2 zeigt die entsprechenden Ergeb-

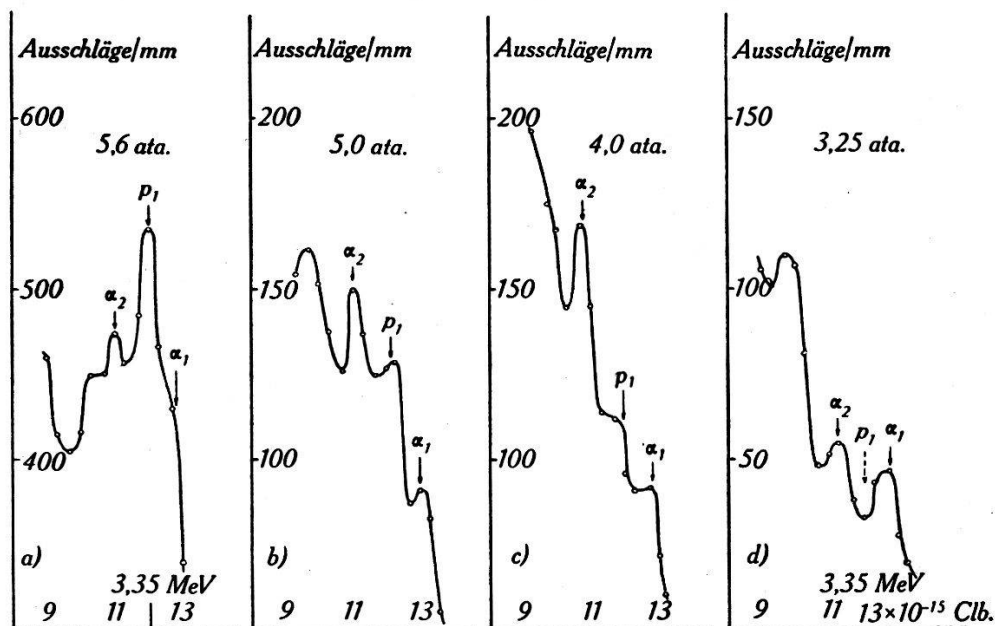


Fig. 2.

Trennung der  $\alpha$ - und  $p$ -Gruppen.

nisse. Die ausgeprägte Gruppe bei  $12 \cdot 10^{-15}$  Clb verschwindet bei kleineren Drucken. Sie entspricht also einer  $p$ -Umwandlung. Die beiden anderen Gruppen bei  $11 \cdot 10^{-15}$  Clb und  $12,8 \cdot 10^{-15}$  Clb gehören zu  $\alpha$ -Reaktionen.

Um die Energie der Gruppen zu bestimmen, da für  $CF_4$  die Ionisierungsarbeit pro Ionenpaar unbekannt ist, benutzten wir zur Energieeichung die genau bekannte  $N(n, \alpha)B$ -Reaktion des Stickstoffs.<sup>1)</sup> Die Ergebnisse aus einer Ionisationskammerfüllung von 5,7 ata  $CF_4$  und 0,5 ata  $N_2$  gibt Fig. 3. Daraus lassen sich die Energietönungen in MeV angeben:

$$Q_1 = 0,70 \text{ MeV für } F(n, \alpha)N^{16}$$

$$Q_2 = 0,48 \text{ MeV für } F(n, p)O^{19},$$

<sup>1)</sup> E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta, 12, 330, 1939.

und die Massen  $N^{16}$  und  $O^{19}$  berechnen:

$$N^{16} = 16,00887 \pm 0,00061$$

$$O^{19} = 19,00484 \pm 0,00055.$$

Als mittlere Ionisierungsarbeit für  $CF_4$  ergibt sich 44,6 eV/Ionenpaar.

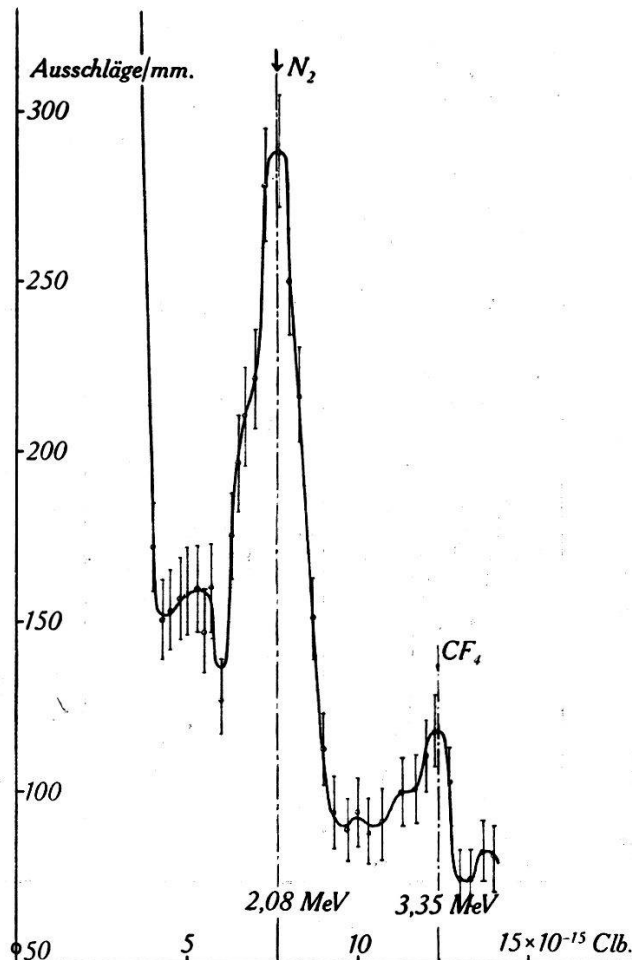


Fig. 3.

Energiemessung mit Hilfe der  $N(n, \alpha)B$ -Reaktion.

### Hysteresiskurven von $KD_2PO_4$ -Kristallen

von W. BANTLE und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Es wurde vorgetragen über Messungen der Hysteresisschleife beim seignette-elektrischen  $KD_2PO_4$ , d. h. primären Kaliumphosphat, in welchem der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt worden ist. Remanenz, Sättigungspolarisation, Koerzitivfeld und dielektrische Verluste wurden in Funktion der Temperatur ausführlich vermessen.

So ähnlich der Verlauf der Dielektrizitätskonstante des Kaliumphosphates demjenigen des Seignettesalzes ist (die DK wird

bei hohen und bei tiefen Temperaturen sehr klein gegenüber dem Gebiet „zwischen den Curiepunkten“), so verschieden verhalten sich die beiden Stoffe am sogenannten unteren Curiepunkt. Während die Hysteresiskurven bei Seignettesalz an beiden Curiepunkten deutlich das gleichzeitige Verschwinden der spontanen Polarisation und des Koerzitivfeldes zeigen, gilt dies für  $KD_2PO_4$  nur bei der oberen Curietemperatur. Auch bei  $KD_2PO_4$  verschwindet bei tiefen Temperaturen die Hysteresisschleife fast vollständig. Dieses Verschwinden der Hysterese verläuft aber bei  $DK_2PO_4$  ganz anders als bei Seignettesalz: Mit abnehmender Temperatur nimmt im Gegensatz zu Seignettesalz das Koerzitivfeld ungeheuer stark zu, ohne dass ein Absinken der Sättigung zu beobachten

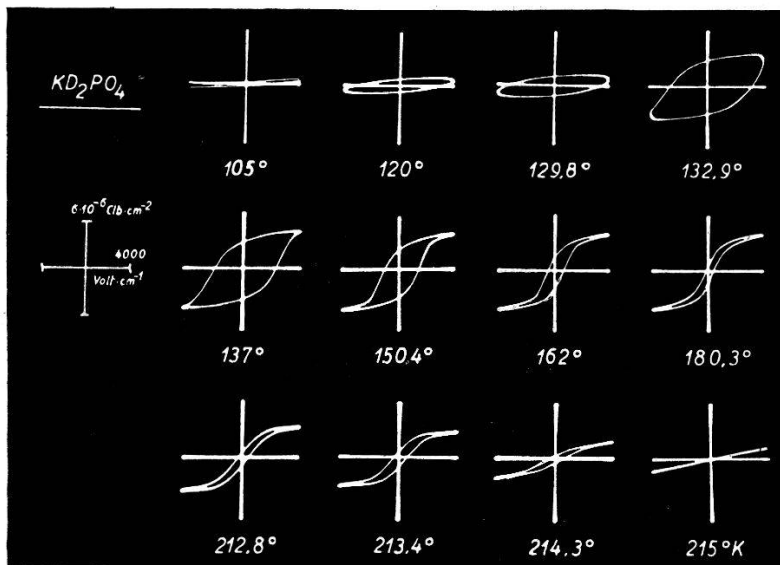


Fig. 1.

wäre (Fig. 1). Schliesslich wachsen die Koerzitivfelder, welche zum Umklappen der Polarisation nötig wären, dermassen stark an, dass die Sättigung gar nicht mehr erreicht werden kann, da der Kristall sonst zerspringt.

Dieses Verhalten deutet sehr stark darauf hin, dass die spontane Polarisation dieses Salzes bei tiefen Temperaturen nicht verschwindet. Das Absinken der DK beim sogenannten unteren Curiepunkt beruht also hier im Gegensatz zu Seignettesalz nicht auf einem Verschwinden der Polarisation, sondern es ist zurückzuführen auf die Unmöglichkeit, die spontane Polarisation mit einem äusseren Felde umzuklappen: Der Kristall ist somit bei tiefer Temperatur pyroelektrisch geworden.

In Übereinstimmung mit dieser Deutung unserer Messungen steht die Tatsache, dass wir am sogenannten unteren Curiepunkt

bei  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  keine Anomalie der spezifischen Wärme, die ja am oberen Curiepunkt so ausgeprägt ist, gefunden haben.

Eine ausführliche Beschreibung der Versuche erscheint demnächst in den H. P. A.

### Keimbildung in übersättigten Lösungen

VON J. AMSLER und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Die Vorgänge bei der Bildung einer neuen Phase sind heute theoretisch weitgehend abgeklärt. Ein Überblick über die Entwicklung und den gegenwärtigen Stand des Problems ist von M. VOLMER<sup>1)</sup> gegeben worden. Zahlreiche Untersuchungen über die Bildung von Tröpfchen in unterkühlten Dämpfen, die besonders im Zusammenhange mit der Wilson'schen Nebelkammermethode gemacht wurden, ergaben eine sehr befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie. Im Falle der Kristallkeimbildung aus übersättigten Lösungen wurden jedoch Resultate erhalten, die mit den theoretischen Aussagen nicht in Einklang zu bringen waren. Es erhob sich daher die Frage, ob hier vielleicht noch andere Gesetzmässigkeiten eine Rolle spielen. Die vorliegende Arbeit, die demnächst ausführlich in den H. P. A. veröffentlicht werden soll, wurde zu dem Zwecke vorgenommen, diese Verhältnisse zu klären.

Untersucht wurden die wässrigen Lösungen von KCl, KBr und KJ. Ferner eine Lösung von KCl in einem Gemisch von Alkohol und Wasser. Wir wählten diese Substanzen, weil sie infolge ihres einfachen Gitterbaues der Berechnung zugänglich sind. Die bei  $30^\circ\text{C}$  genau gesättigten Lösungen wurden durch schnelles Abkühlen auf einen bestimmten Übersättigungsgrad gebracht. Darauf bestimmten wir die Zeit, die bis zum Eintritt der Kristallisation verstrich. Dieses Ereignis kündigt sich durch eine plötzlich einsetzende Veränderung der elektrischen Leitfähigkeit an, so dass der entsprechende Zeitpunkt mittels einer Brückenschaltung sehr genau festgelegt werden kann.

Die in Vorausversuchen erhaltenen Resultate zeigten, dass sich infolge der relativ geringen Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen in der Lösung um die wachsenden Kriställchen ein Hof geringerer Konzentration ausbildet. Die Keime wachsen daher gar nicht in der makroskopisch gegebenen Konzentration, wodurch sich die Abweichungen vom erwarteten Verhalten erklären lassen. Der Gedanke liegt nahe, die Ausbildung dieses Hofes durch intensives Rühren zu verhindern. In der Tat zeigten die so behandelten

<sup>1)</sup> M. VOLMER, Kinetik der Phasenbildung, Chemische Reaktion, Bd. IV. Steinkopff 1939.

Lösungen genau das von der Theorie geforderte Verhalten. Bei kleinen Übersättigungen konnte auch nach tagelangem Rühren keine Kristallisation mehr erhalten werden. Mit steigender Übersättigung kommt man jedoch zu einer scharf bestimmbaren Grenze, oberhalb welcher die Kristallisation schon innerhalb weniger Minuten eintritt. Mit zunehmender Oberflächenspannung der ausfallenden Kristalle bezüglich der Lösung verschiebt sich diese Grenze im Sinne steigender Übersättigung. Der Wert der Übersättigung an der Grenze lässt sich theoretisch angenähert berechnen. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ist sehr befriedigend. Die Theorie ist somit im Stande, die Gesetzmässigkeiten bei der Keimbildung in übersättigten Lösungen wiederzugeben.

### Positronenerzeugung durch Betastrahlen

VON H. BRADT UND P. SCHERRER (E. T. H. Zürich).

Es ist, in erster Linie mit Hilfe der Wilsonkammer, beobachtet worden, dass eine Reihe der natürlichen Betastrahler auch positive Elektronen emittiert; dabei wurde, auf 100 Elektronenspuren, welche die in der Wilsonkammer angebrachte radioaktive Quelle verlassen, eine Spur gefunden, deren positive Krümmung und Tröpfchendichte ein Positron andeuten. Auch dann, wenn die Quelle von einem Absorber umgeben war, der das ganze primäre Positronenspektrum absorbieren sollte, konnten Positronen beobachtet werden; diese scheinen im Absorber erzeugt zu sein.

Zur Erklärung der Herkunft dieser positiven Spuren wurde von SKOBELTZYN und STEPANOWA der Prozess der Paarerzeugung durch schnelle Elektronen herangezogen, den die Diracsche Theorie voraussehen lässt. Doch muss, um die beobachtete Häufigkeit der Spuren zu erklären, für diesen Prozess ein Wirkungsquerschnitt angenommen werden, der den theoretisch berechneten um mehrere Zehnerpotenzen übertrifft. Die Versuche, diese Positronen mit Hilfe der nach ihrer Bremsung entstehenden Annihilationsstrahlung nachzuweisen, welche im Frühjahr 1940 unternommen wurden<sup>1)</sup>, sind mit jetzt wesentlich verbesserten Hilfsmitteln wiederholt worden: es konnte die Zahl der durch die Höhenstrahlschauer verursachten Koinzidenzen bedeutend herabgesetzt werden dadurch, dass eine sich über den Messzählrohren befindliche Zählrohrbatterie mit diesen in Antikoinzidenz geschaltet worden ist; ebenfalls wurde die Zahl der zufälligen Koinzidenzen erheblich herab-

<sup>1)</sup> BRADT, GUILLISSEN und SCHERRER, H. P. A. 13, 1940, 259. Wir verweisen auf diese Arbeit, in der die Methode der Messung erläutert ist.

gesetzt, da das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung auf  $10^{-7}$  sec vermindert werden konnte.

Die Anzahl der beobachteten echten Koinzidenzen ist erheblich zu gross, als dass sie sich allein durch sukzessive Emission von  $\gamma$ -Quanten durch den mit  $UX_2$  isomeren  $UZ$ -Kern erklären liesse; doch werden diese Koinzidenzen nicht von in diametral entgegengesetzter Richtung fortfliegenden, gleichzeitig emittierten  $\gamma$ -Quanten hervorgerufen. Sie können also nicht als durch die Annihilationsstrahlung ausgelöst betrachtet werden.

Wir glauben aus diesem Resultat schliessen zu können, dass der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch Elektronen den auf Grund der elektromagnetischen Theorie berechneten grössenordnungsmässig um höchstens einen Faktor 10 über treffen kann.

### Zum Elementarprozess der Verdampfung

von E. MIESCHER (Basel).

Die Frage nach dem Molekulargewicht  $M$  der Moleküle, die eine verdampfende Oberfläche verlassen, kann durch Versuche beantwortet werden, welche zugleich die Verdampfungsgeschwindigkeit  $G$  (gr/cm<sup>2</sup> sec) und den Druck auf die verdampfende Oberfläche  $P$  (dyn/cm<sup>2</sup>) messen. Unter der Annahme, dass die Richtungs- und Geschwindigkeitsverteilung der bei der Temperatur  $T$  verdampfenden Moleküle übereinstimmt mit der Verteilung der im Dampf der Temperatur  $T$  an einer Wand reflektierten Moleküle, ergibt sich nach der kinetischen Gastheorie

$$\frac{P}{G} = \sqrt{\frac{\pi R T}{2 M}} \quad R = \text{Gaskonstante.}$$

$P$  und  $G$  werden mit einer elektrischen Waage an einer dünnen, ebenen, im Hochvakuum bei  $110^{\circ}$  C verdampfenden Schicht festen Schwefels gemessen, der eine mit flüssiger Luft gekühlte Wand im Abstand klein gegen die freie Weglänge gegenübersteht.

Mit  $M = n \cdot 32$  berechnet sich nach obiger Formel für  $P/G$  ( $\Gamma = g \cdot G =$  Gewichtsabnahme in dyn/cm<sup>2</sup>sec,  $g = 981$  cm/sec<sup>2</sup>) für

$n$	$P/G$
1	40,3
2	28,5
6	16,4
7	15,2
8	14,3
9	13,4

Zwei Versuchsreihen ergaben für  $P/I$  die Werte 13,0 und 15,2 mit dem Mittel 14,1. Sie zeigen, dass  $S_8$ -Moleküle die Oberfläche verlassen. Wie bekannt, finden sich im Kristall und im Dampf bei tiefen Temperaturen  $S_8$ -Ringe aus Schwefelatomen.

Die Versuche werden fortgesetzt. Eine ausführliche Mitteilung erscheint in den Helv. Phys. Acta.

---

**Über die Absorption der ultravioletten Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre**

von E. MEYER (Zürich, Univ.).

(erscheint ausführlich in den H. P. A.)

---

**Über die Absorption des Sauerstoffs für Licht von der Wellenlänge 2144 AE.**

von W. HEILPERN (Zürich, Univ.).

(erscheint ausführlich in den H. P. A.)

---

**Über Ansätze für die Wechselwirkung von Elektronen mit schweren Teilchen**

von M. FIERZ (Basel).

Man betrachtet Elektronen, die mit schweren Teilchen in Wechselwirkung stehen, so dass die schweren Teilchen Elektronenpaare emittieren können oder die Elektronen streuen. Die schweren Teilchen sollen als ruhend angenommen werden. Das Dirac'sche Wellenfeld, das den Elektronen zugeordnet ist, genüge folgender Gleichung:

$$\dot{\psi} + \alpha \text{grad } \psi + i \beta m \psi + \eta \beta \dot{\psi} \Delta (\vec{x}) = 0 \quad (1)$$

$\alpha, \beta$  sind die Dirac-Matrizen,  $m$  die Elektronenmasse.  $\eta$  eine Konstante.  $\Delta (\vec{x})$  ist eine Funktion, die im relativist. invarianten Grenzfall in die  $\delta (\vec{x})$ -Funktion übergeht. Charakteristisch für den Ansatz (1) ist das Auftreten von  $\dot{\psi}$  im Koppelungsterm. Es wurde bewiesen, dass das den Elektronen zugeordnete Wellenfeld  $\psi$  nicht so quantisiert werden kann, dass diese dem Pauliprinzip genügen. Die Ladung, die gemäss (1) konstant ist, hat nämlich die folgende Form:

$$e = \int dv (\psi^* \dot{\psi} + \eta \dot{\psi}^* \beta \psi \Delta (\vec{x})).$$

Dieser Ausdruck ist nicht positiv definit und hierauf stützt sich der erwähnte Beweis.

Es wird eine ausführlichere Veröffentlichung in den H. P. A. erscheinen.



### La signification du temps propre en mécanique ondulatoire

par E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

La *théorie classique* contenue dans

$$\ddot{q}^\mu = e B^{\mu\nu} \dot{q}_\nu \quad (1)$$

montre que  $-\dot{q}_\mu \dot{q}^\mu = (ds/d\lambda)^2 = m^2$  est une constante d'intégration. Le paramètre  $\lambda$  est donc proportionnel au temps propre  $s$ . Suivant que  $ds = \pm m d\lambda$  (1) représente une particule de masse  $m$  et de charge  $\pm e$ . Une particule à charge  $+e$  resp.  $-e$  est représentée par une ligne d'univers qui évolue vers le futur, resp. vers le passé, si  $\lambda$  augmente ( $\dot{q}^4 > 0$  resp.  $< 0$ ). La réaction de la particule sur le champ peut être décrite par une densité de charge

$$\rho(\vec{x}, t=x^4) = e \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{q}^4 d\lambda \delta(x^1 - q^1) \delta(x^2 - q^2) \delta(x^3 - q^3) \delta(x^4 - q^4) \quad (2)$$

Son intégrale spatiale vaut  $\pm e$ , suivant que  $\dot{q}^4 \gtrless 0$ .

La *théorie quantique* découle d'une Hamiltonienne  $R$  (correspondant à la masse, c. à d.  $R = -\frac{1}{2} m^2$ )

$$R = \frac{1}{2} \pi_\mu \pi^\mu; \quad \pi_\mu = p_\mu - e \Phi_\mu(q). \quad (3)$$

Pour autant que les potentiels  $\Phi_4$  ne varient que dans des dimensions grandes par rapport aux longueurs d'ondes contenues dans la fonction  $\psi(q^1, q^2, q^3, q^4, \lambda)$ , le paquet d'ondes (normalisé à  $\iiint (dq)^4 |\psi|^2 = 1$ ) suit la ligne d'univers classique. Un champ électrique n'existant que pendant une très courte période au temps  $t = x^4 = 0$  est décrit par un potentiel  $\Phi^\mu = \text{constant}$ , qui possède une discontinuité sur l'hyperplan  $x^4 = t = 0$ . Cette discontinuité donne lieu, en plus de la réfraction du paquet d'ondes primaire (correspondant à l'accélération de la particule) à une *réflexion* qui correspond à la ligne d'univers d'une particule de même masse mais de *charge opposée*.

La normalisation de  $\psi$  et sa dépendance du "temps propre  $\lambda$ " présente certaines difficultés d'interprétation probabiliste. L'exemple décrit semble exprimer le fait suivant:

"Si j'observe au temps  $t > 0$  une particule ( $m, -e$ ) et si je sais qu'au moment  $t = 0$  un champ électrique existait, il y a A) une probabilité  $W_A$  que la particule a été accélérée par ce

<sup>1)</sup>  $\dot{F}$  signifie la dérivée de  $F$  par rapport au paramètre  $\lambda$ .  $q^\mu$  ( $\mu = 1, 2, 3, 4$ ) sont les coordonnées d'un point.  $B^{\mu\nu} = -B^{\nu\mu}$  est le champ électromagnétique.

champ, et B) une probabilité  $W_B = 1 - W_A$  que la particule n'existait pas pour  $t < 0$  mais qu'elle est la partenaire d'une *paire de particules*  $(m, -e)$ ,  $(m, +e)$ , créée au moment  $t = 0$  par ce champ.<sup>1)</sup>

### Über Verhinderung der Grenzschicht-Turbulenz durch Absaugung

von M. RAS und J. ACKERET (E. T. H. Zürich).

Um die Oberflächen-Reibung möglichst klein zu halten, wäre es wünschenswert, die Grenzschicht im laminaren Zustand zu erhalten und deren Turbulentwerden zu verhindern. Bei der Parallelströmung längs ebenen Platten ist das Umschlagen der Grenzschicht vom laminaren in den turbulenten Zustand vor allem durch die Geschwindigkeits-Schwankungen der äusseren Strömung bedingt. Ist aber in der Strömungsrichtung ein Druckanstieg vorhanden, so bewirkt dieser das Umschlagen der Grenzschicht, selbst dann, wenn die äussere Strömung weitgehend frei von Schwankungen ist.

Es wurde nun versucht, durch Absaugen der wandnahen, stark abgebremsten Partien der Grenzschicht auch durch einen Druckanstieg hindurch die Grenzschicht im laminaren Zustand zu erhalten. Im Institut für Aerodynamik an der E. T. H. wurde ein kleiner Windkanal aufgebaut, dessen eine ebene Wand einem Druckanstieg ausgesetzt war. Im Gebiet dieses Druckanstieges war die Wand mit 35 quer zur Strömungsrichtung verlaufenden Absaugeschlitzen von je  $\frac{1}{10}$  mm versehen. Die Schlitze waren in Abständen von je 10 mm angebracht, wodurch eine fast kontinuierliche Absaugung erreicht wurde.

Die Versuche haben gezeigt, dass es tatsächlich möglich ist, eine laminare Grenzschicht mit Hilfe der Absaugung durch einen Druckanstieg hindurch laminar zu erhalten. Der Druckanstieg betrug 53% des Staudruckes und die minimal abzusaugende Menge ergab sich zu rund 100% der Verdrängungsdicke der Grenzschicht — unmittelbar vor dem Druckanstieg gemessen. Ohne Absaugung war schon nach einem Druckanstieg zwischen 10 und 15% ein Turbulentwerden der Grenzschicht zu beobachten. Der laminare bzw. turbulente Zustand der Grenzschicht wurde mit dem Stethoskop und durch den Hitzdraht festgestellt.

Versuche, eine turbulente Grenzschicht durch Absaugen laminar zu machen, sind im Gange. Die bisherigen Ergebnisse zeigen eine starke Abnahme der Turbulenz, jedoch noch kein gänzlich laminares Verhalten.

<sup>1)</sup> Un exposé détaillé de ces idées sera publié dans les Helv. Phys. Acta.

**Das Kohlenstoff-Tetraeder und die Tieftemperatur-Modifikation des CO<sub>2</sub>**

von C. HOENIG (Göttingen).

(Gekürzt.)

Das Kohlenstoff-Tetraeder ist heutzutage bereits historisch. VAN'T HOFF und LE BEL vermuteten eine Wirkung der Valenzen in den vier Tetraeder-Richtungen. Der „geometrische Tetraeder“ ist ein Körper mit 4 Flächen (gleichseitigen Dreiecken), mit 4 Spitzen und 6 Kanten. Vom Mittelpunkt des kugelsymmetrischen Körpers können 4 Richtungen durch die Spitzen, oder senkrecht zu den Flächen, gezogen werden. Diese schliessen je Winkel von 109 Grad 28 Minuten ein, den sog. „Tetraederwinkel“. Benachbarte Tetraeder können Spitzen, Kanten oder Flächen gemeinsam haben.

Das CO<sub>2</sub>-Molekül ist physikalisch als symmetrisches Stäbchen, mit 16 Aussen-Elektronen, ohne Dipolmoment erkannt und definiert.

Die Tieftemperatur-Modifikation des CO<sub>2</sub>. Die Zelle ist kubisch mit einem  $a = 5,54$  ÅE bei Null Grad.

1. Modifikation: Stäbchen in allen Ecken des Kubus parallel, geneigt. Stäbchen oben und unten ebenso, aber im rechten Winkel dazu, je in den Diagonalebene des Kubus. Stäbchen in zwei Seitenflächen parallel mit jenen, in zweien parallel mit den andern. Alle C liegen kubisch flächenzentriert. Ein C mit denjenigen der angrenzenden Flächen bildet ein Tetraeder. Das Messen zeigt, dass um ein O eines Stäbchens drei andere lose im Tetraeder liegen mit den Abständen von c. 3,2 ÅE. Die Tetraeder-Basen stehen sich im Innern gegenüber, verschränkt in kugeldichter Ordnung. Da es sich eigentlich nurmehr um O-Ionen oder O-Oktette handelt, so ist die kugeldichte Packung nur an den Stellen der C wesentlich dichter  $O - O = 2,26$  ÅE, also je beim Austritt in einen andern Elementarbereich.

2. Modifikation (hypothetisch): Die Edelgas-Atome legen sich bei Tieftemperatur mit den Kubus-Oktettflächen aneinander und ergeben so die richtigen Masse der Zellen. Der Gamma-Sauerstoff mit seinen Molekülen O=O ebenfalls, wenn man nach Struktur-Ber. IV, S. 81 die Zelle konstruiert, siehe Blatt 292<sup>1)</sup>. Wenn man die freien Enden O..O zweier CO<sub>2</sub>-Moleküle derart aneinander legt, so ergibt sich genau der C—C-Abstand = 3,9 ÅE, das ist

<sup>1)</sup> Die Konstruktionsblätter enthalten maßstäblich sehr viele verschiedenartige Moleküle, Gruppen und Strukturen aus der neuen Literatur. Sie sind deponiert beim Mineralogischen Institut der Hochschulen Zürich und beim Kaiser Wilhelm-Institut in Berlin.

soviel wie die halbe Flächendiagonale der Zelle. Folgerung: Es könnten sich also auch  $O=C=O/O=C=O/O=C=O$ -Ketten bilden, wie dies in den Blättern 293—297 dargestellt ist. Sie würden längs den Flächendiagonalen des Kubus verlaufen und sich wie in Blatt 297 gezeigt abwechselnd kreuzen. Die Ketten wären steif infolge der ausgenutzten Biegungsamplitude.

### Z-Abhängigkeit der Bremsstrahlung schneller Elektronen

VON E. STAHEL und J. MASSA (Brüssel).

1. Einleitung. In Fortsetzung früherer Untersuchungen<sup>1)</sup> über die Bremsstrahlung schneller Elektronen wurde nun auch die Abhängigkeit der Intensität der Bremsstrahlung von der Ordnungszahl des bestrahlten Filters untersucht. Einige Vorversuche<sup>2)</sup> hatten ungefähr Proportionalität mit  $Z$  ergeben, doch waren diese Messungen für einen genauen Vergleich mit der Theorie nicht geeignet, da die Absorption der erzeugten Bremsstrahlung im Filter selbst nicht berücksichtigt werden konnte.

2. Theorie. Die Intensität der Bremsstrahlung, die bei vollständiger Absorption der Elektronen erzeugt wird, lässt sich berechnen<sup>3)</sup>. Es ergibt sich ungefähr Proportionalität mit  $Z$ . Zweck der vorliegenden Untersuchung war es, die durch gewisse Korrekturglieder bedingten Abweichungen von der  $Z$ -Proportionalität genauer zu untersuchen.

3. Messungen. Ein starkes UX-Präparat befindet sich im Zentrum der früher beschriebenen<sup>4)</sup> Hochdruckionisationskammer. Die Strahlenquelle wird zunächst allseitig mit einem 2 mm dicken Al-Filter umgeben, der die  $\beta$ -Strahlen vollständig absorbiert. In der Ionisationskammer wird also die in Al erzeugte Bremsstrahlung gemessen, zusammen mit der schwachen primären Gammastrahlung des UX. Nun werden zwischen Quelle und Al-Filter dünne Folien der zu untersuchenden Substanz angebracht und die Gammastrahlung in Funktion der Foliendicke gemessen. Aus der so entstehenden „Buckel“-Kurve kann bestimmt werden, wie gross die Intensität der Bremsstrahlung wäre, wenn keine Absorptionsverluste auftreten würden. Die so ermittelten Werte für Celluloid, Al, Cu, Ag, Sn und Pb sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

<sup>1)</sup> E. STAHEL und J. GUILLISSEN, Phys. Rev. **57**, 341, 1940.

<sup>2)</sup> E. STAHEL und P. KIPFER, Helv. Phys. Acta **9**, 492, 1936.

<sup>3)</sup> Siehe z. B. HEITLER, Quantum Theory of Radiation, Oxford 1936.

<sup>4)</sup> E. STAHEL und J. GUILLISSEN, Journ. de phys. **1**, 12, 1940.

Substanz	Z	$\frac{I_{\text{tot}}}{I_{\text{Al}}}$	$\frac{I_{\text{Brems}} = I_{\text{tot}} - I_0}{I_{\text{Al}}}$	Theorie		
				relativist.	nicht relativist.	Z-prop.
Cell. . .	8	0,946	0,096	0,089	0,075	0,098
Al. . .	13	1,000	0,150	0,144	0,128	0,160
Cu . .	29	1,206	0,356	0,343	0,306	0,358
Ag . .	47	1,431	0,581	0,561	0,533	0,579
Sn . .	50	1,453	0,603	0,598	0,572	0,616
Pb . .	82	1,862	1,012	1,012	1,012	1,012

Die dritte Kolonne dieser Tabelle gibt die für Absorption korrigierten Messresultate. Die Messpunkte liegen mit grosser Genauigkeit auf einer Geraden. Die Intensität der primären Gammastrahlung ergibt sich durch Extrapolation nach  $Z = 0$  zu  $I_0 = 0,85$ . Die vierte Kolonne enthält die daraus berechnete Intensität der Bremsstrahlung allein. Die beiden folgenden Kolonnen enthalten die nach der Theorie berechneten Werte, wobei die relativistischen und die nichtrelativistischen Formeln benützt wurden.

4. Diskussion. Aus dem Vergleich der berechneten und der gemessenen Werte ergibt sich, dass die relativistische Formel, innerhalb der Messgenauigkeit, Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gibt, während die nichtrelativistische Rechnung deutliche Abweichungen zeigt. Bemerkenswert ist auch, dass sich sehr genau  $Z$ -Proportionalität ergibt (letzte Kolonne), was bedeutet, dass die Korrekturglieder sich zufällig in diesem Energiebereich gerade kompensieren.

### Versuche zur Auffindung einer neuen, energiereichen Gammastrahlkomponente des RaC

von E. STAHEL und J. WALTON, Brüssel.

v. HALBAN hat festgestellt, dass die Gammastrahlen des Ra den Kernphotoeffekt in Deuterium auszulösen vermögen. Da die Dissoziationsenergie des  $D$ -Kerns 2,20 MeV beträgt, müssen die den Kernphotoeffekt auslösenden Gammastrahlen mindestens diese Energie haben. Nun wird gewöhnlich angenommen, dass die 2,22 MeV-Gammalinie des RaC-Spektrums die energiereichste Komponente der Gammastrahlen des Ra sei. v. HALBAN gibt aber an, dass zur Erklärung seiner Ergebnisse eine Gamma-Komponente von etwa 2,6 MeV mit einer Intensität von ca. 5 Quanten

pro 100 zerfallenden Atomen vorhanden sein müsse. Eine Gammastrahlung dieser Intensität sollte aber unter geeigneten Versuchsbedingungen durch gewöhnliche Absorptionsmessungen nachgewiesen werden können, sofern man die übrigen Gammastrahlen „wegfiltrieren“ kann, was möglich ist, wenn die zu untersuchende Strahlung den kleinsten Absorptionskoeffizienten hat. Das ist hier der Fall, wenn Filter niedriger Atomzahlen, z. B. Al, verwendet, nicht aber, wenn schweratomige Filter, z. B. Blei, benützt werden.

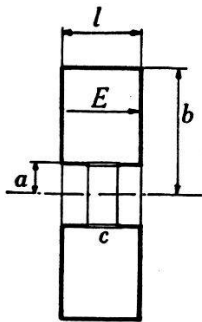
Die Versuchsanordnung war die klassische für genaue Absorptionsmessungen: Parallele Strahlenbüschel, Schutz gegen Streustrahlung, grosse Distanz (3 m) zwischen Präparat (2 g Ra) und Messinstrument. Der gemessene Absorptionskoeffizient wurde verglichen mit demjenigen Wert, der sich aus der Gammastrahlverteilung der Ra berechnen lässt. Folgendes sind die erhaltenen Resultate:

Filterdicke cm Al	Absorptionskoeffizient $\cdot 10^4$		
	gemessen	berechnet nach Ellis	berechnet (siehe Text)
24,5	$132,5 \pm 0,4$	132,2	—
29,5	128,4	129,2	—
40,8	123,5	124,2	—
45,8	123,0	122,6	—
54,0	$120,1 \pm 0,6$	119,8	119,0
60,9	$118,2 \pm 1,0$	118,4	117,0
68,1	$117,3 \pm 1,6$	117,5	115,6
78,1	$121,0 \pm 6,4$	117,1	114,4

Diskussion. Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten sehr gut ist (Vergleich der Kolonnen 2 und 3). Systematische Abweichungen, die vor allem bei grösseren Filterdicken merklich sein sollten, können nicht nachgewiesen werden. In der letzten Kolonne sind diejenigen Werte eingetragen, die sich ergeben würden, wenn eine 2,6 MeV-Komponente, von der Intensität eines Quants pro 100 zerfallenden Atomen, vorhanden wäre. Man sieht, dass die berechneten Werte mit den gemessenen gerade noch verträglich wären. Eine grössere Intensität, insbesondere eine solche von fünf Quanten pro 100 zerfallenden Atomen, wie sie von v. HALBAN angenommen wurde, ist aber ausgeschlossen.

### Eigenfrequenzen des E-Typus eines kapazitätsbelasteten zylindrischen Hohlraumresonators

von F. LÜDI, A.-G. Brown, Boveri & Cie., Baden (Schweiz).



Für nebenstehenden mit Schlitz ausgeführten Hohlraumresonator bestimmen sich die Eigenfrequenzen aus:

$$\Delta(x) = [N_0(x b/a) J_1(x) - J_0(x b/a) N_1(x)] - \frac{2\pi a^2}{1/\epsilon C l} \frac{1}{x} [N_0(x b/a) J_1(x) - J_0(x b/a) N_1(x)] = 0$$

wobei  $x = a k = a \omega/c$ ,  $\epsilon$  = die allgemeine Dielektrizitätskonstante  
 $C$  = die Schlitzkapazität und  
 $J, N$  = Zylinderfunktionen  
 bedeuten.

Mit  $C = 3,6 \text{ pF}$   $b/a = 2$   $a = 0,6 \text{ cm}$   $l = 1 \text{ cm}$  werden die beiden ersten Eigenwellen:

$$\lambda_0 = 15 \text{ cm} \quad \lambda_1 = 1,2 \text{ cm}$$

Der Verlustwiderstand, bezogen auf die Spannung an der Kapazität, ergibt sich für Kupfer aus einer längeren Formel zu 17000 Ohm für die Grundwelle. Für die erste Oberwelle kann ausgesagt werden, dass der Ersatzwiderstand an dieser Stelle einige Größenordnungen kleiner sein muss, als für  $\lambda_0$ , da hier schon praktisch der Kurzschlussfall vorliegt. Der genaue Wert von  $x$  ist nur durch umständliche graphische Bestimmung möglich; er liegt jedenfalls dem entsprechenden Wert für  $C = \infty$  ausserordentlich nahe.

Eine ausführlichere Darstellung erscheint demnächst in dieser Zeitschrift.

### Über die Bildung von Kondensationskernen in Gasen durch ultraviolettes Licht

von P. BENER (Zürich, Univ.)  
 (erscheint später in den H.P.A.)