

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 15 (1942)  
**Heft:** IV

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

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

### **Nutzungsbedingungen**

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

### **Conditions d'utilisation**

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

### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 18.01.2026

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

## **Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Fribourg, am 9. Mai 1942.

Präsident: Prof. Dr. J. WEIGLE (Genève)

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

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

---

### *Geschäftlicher Teil.*

Es wird die folgende Revision der Statuten beschlossen: Art. 9 wird erweitert zu: „Der Vorstand besteht . . . und einem Beisitzer, der verantwortlich für das Auskunfts- und Pressewesen ist“.

Zum Beisitzer wird Herr Prof. M. Wehrli, Basel, gewählt; es werden ihm aus dem Gesellschaftsvermögen Fr. 500.— als Betriebskapital für die zu gründende Auskunfts- und Pressestelle bewilligt.

Herr Prof. Aug. Hagenbach (Basel), Präsident der Redaktionskommission der Helv. Phys. Acta ist anlässlich seines 70. Geburtstages zum Ehrenmitglied der S.P.G. ernannt worden.

In die S.P.G. werden aufgenommen:

*Ordentliche Mitglieder:* HH. Dr. H. Ammann (Fribourg); Dr. G. Badarau (Genève); H. Bömmel (Zürich); E. Bleuler, Dipl. Phys. (Küsnacht-Zürich); K. Bleuler (Genève); Edm. Brasey, Priv. Doz. (Fribourg); P. Dinichert (Genève); A. Grass (Basel); W. Hälgl (Basel); H. Hausmann, Ing. (Basel); Dr. E. Kessler (Bern); Dr. P. Läger (Riehen); B. Lauterburg, Dipl. Phys. (Zürich); H. Loosli, Ing. (Wallisellen); F. Marti, Ing. (La Chaux-de-Fonds); H. Merklingshaus, Ing. (Le Locle); W. Müller (Basel); J. Rossel (Zürich); E. Schönmann (Basel); Dr. P. B. Thürlemann (Engelberg); P. K. Zünd (Einsiedeln); W. Zünti, Dipl-Phys. (Zürich).

*Kollektivmitglieder:* Hoffmann-La Roche & Co. A.G. (Basel); Fr. Sauter A.G. (Basel).

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

Prof. Jean Perrin (Paris), Ehrenmitglied.

Aus der S.P.G. sind ausgetreten:

Dr. W. Billeter (Zürich); Dr. W. Brückmann (Locarno); Dr. F. Müller (Zürich).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 245 Mitglieder.

Die nächste Sitzung soll anlässlich der Jahresversammlung der S.N.G. am 29.—31. August 1942 in Sion stattfinden.

---

*Wissenschaftlicher Teil.***Die Verteilung der Strukturen kristallisierter Verbindungen über die 219 Raumgruppen**

von W. NOWACKI (Bern).

(Die ausführliche Arbeit wird a. a. O. erscheinen.)

**Kernphotoeffekt mit der Lithium-Gammastrahlung**

von O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER (Zürich, E.T.H.).

Mit Gammaquanten genügend hoher Energie ist es möglich, von einem Atomkern ein Neutron abzuspalten, was als Kernphotoeffekt bezeichnet wird. Die dabei dem Kern zugeführte Energie muss mindestens so gross wie die Bindungsenergie eines Neutrons sein, die im Mittel ungefähr 8 MeV beträgt. Beim Einfang eines Protons durch den  $\text{Li}^7$ -Kern wird eine  $\gamma$ -Strahlung mit einer Quantenenergie von 17 MeV erzeugt, die energetisch bei fast allen Kernen einen  $(\gamma, n)$ -Prozess ermöglicht. Die Wirkungsquerschnitte sind von der Grössenordnung  $10^{-28} \text{ cm}^2$ ; es ist deshalb bei den zur Verfügung stehenden  $\gamma$ -Intensitäten von  $\sim 10^6$   $\gamma$ -Quanten pro sec nicht möglich, den Kernphotoeffekt direkt durch den Nachweis des emittierten Neutrons festzustellen. Wenn hingegen der durch den  $(\gamma, n)$ -Prozess entstehende Kern radioaktiv ist, genügt es, die induzierte Aktivität nachzuweisen. Nach dieser Methode haben BOTHE und GENTNER<sup>1)</sup> bei einer ersten Durchmusterung des periodischen Systems 15 solcher Prozesse gefunden. Mit grösserer  $\gamma$ -Intensität und verbesserter geometrischer Anordnung ist es uns gelungen, im Vergleich zu diesen Autoren die induzierte Aktivität zu steigern. Deshalb erschien es aussichtsreich, bis jetzt der Beobachtung entgangene Kernphotoeffekte mit unserer Apparatur aufzufinden.

Die schon beschriebene Hochspannungsanlage<sup>2)</sup> liefert in ihrer Nachbeschleunigungsrohre Kanalströme bis 100  $\mu\text{A}$  und eine Maximalspannung von 800 KV. Für eine gute Ausbeute an  $\gamma$ -Quanten ist es wesentlich, dass die mit Protonen beschlossene Li-Target sehr rein ist. Wir stellten sie deshalb durch Aufdampfen von Lithium im Hochvakuum her, mit Hilfe eines kleinen, ausschwenkbaren elektrischen Ofens.

Die auf  $(\gamma, n)$ -Prozesse untersuchten Elemente wurden in reinem Zustand (Mg, Al, S, Fe, Cu) oder, wo dies nicht möglich war,

<sup>1)</sup> W. BOTHE und W. GENTNER, Zs. f. Phys. **106**, 236, 1937.

<sup>2)</sup> O. HUBER, O. LIENHARD, P. PREISWERK, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, H.P.A. XV, 45, 1942.

als sehr reine Verbindungen bestrahlt (Kalium als  $K_2S$ , Fluor als  $LiF$  und  $CaF_2$ ). Nach Bestrahlung bis zur praktischen Sättigung der induzierten Aktivität (Bestrahlungsdauer  $\sim 4 T$ ) wurden unserg Versuchskörper, die die Form von Hohlzylindern hatten, über ein genau passendes dünnwandiges Aluminiumzählrohr geschoben. Die Bestimmung der Halbwertszeit genügt dann, falls diese schon bekannt ist, zur Identifizierung des entsprechenden radioaktiven Isotops. Um auch sehr schwache Aktivitäten, das heisst kleine Ausbeuten des Kernphotoeffekts, finden zu können, muss der Nulleffekt des verwendeten Zählrohres klein sein. Unsere Aktivitätszählrohre haben bei einem Innendurchmesser von 25 mm und einer wirksamen Länge von 60 mm unter 10 cm Blei ca. 20 Nullstösse pro Minute. Mit Hilfe eines Kranzes von 8 grossen Zählrohren, in deren Mitte das Messzählrohr angebracht wurde, konnten die von der Höhenstrahlung herkommenden Stösse durch eine Antikoinzidenzschaltung unterdrückt werden. Es blieb ein Nulleffekt von 4 Stössen pro Minute.

Die vom Kanalstrahl getroffene Lithiumtarget emittiert ausser der gewünschten  $\gamma$ -Strahlung schnelle Neutronen, deren Intensität äquivalent zu 8 mC Radium + Beryllium bestimmt worden ist. Diese werden durch die im Wasserstoffkanalstrahl enthaltenen Deutonen in der Reaktion  $Li^7(d,n)Be^8$  gebildet. Da nun ein  $(n, 2n)$ -Prozess auf das gleiche Isotop führt wie ein  $(\gamma, n)$ -Prozess, ist in jedem Fall zu untersuchen, ob die entstandene Aktivität von der  $\gamma$ -Strahlung oder von den Neutronen induziert worden ist. Dies lässt sich leicht entscheiden, wenn man die induzierte Aktivität bei verschiedenen Protonenenergien misst. Die Intensität der  $\gamma$ -Strahlung zeigt bei 440 KV den für sie charakteristischen Resonanzanstieg und bleibt bei höheren Spannungen konstant, während die Neutronenintensität einen exponentiellen Anstieg zeigt und von 500 KV auf 700 KV auf den dreifachen Wert ansteigt. Wenn also die bei verschiedenen Spannungen gemessene Aktivität der  $\gamma$ -Intensität proportional ist, ist ein  $(n, 2n)$ -Prozess ausgeschlossen.

Bis jetzt ist es uns gelungen, an den folgenden Isotopen einen Kernphotoeffekt neu zu finden:  $Mg^{24}$ ,  $Al^{27}$ ,  $S^{32}$ ,  $K^{39}$ ,  $Fe^{54}$ . Die Kernphotoeffekte an  $N^{14}$  und  $F^{19}$  wurden schon von BOTHE und GENTNER<sup>1)</sup> angegeben, wobei diesen aber nur eine Abschätzung der sehr kleinen Ausbeuten möglich war, welche wir nun genauer gemessen haben. In der folgenden Tabelle sind die von uns bis jetzt gemessenen Kernphotoeffekte zusammengestellt. Wie von BOTHE und GENTNER werden die Ausbeuten der Kernphotoeffekte in Pro-

<sup>1)</sup> W. BOTHE und W. GENTNER, Zs. f. Phys. **112**, 45, 1939.



zenten von dem an  $\text{Cu}^{63}$  angegeben. Bei der Halbwertszeit sind in der Kolonne „Literaturwerte“, die von anderen Autoren für die betreffenden Kerne gemessenen Halbwertszeiten angeführt. Literaturangaben dazu findet man zum Beispiel bei MATTAUCH und FLÜGGE<sup>1)</sup>.

*Kernphotoeffekte.*

Ausgangsisotop mit relativer Häufigkeit	Endkern	Halbwertszeit		Ausbeute
		Literatur- werte	von uns gemessen	
${}^7\text{N}^{14}$ 99,62%	$\text{N}^{13}$	$9,93 \pm 0,03$ m	$9,92 \pm 1$ m	0,6
${}^9\text{F}^{19}$ 100	$\text{F}^{18}$	$112 \pm 4$ m $107 \pm 4$ m	$115 \pm 5$ m	0,75
${}^{12}\text{Mg}^{24}$ 77,4	$\text{Mg}^{23}$	$11,6 \pm 0,5$ s	$13 \pm 3$ s	5
${}^{13}\text{Al}^{27}$ 100	$\text{Al}^{26}$	$7,0 \pm 0,5$ s	$7,2 \pm 0,5$ s	11
${}^{16}\text{S}^{32}$ 95,1	$\text{S}^{31}$	$3,18 \pm 0,04$ s	$2,9 \pm 0,2$ s	14
${}^{20}\text{K}^{39}$ 93,44	$\text{K}^{38}$	$7,65 \pm 0,1$ m	$8,0 \pm 0,5$ m	3
${}^{26}\text{Fe}^{51}$ 5,84	$\text{Fe}^{53}$	$8,9 \pm 0,2$ m	$8,8 \pm 0,2$ m	38
${}^{29}\text{Cu}^{63}$ 68	$\text{Cu}^{62}$	$10,5 \pm 0,5$ m $9,92 \pm 0,05$	$10,5 \pm 0,25$ m	100

**Eine an Chlor mit schnellen Neutronen induzierte Aktivität**

von O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER (Zürich, E.T.H.)

Die Bestrahlung von Chlor mit den Neutronen einer Ra + Be-Quelle von 55 mC ergibt eine bisher nicht beobachtete Aktivität von der Halbwertszeit  $T = 14,7 \pm 1$  sec. Da die von  $\text{Cl}^{35}$  ausgehenden  $(n, p)$ -,  $(n, \alpha)$ - und  $(n, 2n)$ -Prozesse zu anderen schon bekannten Halbwertszeiten führen, bleiben als einzige noch in Betracht fallende Reaktionen: a)  $\text{Cl}^{37} (n, \alpha) \text{P}^{34}$  und b)  $\text{Cl}^{37} (n, p) \text{S}^{37}$ . Nun haben CORK und MIDDLETON<sup>2)</sup> ein seiner Masse nach unbestimmtes Phosphorisotop mit  $A > 31$  und der Halbwertszeit  $T = 12,7$  sec gefunden. Andererseits wird von DICKSON und KONOPINSKI<sup>3)</sup> für den Schwefel  $\text{S}^{37}$  eine Halbwertszeit der Grössenordnung 10 sec theoretisch vorausgesagt. Es kann deshalb nicht ohne weiteres entschieden werden, ob Prozess a) oder b) oder beide zusammen vorliegen. Versuche zur chemischen Identifizierung der Aktivität sind im Gange.

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

<sup>1)</sup> J. MATTAUCH und S. FLÜGGE, Kernphysikalische Tabellen, Berlin 1942.

<sup>2)</sup> CORK und MIDDLETON, Phys. Rev. **58**, 474 (1940).

<sup>3)</sup> DICKSON und KONOPINSKI, Phys. Rev. **58**, 949 (1940).

### 3 Demonstrationen über die dynamische Linse

von F. DESSAUER und FRANZ MEIER (Fribourg).

Es wird das Prinzip der dynamischen Linse im Experiment vorgeführt. Nach kurzer Besprechung der Aussichten dieses Prinzips in der Abbildungsoptik werden die Schwierigkeiten des Fassens, Dichtens, Wölbens der brechenden Flächen, insbesondere die Untersuchungen über die Eigenschaften der angewendeten Kunststoffe dargelegt. Sodann werden als Beispiele der Anwendung Lupen und Brillengläser mit stetig veränderlicher Brechkraft, Projektionslinsen allein und in Verbindung mit Glasoptik vorgeführt.

Von F. DESSAUER und S. METZGER (Fribourg).

Gegenstand der Demonstration sind die Füllstoffe, die durch Wahl und Mischung einen weiten Bereich der Brechung und Dispersion auszunutzen gestatten. Das Experiment der Apochromatisierung einer dynamischen Linse, das durch einen Glassprung am Samstag den 9. abgebrochen werden musste, wurde am Sonntag den 10. den noch in Freiburg verbliebenen Teilnehmern der Tagung gezeigt.

Von F. DESSAUER und L. SAXER (Fribourg).

Demonstration eines im Institut gebauten Linsenprüfgerätes nach WETTHAUER, das bei dynamischen Linsen zur Ermittlung der Objektive, nicht nur zu ihrer Prüfung benutzt werden kann.

---

### Photodissoziation zweiatomiger Moleküle in Ionen

von M. WEHRLI und W. HÄLG (Basel).

Über den Photoeffekt an freien Molekülen  $AB$ , wobei durch Photonenabsorption ein positives Ion und ein Elektron entsteht, ist schon viel bekannt. Dagegen weiss man sehr wenig über die Photodissoziation in zwei Ionen gemäss dem Prozesse:  $AB + h\nu \rightarrow A^+ + B^-$ . Es scheint darüber bisher nur die Arbeit von TERENCE und POPOV<sup>1)</sup>, welche den Effekt an den Molekülen  $TlJ$ ,  $TlBr$ ,  $TlCl$  entdeckt haben, vorzuliegen. Mit einer etwas verbesserten Apparatur wurden deshalb die Versuche der obigen Forscher mit  $TlJ$  wiederholt. Dabei war das Dissoziationsgefäss von der Pumpe abgeschmolzen, und die Rohr- bzw. Substanztemperaturen konnten unabhängig voneinander reguliert und konstant gehalten werden.

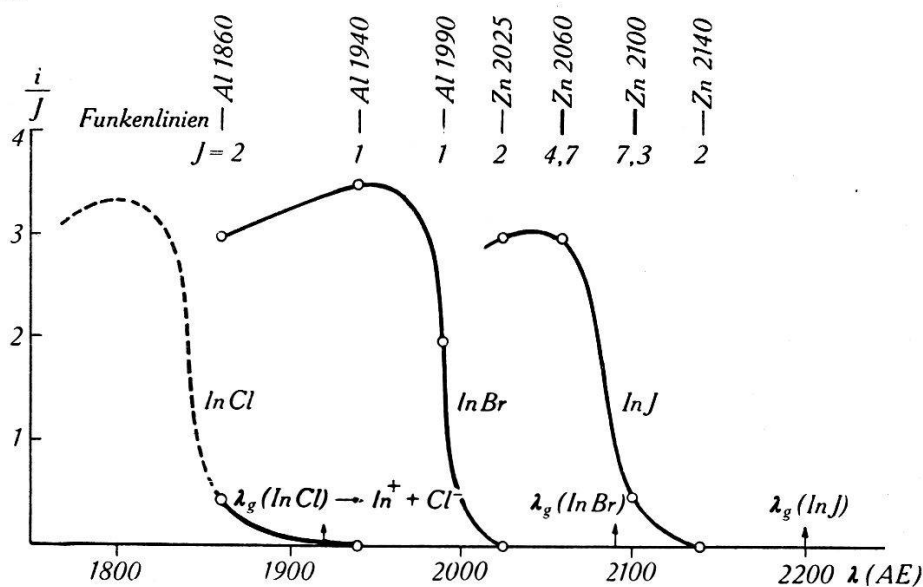
An Stelle der Nickelelektroden wurden lange Wolframelektroden verwendet, die von den Halogenen weniger angegriffen werden.

---

<sup>1)</sup> A. TERENCE und B. POPOV, Phys. Zs. d. Sowjetunion **2**, 299, 1932.

Der maximale Ionenstrom  $i_m$ , der bei einem TlJ-Druck von 0,07 mm Hg festgestellt wurde, betrug bei integraler Einstrahlung mit einem kondensierten Zn-Funken  $0,91 \cdot 10^{-5}$  A, die mit Filter bestimmte Wellenlänge maximaler Wirkung  $\lambda_m$  2120 ÅE, in guter Bestätigung der Versuche von TEREININ und POPOV. Es wurde auch bestätigt, dass es sich nicht um einen Photoeffekt, weder an den Elektroden noch im Dampfe, handeln kann. Sekundäre Stossprozesse sind ebenfalls ausgeschlossen, da die Ionenströme schon bei Drucken von  $10^{-4}$  mm Hg vorhanden sind.

Die Photodissoziation in Ionen konnte dann bei 4 weiteren Molekülen, die mit den Tl-Halogeniden chemisch verwandt sind, festgestellt werden. Die 2-atomigen Halogenide von Indium, das im periodischen System über dem Thallium steht, ergaben folgende Ionenströme  $i_m$ : InJ  $1,6 \cdot 10^{-5}$  A, InBr  $0,39 \cdot 10^{-5}$  A, und InCl  $0,2 \cdot 10^{-5}$  A. Die Figur enthält als Funktion der eingestrahnten Wellenlänge die Ionenströme, bezogen auf gleiche Intensitäten der einzelnen Spektrallinien. Diese wurden mit einem Quarzmonochromator getrennt und ihre Intensitäten  $J$  mit einer Thermo-



Photodissoziation zweiatomiger Indiumhalogenide in Ionen.

$\lambda$  = eingestrahlte Wellenlänge.

$\lambda_g$  = berechnete Grenzwellenlänge, bei der energetisch der Prozess möglich ist.

$i$  = Ionenstrom.  $J$  = gemessene Relativintensität der Funkenlinien.

Die Kurven verschieben sich beim Übergang vom Jodid  $\rightarrow$  Bromid  $\rightarrow$  Chlorid systematisch zu kürzeren Wellenlängen, ganz entsprechend wie die minimalen Dissoziationsenergien  $D_I$  der Moleküle in Ionen, die aus den bekannten Dissoziationsenergien  $D^1$ ),

<sup>1</sup>) M. WEHRLI und E. MIESCHER, H.P.A. 7, 298, 1934.

aus der Ionisierungsenergie  $I$  von Indium und den Elektronenaffinitäten  $A$  der Halogene nach der Gleichung:  $D_I = hc/\lambda_g = D + I - A$  berechnet werden können. Man erkennt aus der Figur, in der die Grenzwellenlängen  $\lambda_g$  eingetragen sind, dass die Photodissoziation erst unterhalb  $\lambda_g$  einsetzt. Messungen an überhitzten Dämpfen ergaben bei steigender Temperatur eine Annäherung der Kurven an  $\lambda_g$ .

Bei GaJ wurde ebenfalls eine Photoionisation festgestellt, die einen Ionenstrom  $i_m = 0,13 \cdot 10^{-5}$  A ergab<sup>1)</sup>. Messungen an GaBr und GaCl, sowie bei Einstrahlung im Schumanngebiet sind in Vorbereitung. Die ausführliche Arbeit erscheint in den *Helv. Phys. Acta*.

### Ultrarotspektren höherer Dicarbonsäuren

von M. WEHRLI und E. SCHÖNMANN (Basel).

Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung einer Reihe von Publikationen<sup>2)</sup>, die zeigten, dass die vier ersten Dicarbonsäuren  $\text{HOOC}-(\text{CH}_2)_n-\text{COOH}$  ( $n = 0$  bis 3) im kristallinen Zustande Ultrarotspektren mit ausgeprägten Absorptionsbanden aufweisen. Die zugehörigen Frequenzen konnten als Gruppen- oder Kettenschwingungsfrequenzen der Kristallmoleküle gedeutet werden, die teilweise mit steigender Zahl der Kohlenstoffatome  $N=n+2$  hin- und herpendeln. Mit dem Ziele, das Verhalten der höhern Dicarbonsäuren kennen zu lernen, werden die Absorptionsspektren der vier nächsten Glieder mit  $n = 4$  bis 7 untersucht. Dazu gelangt das früher beschriebene, in der Physikalischen Anstalt Basel konstruierte Ultrarotspektrometer zur Anwendung, dessen neues Steinsalzprisma im Gegensatz zu früher, das optimale Öffnungsverhältnis von 1:6 auszunützen gestattet. Die Herstellung der dünnen Kristallschichten wurde wesentlich verbessert, indem an Stelle der Auskristallisierung aus Lösungsmitteln die Methode der Aufdampfung auf Steinsalzplatten im Hochvakuum trat. Die so erzeugten viel homogenen Schichten ergeben schärfere Banden, wodurch mehr und genauere Schwingungsfrequenzen gemessen werden können.

<sup>1)</sup> Damit ist bewiesen, dass auch die Moleküle InJ, InBr, InCl und GaJ Atommoleküle sind, was WEHRLI und MIESCHER als wahrscheinlich angenommen hatten.

<sup>2)</sup> R. FICHTER und M. WEHRLI, *H.P.A.* **13**, 217, 1940; **14**, 189, 1941. — R. FICHTER, *H.P.A.* **13**, 309, 1940; **13**, 342, 1940. — M. WEHRLI, *H.P.A.* **14**, 516, 1941.

Tabelle 1 zeigt die Messergebnisse. Neun der angeführten Banden sind von LECOMTE gemessen worden.

Tabelle 1.

Wellenzahlen  $\nu$  der Absorptionsmaxima und Intensitäten  $i$  der Banden.

Adipinsäure $\text{HOO}-(\text{CH}_2)_4-\text{COOH}$		Pimelinsäure $\text{HOO}-(\text{CH}_2)_5-\text{COOH}$		Korksäure $\text{HOO}-(\text{CH}_2)_6-\text{COOH}$		Azelainsäure $\text{HOO}-(\text{CH}_2)_7-\text{COOH}$	
$\nu_{\text{cm}^{-1}}$	$i$	$\nu_{\text{cm}^{-1}}$	$i$	$\nu_{\text{cm}^{-1}}$	$i$	$\nu_{\text{cm}^{-1}}$	$i$
				645	0	652	0?
		676	} 1d	680	1	677*	$\frac{1}{2}$
690*	1	692*					
735*	$\frac{1}{2}$	729*	0	725	0	724*	$\frac{1}{2}$
				760	0?	772	0
				802	0		
926*	4	924*	5	930	4	926*	7
				971	0?		
1040	0?	1017	0	1010	0	1048	0
		1080	$\frac{1}{2}$			1091	$\frac{1}{2}$
		1125	$\frac{1}{2}$	1162	0	1122	0
1190	3	1190	1	1186	2	1186	1
		1235	0			1223	0?
1275	7	1265	7	1250	6	1250	} 10d
		1300	0			1300	
1362	$\frac{1}{2}$	1350	$\frac{1}{2}$	1334	2		
1430	4	1420	5	1430	5	1410	5
						1461	0?
1695	10**	1682	10**	1695	10**	1690	10**
2650	} 50b	2625	} 77b	2660	} 62b	2675	} 55b
2740		2695					
2910		2890		2900		2860	
2960		2940		2950		2935	
3020		3020		3015		3040	

d = Doppelbande b = breit ? = sehr schwach, unsicher \*\* = Annahme

\* von LECOMTE gemessen (C. R. 211, 776, 1940).

Die von WEHRLI und FICHTER gefundene Oszillation der C=O-Gruppenfrequenzen mit steigender Zahl  $n$  wird auch im Bereich  $n = 4$  bis 7 festgestellt, interessanterweise mit Phasenwechsel zwischen  $n = 3$  und 4. Dehnt man die Rechnung der Kettenschwingungsfrequenzen von WEHRLI auf die höhern Dicarbonsäuren aus, so kann man wiederum allen gemessenen Banden berechnete zuordnen. Dagegen können nicht alle berechneten Frequenzen experimentell festgestellt werden, die mittleren Frequenzen scheinen zu fehlen.



Bei der Glutarsäure ( $n = 3$ ) wurden an der gleichen Schicht Messungen unter- und oberhalb des Schmelzpunktes ausgeführt. Die beiden Spektren zeigen starke Differenzen; z. B. ist die höchste Kettenschwingungsfrequenz mit der Wellenzahl  $914\text{ cm}^{-1}$ , die im Kristall sehr intensiv erscheint, in der Flüssigkeit fast ganz verschwunden. Ähnlich verhält sich die Gruppenschwingungsfrequenz bei  $1282\text{ cm}^{-1}$ , und auch im Gebiete der C-H-Frequenzen sind beträchtliche Abweichungen vorhanden.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den *Helv. Phys. Acta*.

### Terme hoher Multiplizität in Molekülspektren

von E. MIESCHER und W. MÜLLER (Basel).

Im Gegensatz zu den Atomspektren, wo im Falle der Viel-elektronensysteme sehr zahlreiche Multiplette beobachtet und in Termsysteme vielfach hoher Multiplizität eingeordnet werden, sind die Kenntnisse über analoge Multiplette in Molekülspektren äusserst spärlich, obwohl sie mehrfach theoretische Behandlung gefunden haben<sup>1)</sup>. Zwar sind einzelne Bandensysteme auf Grund des Prinzips der Zuordnung zu den Termen getrennter Atome als Übergänge zwischen Quartett-Termen gedeutet worden, ohne dass es jedoch möglich war, die Grösse der Multiplettaufspaltung anzugeben. Sicher beobachtet, und das in vielen Fällen, sind nur Triplet-Terme.

Trotzdem ist zu erwarten, dass auch bei zweiatomigen Molekülen Terme hoher Multiplizität selbst im Grundzustand häufig sein sollten, insbesondere in den Fällen, in denen eines der Atome im freien Zustand mehrere Elektronen mit unabgesättigtem Spin besitzt, wie etwa bei den Atomen der Eisengruppe und der im periodischen System voranstehenden Elemente. Tatsächlich sind von den Halogeniden dieser Atome seit längerer Zeit wohlausgebildete Bandenspektren bekannt<sup>2)</sup>, die jedoch infolge ihrer komplexen Struktur bisher kaum eine Analyse zugelassen haben, und die deshalb von den Autoren meist mehratomigen Trägern zugeschrieben worden sind.

Es sind nun einzelne dieser Spektren erneut aufgenommen worden, einerseits in Emission mit Anregung durch Hochfrequenz (Geheiztes Quarzrohr mit wasserfreiem Salz  $\text{MX}_2$ ), aber ausserdem auch in Absorption mit erheblich grösserem experimentellem Aufwand, da die zweiatomigen Moleküle  $\text{MX}$  durch thermische Dis-

<sup>1)</sup> R. MULLIKEN, *Rev. of Mod. Phys.* **2**, 60, 1930; s. a. G. HERZBERG, *Molekülspektren* 1939, S. 163 ff.

<sup>2)</sup> P. MESNAGE, *Ann. d. physique* **12**, 5, 1939.



soziation der  $\text{MX}_2$ -Salze angereichert werden müssen. Hiefür sind Temperaturen von  $1600\text{--}1700^\circ\text{C}$  nötig, die in einem speziell angefertigten Kohlegriessofen (100 Volt, 30 Amp.) erzeugt wurden. Die Absorptionsröhren aus Pythagorasmasse waren beiderseitig mit aufgekitteten, durch Wasserkühlung kalt gehaltenen Fenstern aus Quarzglas verschlossen; ein langsamer Stickstoffstrom von Atmosphärendruck führte den Salzdampf in die heisse Zone und verhinderte zu rasche Wegdiffusion. Wenn bestimmte Bedingungen genau eingehalten wurden, gelang es so, das Absorptionsspektrum während hinreichend langer Zeit aufrecht zu erhalten. Die Aufnahmen wurden an Quarzspektrographen mittlerer Grösse und insbesondere in der zweiten Ordnung eines Rowland'schen 3 m-Gitters gemacht ( $2,8\text{ \AA/mm}$ ).

Das Bandensystem von  $\text{MnCl}$ , welches sowohl in Emission als auch in Absorption erscheint, besteht aus 8 Gruppen im Spektralbereich von  $3500$  bis  $4000\text{ \AA}$ . Die Gruppe zwischen  $3670\text{ \AA}$  und  $3720\text{ \AA}$  lässt sich als Multiplett deuten, bestehend aus (0,0)-Banden (Schwingungsquantenzahlen  $v' = v'' = 0$ ); es werden darin 19 Banden entsprechend den zwischen zwei Septett-Termen erlaubten Übergängen  $\Delta\Omega = 0, \pm 1$  beobachtet ( $\Omega$  = Quantenzahl des Gesamtelektronendrehimpulses um die Molekülachse). Die Multiplett-aufspaltungen in den beiden Termen sind beinahe äquidistant ( $\Delta v' = 33\text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta v'' = 78\text{ cm}^{-1}$ ), wie es für starke Kopplung des Elektronenspins an die Molekülachse zu erwarten ist. Die übrigen Gruppen enthalten die Schwingungssequenzen  $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, -4$  mit völlig analoger Multiplettstruktur. Die Kernfrequenzen findet man zu  $\omega' = 407\text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega'' = 381\text{ cm}^{-1}$ . Die Banden dieser Gruppen zeigen vielfach die Isotopendublette des Chlors.

Ein völlig ähnliches Spektrum wird auch bei  $\text{MnBr}$  gefunden, es liegt etwas langwelliger bei  $3650\text{--}4050\text{ \AA}$ , mit merklich grösserer Multiplettaufspaltung.

Das früher behandelte Bandenspektrum von  $\text{FeCl}^1$ ) ist nun auch in Absorption erhalten worden. Neben dem Sextett-Term, der eine nichtäquidistante, angenähert der Intervallregel gehorchende Multiplettaufspaltung besitzt, und der in Kombination mit einem  ${}^6\Sigma$ -Term mit verschwindender Multiplettaufspaltung ein einfaches Sextett von Bandensystemen gibt, lassen sich jetzt auch die auf der langwelligen Seite anschliessenden Systeme weiteren Termen hoher Multiplizität zuordnen.

Die ausführliche Arbeit wird später in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

<sup>1)</sup> E. MIESCHER, *Helv. Phys. Acta* **11**, 463, 1938.

## Über die Bestimmung akustischer Resonanzen nach der Hitzdrahtmethode

VON A. LOEBENSTEIN (Fribourg).

Im Anschluss an Messungen von H. ZICKENDRAHT<sup>1)</sup>, der die Feinstruktur akustischer Resonatoren mit Hilfe der schallempfindlichen Flamme aufnahm, wurden die gleichen Messungen an einem Zylinderresonator mit einem Hitzdrahtschallmesser wiederholt. Dieser<sup>2)</sup> besteht aus einem dünnen elektrisch geheizten Draht, der durch den darauffallenden Schall abgekühlt wird. Dadurch ändert sich sein Widerstand, wie man in einer Wheatstone'schen Brücke messen kann. Die Ergebnisse von Zickendraht wurden bestätigt und gleichzeitig eine quantitative Auswertung versucht.

In einem flachen Zylinder sind mindestens zwei Arten von Luftschwingungen möglich: einmal diejenigen nach Art der Helmholtzresonatoren, deren Frequenz durch die Formel<sup>3)</sup>

$$n = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{V}} \quad (1)$$

$c$  = Schallgeschwindigkeit;  $a$  = akustische Leitfähigkeit der Mündung;  
 $V$  = Volumen des Zylinders.

geliefert wird, Sie sind unabhängig von der Form des Resonators, die in ihm enthaltene Luft wirkt nur durch ihre Zusammendrückbarkeit, der eigentliche Schwingungsvorgang spielt sich in der Mündung ab. Die Wellenlänge ist gross gegen die Dimensionen des Zylinders.

Zweitens sind ebene radiale Schwingungen der Luft im Zylinder möglich<sup>4)</sup>. Ihre Wellenlänge ist gegeben durch

$$\frac{dJ_n(\kappa r)}{d(\kappa r)} = 0 \quad (2)$$

$J_n$  = nte Besselfunktion;  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $\lambda$  = Wellenlänge;  
 $r$  = Radius des Zylinders.

Die Wellenlängen dieser Art sind vergleichbar mit dem Durchmesser des Zylinders. Beide Arten von Schwingungen haben prinzipiell nichts miteinander zu tun.

<sup>1)</sup> H. ZICKENDRAHT, H.P.A. **14**, 525 (1941).

<sup>2)</sup> Siehe u. a. W. S. TUCKER und E. T. PARIS, Phil. Trans. Roy. Soc. London [A] **221**, 389 (1921); R. C. RICHARDS, Phil. Mag. [6] **45**, 926 (1923); A. v. HIPPEL, Ann. Physik **75**, 521 (1924). — Ann. Physik **76**, 590 (1925); P. E. SCHILLER und H. CASTELLIZ, Akust. Zschr. **2**, 11 (1937).

<sup>3)</sup> RAYLEIGH, Theorie des Schalls II, S. 211 (Braunschweig 1880).

<sup>4)</sup> RAYLEIGH, Theorie des Schalls II, S. 344 (Braunschweig 1880).

Die von uns gemessenen Resonanzfrequenzen am Zylinder sind von der Grössenordnung der Helmholtzschwingungen nach Gleichung (1), es handelt sich also sicher nicht um die radiale Art. Berechnet man jedoch die Verhältnisse der von uns gefundenen höheren Resonanzlagen zu derjenigen, die der Gleichung (1) entspricht, so ergeben sich die gleichen Zahlen, wie wenn man diese Verhältnisse für die radialen Obertöne zum Grundton nach Formel (2) bestimmt, wie aus Tabelle 1 hervorgeht. Die Streuung der Messwerte um die Mittelwerte der Spalte 2 ist dabei sehr klein.

Tabelle 1.

I Verhältnisse der ersten Obertöne zum Grundton bei radialen Zylinderschwingungen	II Verhältnisse der gemessenen höheren Resonanzlagen zur Grundfrequenz nach (1) (Mittelwerte)
1,66 2,08 2,28	1,64 2,15 2,28

Die Klärung dieser erstaunlichen Tatsache soll in einer späteren Arbeit versucht werden.

Eine ausführliche Publikation wird in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

### Über ein neues hydrodynamisches Prinzip zur Schallmessung

VON HANS ZICKENDRAHT (Basel).

Die Schallempfindlichkeit von Flüssigkeits- und Gasstrahlen ist schon seit über hundert Jahren bekannt, indessen ist sie, soviel wir wissen, nie zur Schallmessung verwendet worden. Nachdem der Verfasser 1932 bereits auf die durch Schall bewirkte Geschwindigkeitsverminderung in geeignet gestalteten Gasstrahlen hingewiesen<sup>1)</sup> und sie 1932 gemessen hatte<sup>2)</sup>, wurde 1941 auf dieser Basis ein *Gasstrahl-Schallmesser* entwickelt, dessen Grundlagen im Folgenden beschrieben seien<sup>3)</sup>.

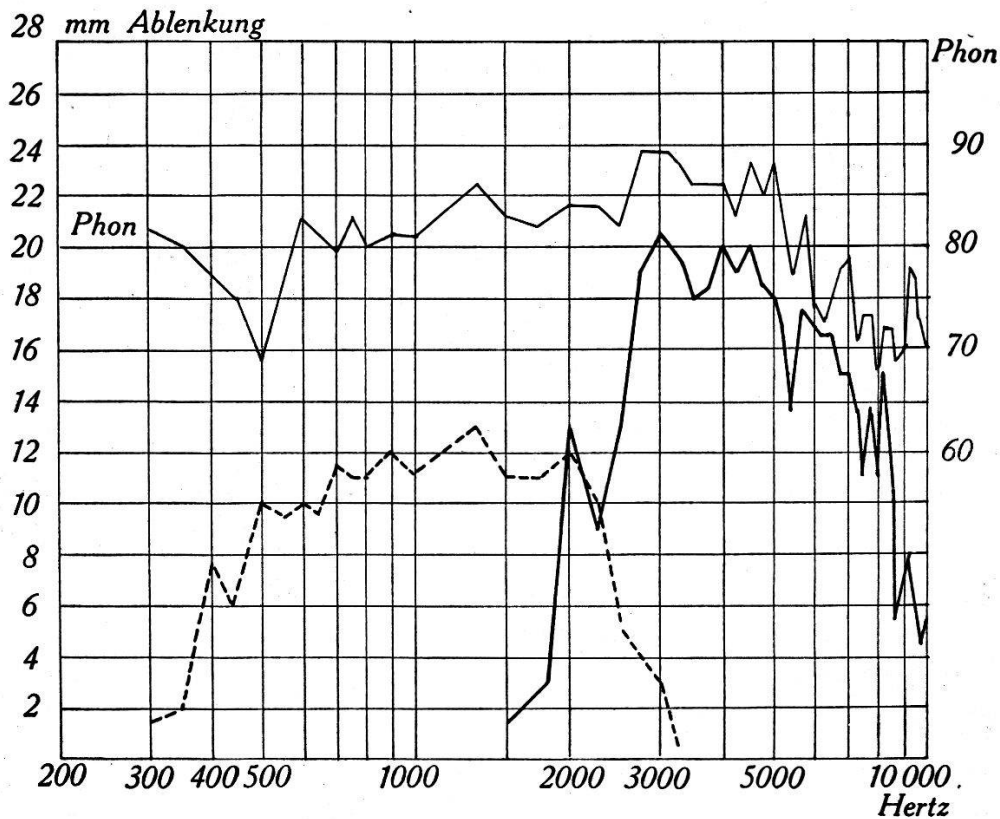
Bekanntlich verhalten sich Diskontinuitätsflächen zwischen ruhenden und bewegten Flüssigkeiten, also z. B. die Begrenzungsflächen von Flüssigkeits- und Gasstrahlen gegenüber irgendwelchen Störungen instabil und lassen sich deshalb als Amplitudenverstärker akustisch gebrauchen. So konnte gezeigt werden, dass sich

<sup>1)</sup> H. ZICKENDRAHT: *Helv. Phys. Acta* V, 326 (1932).

<sup>2)</sup> H. ZICKENDRAHT: *Helv. Phys. Acta* VII, 798 (1934).

<sup>3)</sup> H. ZICKENDRAHT: *Verhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Basel*, Band III (1942).

z. B. Schallamplituden in Luft von  $10^{-5}$  cm längs einer Diskontinuitätsfläche von bloss 2,5 cm Länge auf 0,1 cm vergrössern lassen, es liegt dann eine Amplitudenverstärkung um das 10000-fache vor. Derartige Verstärkungen und noch höhere wurden in Luftstrahlen aus Düsen von etwa 2—3 mm<sup>2</sup> Öffnung erhalten. Dieser Effekt allein genügt aber nicht, um die zur Schallmessung herbeigezogene Geschwindigkeitsverminderung im Strahle zu erklären. Diese rührt in komplizierter Weise von der früher schon bekannten Wirbelbildung in der Diskontinuitätsfläche her, die den Strahl zunächst kontrahiert und daraufhin fächerartig auszubreiten strebt. Dieser Vorgang muss dann eine Herabsetzung der Geschwindigkeit im Strahle zur Folge haben. Die Geschwindigkeitsverminderung wird gemessen und in funktionellen Zusammenhang mit Amplitude und Frequenz des auffallenden Schalles gebracht.



Das Messgerät selbst besteht aus einer besonders gebauten Düse, der Luft unter geringem Drucke entströmt. Zwei bis drei Zentimeter über der Düse befindet sich ein Pitot'sches Rohr mit kleiner Stauscheibe, das an einem empfindlichen Manometer (Toepler'sche Drucklibelle oder ein Mikromanometer nach Jaquet-Marey) den Druck im Luftstrahle und damit die Gasgeschwindigkeit misst. Ausserordentlich schwache Schalle können auf diese Weise nachgewiesen und nach Eichung des Gerätes mit einem absoluten Schallmesser quantitativ gemessen werden.

Die Apparatur ist denkbar einfach und besteht lediglich aus Gasflasche mit Druckreduzierventil, Düse mit Pitotrohr und dem angeschlossenen Mikromanometer<sup>1)</sup>. Zahlreiche Eichungen ergaben, dass sich ein und dasselbe Gerät bei zwei verschiedenen Einstellungen für die Frequenzgebiete 300 bis 3000 Hertz einerseits und 1500 bis 11000 Hertz andererseits verwenden liess. Die hydrodynamische Schallmessung eignet sich prinzipiell mehr für hohe Frequenzgebiete, von etwa 500 Hertz an aufwärts, weil tiefe Töne grosse Düsen und kleine Gasgeschwindigkeiten verlangen und unter 200 Hertz zu vorläufig unhandlichen Einrichtungen führen.

Wertvoll scheint das Verfahren für die Messung von *Ultraschall* zu sein. So konnte eine ausserordentlich einfache Apparatur für das Gebiet 4000 Hertz bis 16000 Hertz und darüber verfertigt und durchgemessen werden. Die Empfindlichkeit der Gasstrahl-Schallmesser ist im allgemeinen sehr gross. Schalle von 60 bis 90 Phon physiologischer Lautstärke eignen sich am besten zur Messung. Oberhalb 90 bis 100 Phon nimmt die Empfindlichkeit auffallenderweise wieder rasch ab.

---

#### Le phénomène de scission et les atomes qui en résultent

par A. JACQUEROD (Neuchâtel).

(V. Helv. Acta 15, 259, 1942.)

---

#### Der spontane Kerreffekt an $\text{KH}_2\text{PO}_4$ - und $\text{KH}_2\text{AsO}_4$ -Kristallen

von W. BANTLE, G. BUSCH, B. LAUTERBURG, P. SCHERRER (Zürich E.T.H.)

Bei den seignette-elektrischen Substanzen vom Typus  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  besteht folgendes Problem bei der unteren Curietemperatur: Einerseits deutet der dort stattfindende Abfall der anomal hohen Dielektrizitätskonstanten auf ein Verschwinden der spontanen Polarisation während andererseits die Messungen der spezifischen Wärme dafür sprechen, dass die Polarisierung nicht abfällt, da sonst eine Wärmeanomalie (analog derjenigen bei der oberen Curietemperatur) gemessen werden sollte, was jedoch nicht der Fall ist.

Dieser scheinbare Widerspruch kann erklärt werden durch die Annahme, dass die spontane Polarisierung am unteren Curiepunkt zwar nicht verschwindet, jedoch ihre Möglichkeit von der  $+c$ - in die  $-c$ -Achse umzuklappen verliert. Diese bei tiefen Temperaturen immer stärker werdende Bewegungshemmung äussert sich deutlich in der ausserordentlich gross werdenden Koerzitivfeldstärke.

---

<sup>1)</sup> Die Firma JAMES JAQUET, Thannerstrasse 25, in Basel, hat die Herstellung der Schallmesser übernommen.



Dieses Einfrieren der Polarisation erklärt sofort den Abfall der Dielektrizitätskonstanten und den stetigen Verlauf der spezifischen Wärme.

Um diese Behauptung noch weiter zu stützen, wurde nun der spontane Kerreffekt an  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  und  $\text{KH}_2\text{AsO}_4$  (Beobachtungsrichtung senkrecht zur  $c$ -Achse; ohne äusseres Feld) von Zimmertemperatur bis  $61^\circ \text{K}$ , also bei  $\text{KH}_2\text{AsO}_4$   $9^\circ$  unter die sogenannte untere Curietemperatur gemessen. Es ergab sich dabei (Fig. 1)

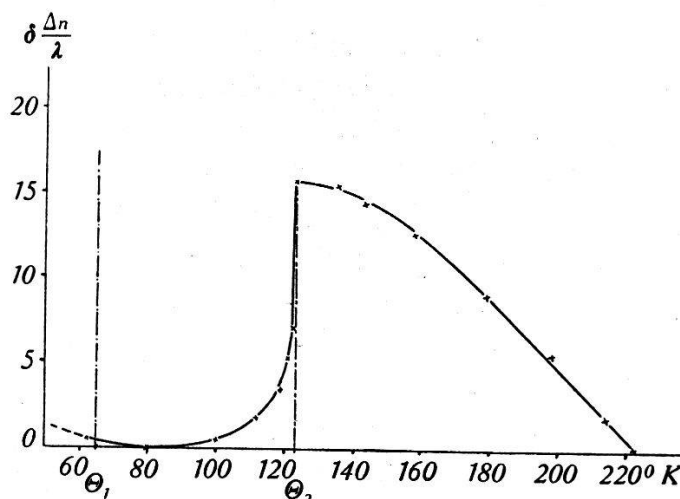


Fig. 1.

Doppelbrechung von  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ -Kristallen.

am oberen Curiepunkt der erwartete sprunghafte Abfall der Doppelbrechung (der sich dem normalen Temperaturgang überlagert), während am unteren Curiepunkt nichts analoges bemerkt werden konnte. Die Doppelbrechung verläuft dort stetig.

Da der spontane Kerreffekt quadratisch von der Polarisation abhängt, ist damit nicht nur bewiesen, dass die durch ein äusseres Feld ausgerichtete Polarisation am unteren Curiepunkt bestehen bleibt, sondern auch, dass die spontane Polarisation in den unausgerichteten Weiss'schen Bezirken eines Kristalls, an dem kein äusseres Feld liegt, am unteren Curiepunkt nicht verschwindet.

### Das elastische Verhalten seignette-elektrischer Substanzen

von W. BANTLE und W. LÜDY (Zürich E.T.H.).

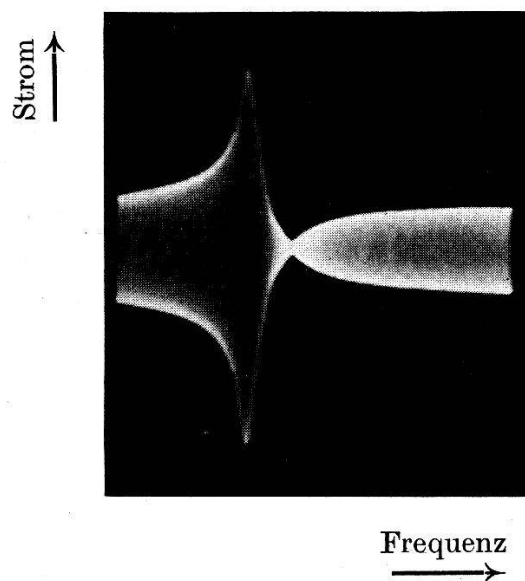
Die experimentelle Tatsache des so aussergewöhnlich grossen Piezomoduls seignette-elektrischer Substanzen (bei  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  ist der Piezomodul bis 5000mal grösser als bei Quarz) beweist eine viel stärkere Kopplung zwischen elastischen und elektrischen Eigenschaften, als sie bei gewöhnlichen piezoelektrischen Stoffen vorhanden ist. Dieselbe spezifische Längenänderung, die durch einen



Druck von  $1 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$  hervorgerufen wird, kann deshalb auch schon durch ein elektrisches Feld von einigen Volt/cm erzeugt werden.

Diese enge Verknüpfung von elastischen und elektrischen Größen erschwert einerseits direkte mechanische Messungen der verschiedenen Elastizitätsmoduln, da hierbei die Randbedingungen eine wesentliche Rolle spielen, andererseits lässt sich der Piezoeffekt bei genauer Berücksichtigung der elektrischen Randbedingungen gut verwenden, um elastische Konstanten auf sehr bequeme Weise mit einer bisher nicht verwendeten Methode zu bestimmen.

Dabei wird der Zusammenhang zwischen der Eigenfrequenz eines in der Grund- oder Oberschwingung schwingenden, sehr dünnen Stäbchens mit dem Elastizitätsmodul benützt. Um die Resonanzkurven und die Eigenfrequenzen dieser Stäbchen aufzufinden, wurde ein Frequenzmodulator verwendet. Dieser gestattet in Verbindung mit einem Hochfrequenzgenerator einen gewissen, einstellbaren Frequenzbereich periodisch rasch zu überstreichen, so dass auf dem Schirm eines Kathodenstrahloszillographen direkt der Strom durch den Kristall in Funktion der Frequenz aufgezeichnet wird. (Resonanz und Antiresonanz, siehe Figur.)



Aus dem Kristall werden möglichst schlanke Stäbchen bestimmter Orientierung herausgeschnitten und durch das frequenzmodulierte Wechselfeld zu Längsschwingungen angeregt. Die Auswertung der so erhaltenen Resonanzkurven bei verschiedenen Temperaturen des Kristalls ergibt sowohl die Resonanzfrequenzen und daraus die Elastizitätsmoduln, als auch die Dämpfung, beide in Funktion der Temperatur. Die Messungen zeigen, dass es Elastizitätsmoduln gibt, welche am Curiepunkt keinerlei Anomalie be-

sitzen, während andere Elastizitätsmoduln, welche mit den Umklappprozessen der spontanen Polarisation gekoppelt sind, am Curiepunkt ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die ausführlichen Resultate werden demnächst in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

### Remarques à propos de la relation entre spin et statistique

par E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

1° *Théorie classique.* La théorie d'un champ chargé peut être mise dans la forme:

$$(\gamma_\alpha D^\alpha - \kappa) u(x)_A = 0 \quad (1)$$

où  $u_A$  est un spineur à  $2f$  composantes réelles ( $A = 1, 2, \dots, 2f$ ),  $\gamma_{AB}^\alpha = \gamma_A^{\alpha C} \eta_{CB} = \gamma_{BA}^\alpha$  un *spino-tenseur* ( $\alpha = 1, 2, \dots, 4$ ;  $x^4 = ct$ ) symétrique,  $\eta_{AB} = \eta_{BA}$  le *spineur fondamental symétrique* (analogue à  $g_{\alpha\beta}$ ) avec  $\eta_A^B = \delta_A^B$ ,  $D_{\alpha AB} = (\partial/\partial x^\alpha) \eta_{AB} - (e\Phi_\alpha(x)/h) i_{AB}$  et où  $(\gamma^\alpha D_\alpha) u_A = \gamma_A^{\alpha B} D_{\alpha B}^C u_C$ . La quantité  $u_A$  se transforme suivant une représentation du groupe de Lorentz. Si  $i_{AB} = -i_{BA}$  est antisymétrique et si  $i\gamma^\alpha = \gamma^\alpha i$ , on peut former des expressions  $J^\alpha(x)$  et  $T^{\alpha\beta}(x)$  bilinéaires en  $u^+(x)_A$  et  $u(x)_A$  et leurs dérivées, qui satisfont aux équations de continuité.  $u^+$  et  $u$  sont deux solutions de (1).  $J^\alpha$  et  $T^{\alpha\beta}$  sont alors les densités de «charge-courant» et d'«énergie-impulsion» ( $J^\alpha = u_A^+ \gamma^{\alpha AB} u_B$ ).

(1) admet deux solutions fondamentales  $D^{(0+)}(x, y)_{AB}$  et  $D^{(1+)}(x, y)_{AB}^1$ , symétriques en  $(xA)$  et  $(yB)$ , qui ont les singularités  $\delta(R^2)$  et  $R^{-2}$  ( $R^2 = (x^\alpha - y^\alpha)(x_\alpha - y_\alpha)$ ) sur le cône de lumière  $R^2 = 0$  (ou des dérivées de  $\delta(R^2)$  resp.  $R^{-2}$ , cf. par exemple FIERZ<sup>2)</sup>). De  $D^{(n+)}$  on forme les fonctions antisymétriques

$$D^{(n-)}(x, y)_{AB} = i_A^C D^{(n+)}(x, y)_{CB}.$$

Ajoutant à (1)  $m(< f)$  conditions supplémentaires du type  $C_p^A u_A = 0$  ( $C_p^A = \text{constantes}$ ) ( $p = 1, 2, \dots, m$ ), FIERZ a démontré qu'on arrive à des représentations irréductibles<sup>2)</sup>. Pour celles-ci, on a  $\int (dx)^3 T^{44} \leq 0$  ou  $> 0$  suivant que  $u_A$  est une représentation univoque ou bivoque. (Le spin des quanta entier ou demi-entier donne une énergie totale non définie ou définie.)

2° *Théorie quantifiée.* Nous devons distinguer a) entre spin entier ou demi-entier ( $N + \frac{1}{2}$  ou  $N$ ), b) entre commutation (statistique BOSE-EINSTEIN (BE) ou anticommutation, statistique FERMI-

1) Pour leur définition dans un cas particulier, cf. STUECKELBERG, C.R. Soc. de Phys. et d'Hist. Nat. de Genève **59**, 49 et 53 (1942).

2) FIERZ, *Helv. Phys. Acta* **12**, 3 (1939) éq. (4.2), (4.3), (8.1).

DIRAC (FD)), *c*) entre l'utilisation de la fonction  $D^{(0\pm)}$  ou de la fonction  $D^{(1\pm)}$ , et *d*) entre  $u^+ = u$  ou  $u^+ \neq u$ . (1) admet ainsi à priori  $2 \times 2 \times 2 \times 2 = 16$  théories quantifiées. On peut démontrer que:

3° Les huit théories  $u^+ \neq u$  amènent à des valeurs propres non entières de la charge électrique liée à un champ (par exemple d'un «électron» lié aux gouttelettes de Millikan).

4° Quatre théories  $u^+ = u$  admettent, ou des énergies négatives infiniment grandes, ou rendent  $u_A$  identiquement nulle.

5° Les seules possibilités qui restent ainsi sont les quatre théories suivantes:

I.  $(N + \frac{1}{2})$ ; FD;  $D^{(0+)}$ ;  $u^+ = u$ ; Théorie du positron de DIRAC-HEISENBERG (DH).

II.  $N$ ; BE;  $D^{(0-)}$ ;  $u^+ = u$ ; Théorie de PAULI-WEISSKOPF (PW)<sup>1)</sup>

III.  $N$ ; FD;  $D^{(1+)}$ ;  $u^+ = u$ .

IV.  $N$ ; BE;  $D^{(1-)}$ ;  $u^+ = u$ .

Les théories III et IV sont identiques avec la *théorie du point matériel* exposée précédemment<sup>2)</sup>. La théorie III ne permet pas la décomposition

$$(N) \rightarrow (N' + \frac{1}{2}) + (N'' + \frac{1}{2})$$

d'un quantum à spin entier (Deuton ou «mésotron») en deux quanta à spin demi-entier (Proton + neutron ou «électron + neutrino»). Elle nous semble donc devoir être exclue.

Les formes II et IV sont deux théories différentes pour des quanta à spin entier. Mais leur seule différence physique semble être, que II (théorie PW) admet la création de *paires de quanta chargés* par un champ électromagnétique, même s'il n'y a pas de quantum chargé présent (*création spontanée*) tandis que IV ne fournit dans ce cas qu'une augmentation des quanta chargés proportionnelle au nombre des quanta chargés déjà présents (*création induite de paires de quanta*).

Appliquées à la composante «photon» du rayonnement cosmique, I et II (DH) et (PW) montrent une création spontanée de paires proportionnelle à  $Z^4$ , tandis que la nouvelle théorie IV ne donnera qu'une contribution (induite) proportionnelle à  $\sim Z^2$  (si l'on admet qu'un tel champ  $u_A$  de quanta chargés à spin entier (mésotron) entoure le proton-neutron et donne naissance à la force de Yukawa). ( $Z$  = charge nucléaire.)

<sup>1)</sup> Dans le rapport du congrès Solvay 1939, PAULI (Phys. Rev. **58**, 716 (1940), Rev. Mod. Phys. **13**, 203 (1941) arrive à la conclusion que seules les théories I et II existent parce qu'il exclut l'application de  $D^{(1+)}$  et  $D^{(1-)}$ .

<sup>2)</sup> STUECKELBERG, Helv. Phys. Acta **14**, 321, 588 (1941); **15**, 23 (1942).

La théorie IV a l'avantage sur II (PW) de rendre *impossible* la mesure de la « phase » du « champ complexe » ( $i \equiv \sqrt{-1}$ ). Elle enlève ainsi toute possibilité d'observer la jauge des potentiels électromagnétiques. Pour un « *champ réel* », la nouvelle méthode est exclue,  $D^{(1-)}$  n'existant pas.

### **Influence des ondes ultrasonores sur la diffraction des rayons X par les cristaux**

par JEAN WEIGLE (Genève).

On peut montrer que le réseau de Fourier (réciproque) d'un cristal parcouru par des ondes stationnaires de longueur d'onde  $\lambda (= \frac{1}{k})$  et d'amplitude  $\tilde{\xi}$  est fait du réseau des points non perturbés placés en  $\tilde{b}_h$  et de points additionnels en  $\tilde{b}_h + nk$  ( $n$ , entier). Les facteurs de structure carrés de ces points sont alors donnés par l'expression

$$F_{h,n}^2 = F_h^2 \sum_p J_p(x) J_{n-p}(x) \quad x = 2\pi (\tilde{b}_h \cdot \tilde{\xi})$$

où  $F_h$  est le facteur de structure associé à la réflexion en l'absence d'ondes et les  $J$  sont les fonctions de Bessel.

Cet effet produit un étalement de la réflexion des rayons X, ce que nous avons vérifié expérimentalement sur le quartz excité piezoélectriquement. Comme cet effet n'augmente pas linéairement avec l'ordre de la réflexion, mais croît beaucoup plus rapidement, nous n'avons pu l'observer que sur les réflexions d'ordre élevé. Alors qu'il est inobservable pour les réflexions sur  $(11\bar{2}0)$   $(22\bar{4}0)$   $(33\bar{6}0)$   $(44\bar{8}0)$ , il est très net sur  $(55\bar{1}00)$   $(66\bar{1}20)$   $(77\bar{1}40)$  pour les rayons  $K$  du Mo et de l'Ag. En fait, sur ce dernier plan, les réflexions voient leur largeur doublée. Toutes les observations ont été faites photographiquement.

### **Bemerkung zur Mesontheorie der Kernkräfte**

von M. FIERZ (Basel).

In der korrespondenzmässigen (klassischen) Mesontheorie wird die Ladung der Kernteilchen durch einen Vektor  $\tau = (\tau_\xi, \tau_n, \tau_\zeta)$  beschrieben, der sich unter dem Einfluss des Mesonfeldes  $z^a$  bewegt. Die vom Verfasser früher aufgestellten Bewegungsgleichungen des Mesonfeldes und von  $\tau$  (Helv. Phys. Acta XIV (1941), 257) können

durch einen Zusatzterm verallgemeinert werden und erhalten dann die Gestalt

$$\dot{\tau}_\xi = 2g [\tau \times \Delta z^a - g\tau''' + \frac{g}{a} \ddot{\tau}]_\xi$$

$$\dot{\tau} = \dot{\tau}_\xi + i\dot{\tau}_\eta = 2ig\tau_\xi (\Delta z^a - g\tau''' + \frac{g}{a} (\mu\tau + \ddot{\tau})).$$

$a$  spielt hier die Rolle eines Teilchenradius. Dass durch einen solchen Zusatz  $\sim \frac{1}{a}$  die Streuquerschnitte die Grössenordnung  $4\pi a^2$  erhalten, ist bekannt. Es ändert sich aber auch die Reichweite der Kernkräfte; und zwar wird diese, falls  $a \ll \frac{\hbar}{\mu c}$  ( $\mu$  = Mesonmasse) grösser als in der gewöhnlichen Theorie, wo sie den Wert  $\frac{\hbar}{\mu c}$  hat. Es scheint bemerkenswert, dass im Falle  $a = \frac{\hbar}{Mc}$  ( $M$  = Protonmasse) und  $\mu = 180 m$  ( $m$  = Elektronenmasse), die Reichweite von der Grössenordnung  $\frac{1}{130} \frac{\hbar}{mc}$  wird, was den experimentellen Ergebnissen entspricht. Die Schwäche dieser Betrachtung ist, dass sie sich auf eine „klassische“ Theorie stützt, d. h. das Wirkungsquantum vernachlässigt.

### Stabilisation du champ magnétique du cyclotron

par H. BAUMGARTNER, C. R. EXTERMANN, P. C. GUGELOT, P. PREISWERK et P. SCHERRER (Zürich E.P.F.).

On peut évaluer à 0,20/00 les fluctuations admissibles dans le champ magnétique d'un cyclotron si on veut obtenir un courant ionique stable. Le groupe fournissant le courant de l'électro-aimant donne une tension qui varie de 1 % par suite principalement des variations de fréquence du réseau. Une stabilisation est donc nécessaire.

Le système de stabilisation est commandé par le courant de l'électro-aimant. Les variations du courant autour de la valeur exacte font dévier un galvanomètre sensible qui commande une série de relais par l'intermédiaire de deux cellules photo-électriques et de deux thyratrons.

Pour éviter de longues interruptions du faisceau d'ions quand le champ varie brusquement, le stabilisateur doit agir très rapidement. Or tous les circuits dans lesquels le courant doit être corrigé présentent une résistance  $R$  et une self-inductance  $L$ . Si on effectue la correction en amenant simplement la tension  $E_0$  à la valeur désirée  $E_0 + E_1$ , le courant tend vers la valeur  $\frac{E_0 + E_1}{R}$  avec une



constante de temps  $\tau = \frac{L}{R}$ . Pour diminuer le délai d'établissement du courant, on pourrait augmenter la résistance  $R$ , solution peu économique (pour diminuer de moitié la constante de temps du circuit de l'électro-aimant, on perdrait une puissance de 150 kilowatts). La solution à laquelle nous nous sommes arrêtés consiste à amener la tension à une valeur trop élevée, diminuant ensuite jusqu'à la valeur de régime. Si la pointe de tension est de la forme

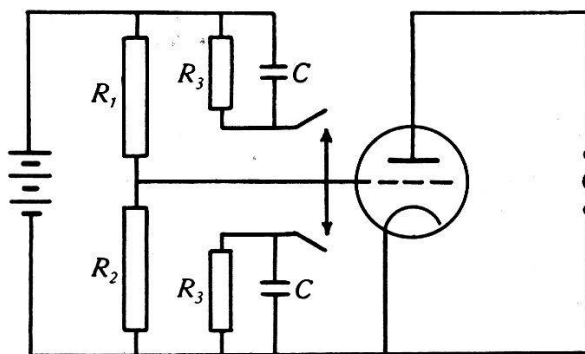
$$E = E_0 + E_1 + E_2 e^{-\frac{t}{\tau/m}}$$

le courant tend vers la valeur  $\frac{E_0 + E_1}{R}$  avec la nouvelle constante de temps  $\tau' = \tau/m$  pourvu que

$$E_2 = (m - 1) E_1.$$

On obtient donc le même résultat qu'en augmentant  $m$  fois la résistance, mais sans introduire une dissipation d'énergie supplémentaire.

Pour obtenir l'allure désirée de la force électro-motrice, nous introduisons dans un circuit une résistance  $\varrho$  composée par l'espace anode-cathode d'une lampe triode dont la tension de grille présente la variation voulue (fig.).



Resistance à caractéristique exponentielle.  $\tau' = C \cdot \frac{R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_3 R_1}{R_1 R_2 R_3}.$

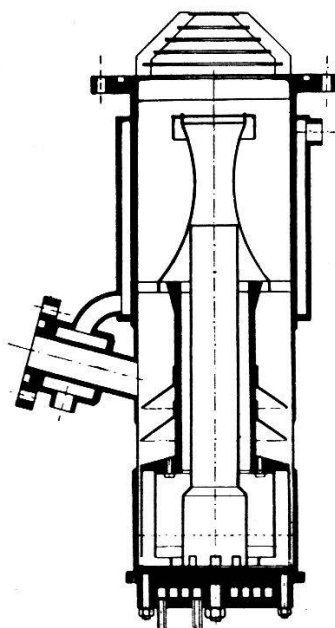
Lorsque le courant reste un certain temps à une valeur sensiblement différente de la valeur exacte, le point de fonctionnement de la dynamo est changé automatiquement par un rhéostat entraîné par un moteur (relais différé). On s'assure ainsi que le fonctionnement du stabilisateur est symétrique et que la valeur moyenne du champ est bien égale à la valeur choisie.



### Untersuchungen an Öldiffusionspumpen

VON H. BAUMGARTNER, C. R. EXTERMANN, P. C. GUGELOT, P. PREISWERK und  
P. SCHERRER (Zürich E.T.H.).

Für die Vakuumanlage des Cyclotrons musste eine Pumpe entworfen werden mit einer Sauggeschwindigkeit von 1000 l/sek. Um Unterlagen für die Konstruktion einer derartigen Öldiffusionspumpe zu gewinnen, haben wir systematische Messungen an Pumpen von kleinerem Typus mit 4,5 cm und 10 cm Öffnungsdurchmesser, ausgehend von einem Modell von HOLTSMARK<sup>1)</sup> und unter Verwendung der neuen Düsenformen von HICKMAN<sup>2)</sup> durchgeführt.



Schema der 200-Liter-Pumpe (Öffnungsdurchmesser 10 cm).

Einfluss von Düsenform, Diffusionsspalt, Heizleistung und namentlich die Abhängigkeit der Pumpleistung von der Temperaturverteilung in der Dampfströmung wurden studiert.

Durch Abänderung der Pumpen unter Berücksichtigung der gewonnenen Erkenntnisse wurde eine Steigerung der Sauggeschwindigkeit von 6 auf 20 l/sec bei der kleinen Pumpe und von 70 auf 260 l/sec beim grossen Modell erreicht. Diese Angaben verstehen sich im Gebiet zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-5}$  mm Hg, in welchem die Sauggeschwindigkeit unverändert die angegebenen Werte beibehält.

Die Pumpen wurden auch zweistufig mit einer fraktionierenden Destillationsvorrichtung gebaut, so dass ohne Verwendung spezieller Hochvakuumöle dieselben Resultate erzielt wurden.

<sup>1)</sup> J. HOLTSMARK, W. RAMM und S. WESTIN: Rev. Sci. Instr. 8, 90, 1937.

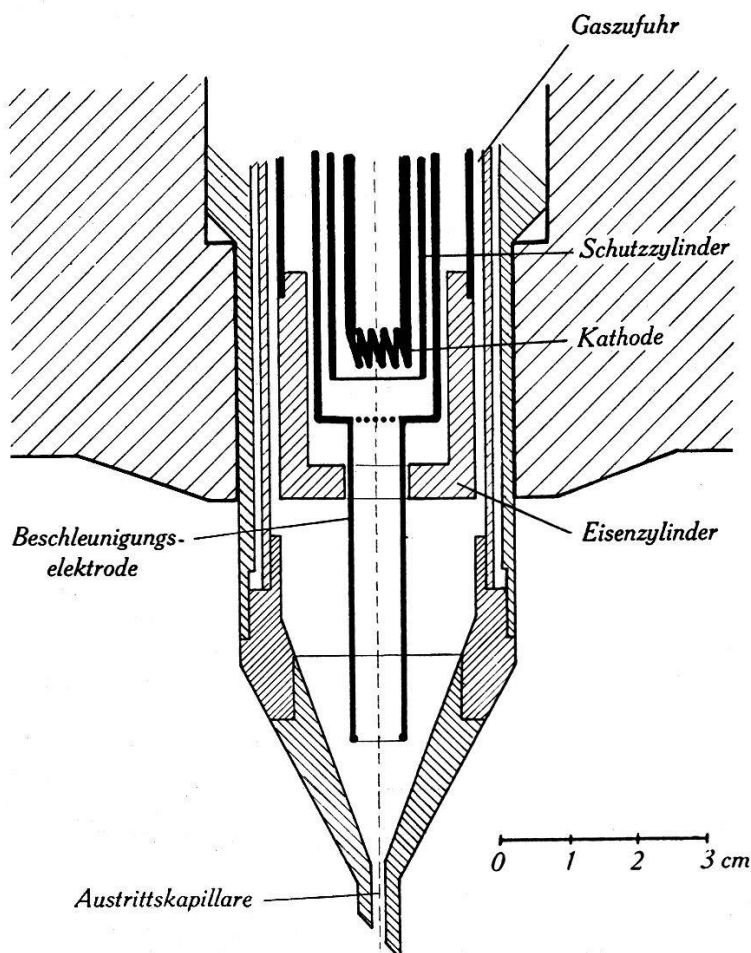
<sup>2)</sup> KENNETH C. D. HICKMAN, J. App. Phys. 11, 303, 1940.

Auf Grund der Vorversuche wurden bei der Konstruktion der 1000-Liter-Pumpe die Flächen der Diffusionsspalte möglichst gross, hohe Düsentemperatur und grosse Dampfrohrdimensionen gewählt. Tatsächlich gelang es, die verlangte Saugleistung von 1000 l/sec zu erreichen.

### Ionenquelle für das Cyclotron

VON H. BAUMGARTNER, C. R. EXTERMANN, P. C. GUGELOT, P. PREISWERK und P. SCHERRER (Zürich E.T.H.).

Für Cyclotrons wurden bis jetzt zwei Arten von Ionenquellen verwendet. Entweder wird über den Spalt der Beschleunigungselektroden (Dees) eine Glühkathode eingeführt und die Ionen werden im Spaltraum durch Elektronenstoss erzeugt<sup>1)</sup>, oder es kommt eine Kapillarionenquelle mit Niedervoltbogen zur Anwendung<sup>2)</sup>.



<sup>1)</sup> E. O. LAWRENCE and D. COOKSEY, Phys. Rev. **50**, 1131, 1936.

<sup>2)</sup> M. STANLEY LIVINGSTON, M. G. HOLLOWAY and C. P. BAKER, Rev. Sci. Inst. **10**, 63, 1939.

ALEXANDER ALLEN, J. FRANK. Inst., Oct. 1939.

Beim Cyclotron der ETH. haben wir die Ionenquelle durch eine Durchbohrung des Magnetjoches und der Polplatte in die Beschleunigungskammer eingeführt. Bei einer solchen Einführung steht für die Durchbildung der Quelle ein grösserer Raum zur Verfügung. Ferner wird erreicht, dass am Ort der Ionenquelle eine radiale Komponente des Magnetfeldes entsteht, die auf die Ionen fokussierend wirkt.

Die Ionenquelle (siehe Figur) besteht aus einer ausgedehnten Glühkathode, einer Beschleunigungselektrode (Zylinder mit Gitter) und einer Gegenelektrode mit der Austrittskapillare. An diese ist eine gegenüber dem Gitter negative Spannung angelegt, so dass die ionisierenden Elektronen im Raum zwischen der Austrittsöffnung und der Kathode hin und her pendeln. Die Gaszuführung erfolgt von oben. Die im Raum vor der Austrittskapillare gebildeten Ionen werden zur Öffnung hingezogen.

Bei kleinen Energien folgen sowohl die Elektronen wie die Ionen im starken Magnetfeld praktisch den magnetischen Kraftlinien. Es ist deshalb günstig, die Konvergenz der Kraftlinien am Ort der Ionenquelle auf die Austrittsöffnung hin zu verstärken. Mit einem zusätzlichen Eisenzyylinder wird eine Konvergenz von  $2\text{ cm}^2$  Querschnitt in Kathodenhöhe auf  $2\text{ mm}^2$  bei der Austrittsöffnung erzeugt. Auf diese Weise wurde erreicht, dass trotz einer grossen Ausdehnung der Kathode und der strahlverbreitenden Raumladewirkung eine enge Austrittskapillare verwendet werden konnte.

Die Störung der Homogenität des Feldes in der Mittelebene zwischen den Polplatten, die durch das Loch entstand, wurde durch eine Verengung des Polplattenabstandes gegen innen kompensiert.

Mit einer Emission von 50 Milliamp., einer Beschleunigungsspannung von 250 Volt und einem Gasdruck von  $10^{-3}\text{ mm}$  in der Ionenquelle wurde ein aus der Kapillaröffnung austretender Ionenstrom von 1 Milliamp. gemessen. Das Verhältnis Atomionen zu Molekülionen ist noch nicht bestimmt worden.

### **Farbblinde Stelle in einer sonst normal farbentüchtigen Netzhaut**

von M. BESSO (Genf).

Beim Blicken nach einer Verdunkelungsglühlampe aus einer Entfernung von 15—20 Metern erschien die Lampe zunächst hellblau. Zufällig schloss ich das rechte Auge und sah sie dann orangefarben; das rechte Auge sah sie hellblau, das linke orangefarben. Bei einer raschen Kopfbewegung blitzte das viel hellere Blau auch im linken

Auge wieder auf. Es erwies sich dann, dass bei indirektem Sehen — fixieren einer etwa 1 Meter von der Lampe entfernten Stelle — die blaue Farbe wieder auftrat. Bei genauerem Betrachten des blauen Lampenbildes im rechten, schwach astigmatischen Auge zeigte es sich von zwei kleinen, diametral liegenden rötlichen Fleckchen begleitet.

Herrn Prof. WEIGLE war so freundlich, mich den Versuch an einem künstlichen Stern, durch Verdunkelungsglas abgeblendet, wiederholen und auch das Absorptionsspektrum des Glases betrachten zu lassen. Das durchgehende Licht erwies sich als bestehend aus einem Gebiet im Blau, einem schmalen grünen Gebiet und einem ebenfalls schmalen, sehr hellen orangeroten Gebiet.— Die Astigmatismus-Erscheinung entdeckte Herr Prof. WEIGLE auch bei seinen farbnormalen Augen.

Die Beobachtung steht im Einklang mit den Theorien, die organisch verschiedene, getrennt beeinflussbare farbenempfindliche Elemente in den farbenempfindlichen Organen der Netzhaut postulieren.

#### Etude sur l'emploi du pont de Wheatstone pour l'enregistrement continu des variations de résistance électrique

par E. BRASEY (Fribourg).

La détermination des caractéristiques du pont de Wheatstone n'est pas la même selon que l'on envisage son emploi en méthode de zéro ou pour l'enregistrement d'une variation de résistance au moyen de l'élongation du galvanomètre de pont. Dans le premier cas, on définit la sensibilité par rapport au courant qui traverse la résistance à mesurer, courant que l'on tend à réduire le plus possible

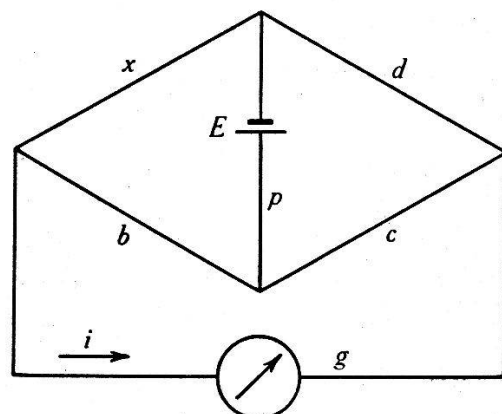


Fig. 1.

afin d'éviter les erreurs de mesure dûes à l'élévation de température; les équations se simplifient immédiatement du fait que le

courant dans le galvanomètre est nul et que le courant d'alimentation du pont peut être considéré comme constant. Dans le second cas auquel est consacrée cette étude, c'est-à-dire lorsque le pont, maintenu invariable, doit indiquer une variation de résistance par l'élongation du galvanomètre, la sensibilité se définit par rapport à la tension d'alimentation  $E$  et dépend de cinq paramètres: les trois bras constants du pont  $b, c, d$ , la résistance  $g$  du galvanomètre et celle du circuit d'alimentation  $p$  (fig. 1). En outre, la sensibilité n'est pas constante: pour un montage donné, elle varie en fonction de la résistance variable  $x$  et passe par un maximum.

Quelles sont les conditions pour que, les limites de la résistance variable étant connues, le courant d'enregistrement ait une valeur adéquate à la sensibilité du galvanomètre et à quelle valeur de la résistance variable faut-il faire correspondre le maximum de sensibilité pour obtenir l'enregistrement le plus favorable à l'étude du phénomène que l'on se propose d'étudier par voie électrique?

Pour résoudre ce problème il est nécessaire de réduire à quatre, au plus, le nombre des paramètres en faisant coïncider le maximum de sensibilité avec l'équilibre du pont. Cette condition présente l'avantage d'assigner au maximum de sensibilité une place précise dans le domaine d'enregistrement en le faisant correspondre à une valeur bien défini  $x_0$  de la résistance variable; l'examen des résultats montre que cette condition n'écarte aucune des solutions qui présentent, pour la sensibilité, le maximum maximorum.

Le bras  $c$  du pont, opposé à la résistance variable, est utilisé comme paramètre d'orientation. Il présente trois valeurs remarquables,

$$\frac{c}{x_0} \leq 3 - \sqrt{8}, \quad \frac{c}{x_0} = 1, \quad \frac{c}{x_0} \geq 3 + \sqrt{8}$$

qui déterminent, pour les valeurs acceptables de  $g$  et de  $p$  jouant le rôle de variables, trois domaines fixes entre lesquels s'intercalent deux domaines à limite mobile.

Les deux autres bras du pont,  $b$  et  $d$ , obéissent aux relations:  $(c + p)(x_0 - g)b^2 + (cx_0 + pg)(x_0 - c)b + cx_0(c + g)(x_0 - p) = 0$  et  $bd = cx_0$ .

La sensibilité est inversement proportionnelle à une grandeur  $R$  qui a les dimensions d'une résistance et qui se détermine au moyen de l'équation:

$$R^2 - \left( \frac{c + g}{x_0 - p} \cdot \frac{cx_0 - p^2}{c} + \frac{c + p}{x_0 - g} \cdot \frac{cx_0 - g^2}{c} \right) R + \frac{c + g}{x_0 - p} \cdot \frac{c + p}{x_0 - g} \cdot \left( \frac{cx_0 - pg}{c} \right)^2 = 0$$



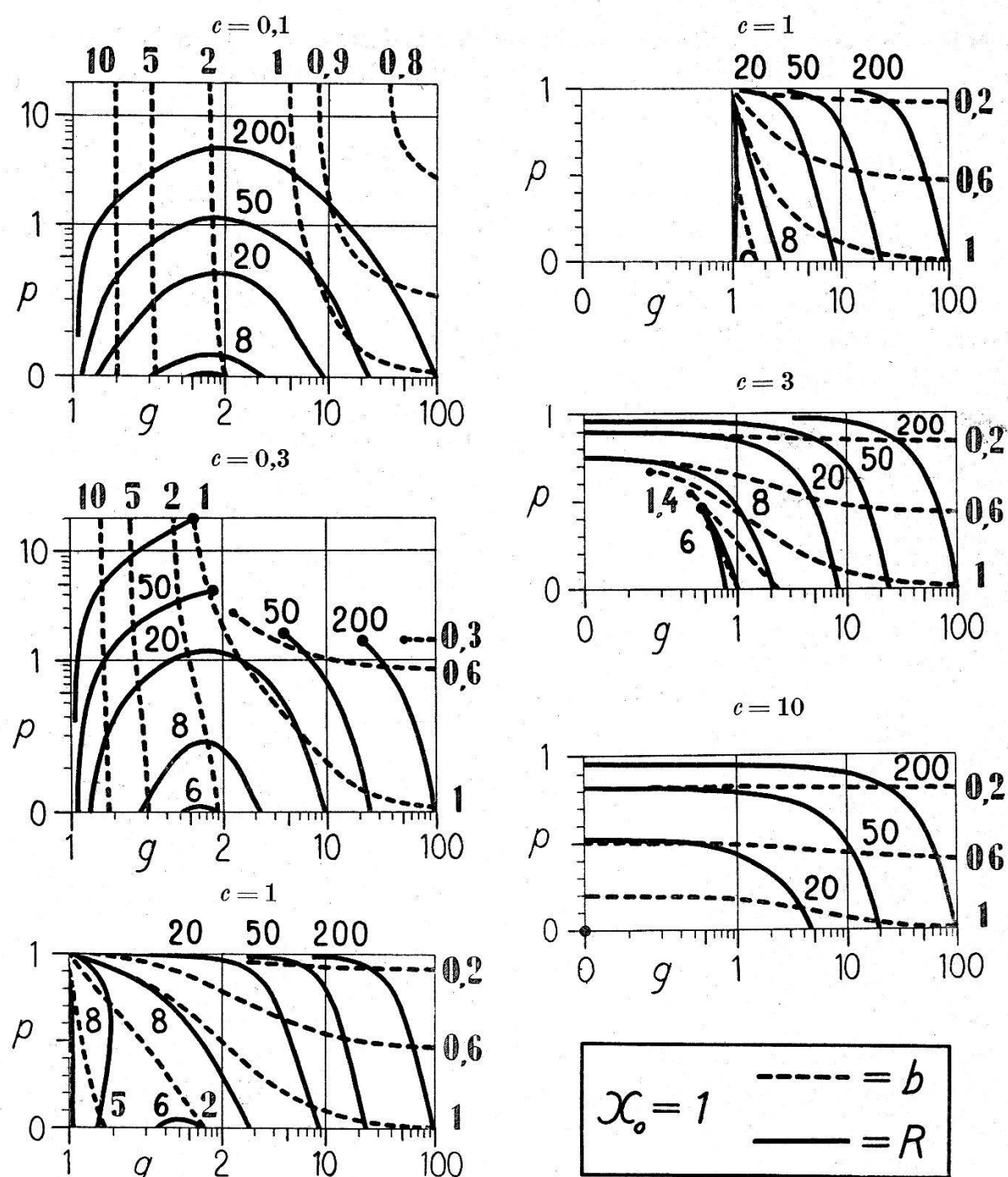


Fig. 2.

Les résultats sont présentés sous forme de faisceaux de courbes en fonction des variables  $g$  et  $p$  et des paramètres  $b$  et  $R$ ; leur utilisation pratique est immédiate (fig. schémat. 2). Pour le cas limite,  $p = 0$ , qui est près d'être réalisé expérimentalement lorsque les résistances des bras de pont sont élevées, on a les relations simples:

$$R' = b \cdot \frac{b + x_0}{b - x_0} \quad \text{et} \quad g = x_0 \left( \frac{b}{b - x_0} - \frac{c}{c + x_0} \right)$$

Une étude détaillée paraîtra dans les Helv. Phys. Acta.



**Méthode nouvelle de détermination des dimensions des ions par la déperdition d'un écoulement gazeux ionisé unipolaire**

par G. JOYET (Lausanne).

Dans un cylindre métallique, de section circulaire, on considère un écoulement gazeux de vitesse uniforme  $u$  parallèle à l'axe. Le gaz est ionisé à l'origine de l'écoulement et on ne laisse passer<sup>1)</sup> que les ions d'un seul signe. L'écoulement est unipolaire.

Entre la production constante à l'origine de l'écoulement et la disparition des ions à la paroi, il s'établit dans l'écoulement un régime permanent de distribution des densités ioniques  $n$  que nous avons recherché.

Pour que le problème soit accessible au calcul, on néglige la « diffusion électrique » des charges, c'est-à-dire le mouvement qu'elles prennent dans le champ de la charge d'espace. On ne tient compte que de la diffusion gazeuse proportionnelle au gradient de densité ionique et au coefficient de diffusion  $D$  du « gaz ionique » dans le gaz neutre. La simplification est admissible aux densités basses.

Dans les coordonnées cylindriques de l'écoulement  $(x, r)$ , l'équation différentielle qui régit la distribution des densités  $n$  s'établit en considérant aux coordonnées  $x, r$  un tore élémentaire de dimensions axiales et radiales  $dx$  et  $dr$ . En établissant le bilan des charges qui entrent et sortent du tore par diffusion et par la translation du gaz, et en exprimant que ce bilan est nul, on est conduit à l'équation

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{u}{D} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} = 0.$$

Si l'on prend le même tore élémentaire au voisinage immédiat de la paroi ( $r = R$ ), et si l'on exprime en théorie cinétique que chaque ion qui heurte la paroi disparaît en tant qu'ion, on est conduit à la condition

$$\text{en } r = R, \quad n: - \frac{\partial n}{\partial r} = \frac{4}{3} l. \quad (1)$$

qui suppose une distribution de MAXWELL des vitesses.  $l$  est le libre parcours moyen des ions dans le gaz.

Les autres conditions sont: 2)  $n$  fini; 3) en  $x = 0$ ,  $n = N_0(r)$ , fonction déterminée; 4)  $x \rightarrow \infty$ ,  $n \rightarrow 0$ .

M. G. DE RHAM nous a donné la solution de l'équation différentielle précédente,

$$n = \sum_{i=1}^{\infty} C_i e^{-\lambda_i x} J_0(k_i r).$$

<sup>1)</sup> G. JOYET. — H.P.A. XIII, 339, 1940.

Les  $k_i$  sont fixés par la condition (1) qui devient  $k_i R \cong \varrho_i$ ; les  $\varrho_i$  étant les zéros successifs de la fonction  $J_0$  de BESSEL.

$$\lambda_i \cong \frac{\pi \varrho_i^2 D}{G}$$

où  $G$  est le débit gazeux. Les  $C_i$  sont fixés dans le développement par la condition 3).

Expérimentalement, on mesure le débit ionique

$$Q = 2 \pi u \int_0^R n r dr$$

dans une section. On montre que les harmoniques de BESSEL, d'ordre supérieur, s'amortissent très rapidement — pour les ions légers à la pression et à la température voisines de la normale — et qu'il suffira pratiquement de tenir compte de la fondamentale seule. L'expression du débit ionique devient

$$Q = Q_0 e^{-\lambda_1 x}.$$

La détermination expérimentale du coefficient d'affaiblissement  $\lambda_1$ , permettra de fixer la valeur du coefficient de diffusion et par lui les dimensions des ions si l'on admet une relation supplémentaire

$$\left( \frac{\sigma}{\sigma'} \right)^3 = \frac{m}{m'}$$

entre les diamètres et les masses des ions et des molécules déjà adoptée par LENARD<sup>2)</sup>.

### Untersuchung des Aufladevorganges im Kaskadengenerator

von M. JAGGI (Zürich).

Der in der Kernphysik und in der Röntgentechnik verwendete Höchstspannungs-Kaskadengenerator (abgek. K.G.) besitzt eine charakteristische und exakt reproduzierbare Spannungsaufbaukurve. Wenn man zwischen  $P_1$  und dem dauernd geerdeten Schalt-punkt  $P_0$  (Fig. 1) eine Wechselspannung  $U_1 = U_0 \sin \omega t$  anschliesst, so wird der K.G. schrittweise aufgeladen und nähert sich asymptotisch dem stationären Betriebszustand. Es wurde nun über einige theoretische und experimentelle Untersuchungen dieses Einschwingungsvorganges im unbelasteten K.G. mit Kondensatoren gleicher Kapazität berichtet. Das Ergebnis sei im Folgenden kurz dargestellt.

<sup>2)</sup> P. LENARD. — Ann. d. Phys. **60**, 329—80, 1919; **61**, 665—741, 1920.

Während jeder Wechselspannungsperiode durchläuft der *ein-schwingende* K.G. eine bestimmte Anzahl von genau definierten Betriebszuständen. Während des Durchlaufens der ersten Halbperiode (vom Maximum bis zum Minimum) zünden der Reihe nach von oben nach unten alle nach links gerichteten Ventile  $Z_{2n-1}$ ,  $Z_{2n-3}$ , ...  $Z_3$  und  $Z_1$ . Dies hat zur Folge, dass die im rechten Generatorast aufgestapelten Ladungen teilweise auf die linksseitigen Kondensatoren  $C_{2n-1}$ ,  $C_{2n-3}$ , ...  $C_3$  und  $C_1$  abfließen. In der zweiten Halbperiode werden alle Potentiale des linken Astes vorerst gehoben, und dann zünden der Reihe nach von oben nach

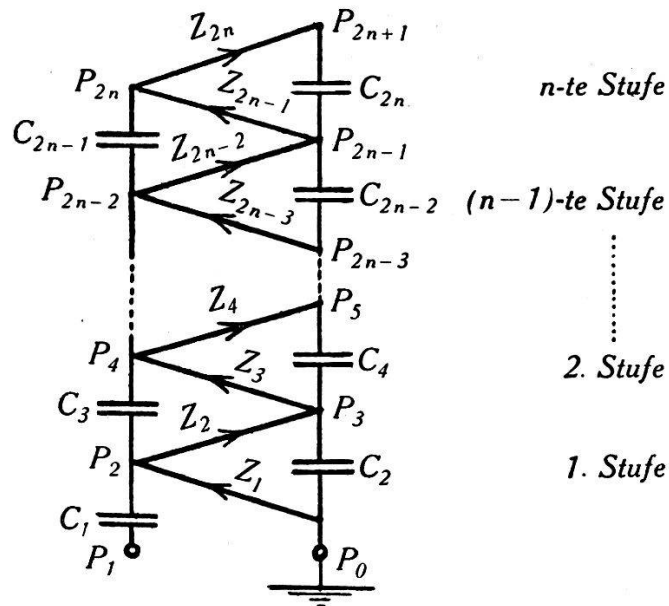


Fig. 1.

Schaltschema des  $n$ -stufigen Kaskadengenerators (nach GREINACHER).

$n$  = Stufenzahl       $C$  = Kondensator       $Z$  = Ventil.

unten alle nach rechts gerichteten Ventile  $Z_{2n}$ ,  $Z_{2n-2}$ , ...  $Z_4$  und  $Z_2$ . Dadurch werden die linksseitigen Ladungen teilweise auf die nächsthöherliegenden rechtsseitigen Kondensatoren geschoben. Die verschiedenartige Tätigkeit der beiden Generatoräste kann man sich dadurch versinnbildlichen, dass man die rechtsseitigen Kondensatoren als *Sammelkondensatoren* und die linksseitigen als *Schubkondensatoren* bezeichnet. Im stationären Zustand geht die komplizierte Potentialbewegung der Schubkondensatoren über in eine Sinusschwingung. Der gesamte linke Generatorast schwingt synchron mit dem Eingangspotential  $U_1$ . Der rechte Ast befindet sich alsdann im elektrostatischen Gleichgewicht.

Für die formelmässige Berechnung des Aufladevorganges wird der Anfangszustand einer beliebigen ( $k$ -ten) Einschwingungsperiode mit dem Anfangszustand der nächstfolgenden Periode in Beziehung

gebracht. Die nach diesem Verfahren als Rekursionsformeln ermittelten *Differenzengleichungen* liefern alsdann die gesuchten Spannungsaufbaufunktionen. Die Rechnung ergibt beispielsweise für den Einsatz der  $k$ -ten Einschwingungsperiode des Schaltpunktes  $P_3$  am einstufigen K.G. (= GREINACHER-Gleichrichter-Schaltung) ein Potential

$$U_{k,3} = 2 U_0 \left[ \sum_{\lambda=1}^{k-1} \left(\frac{1}{2}\right)^\lambda + \left(\frac{1}{2}\right)^k q_1 \right] \text{ wobei } k = 1, 2, \dots \infty.$$

Der entsprechende Ausdruck für  $P_5$  am zweistufigen K.G. lautet:

$$U_{k,5} = 4 U_0 + \frac{1}{2} U_0 (q_1 - 4 - 2\sqrt{2}) \left[ \frac{\sqrt{2}}{4} (\sqrt{2} + 1) \right]^{(k-1)} \\ + \frac{1}{2} U_0 (q_1 - 4 + 2\sqrt{2}) \left[ \frac{\sqrt{2}}{4} (\sqrt{2} - 1) \right]^{(k-1)}$$

(die Konstante  $q_1$  berücksichtigt die Einschaltphase). Die spannungsverdoppelnde bzw. vervierfachende Eigenschaft des eingeschwungenen Generators folgt unmittelbar aus diesen Aufbauformeln:  $\lim_{k \rightarrow \infty} U_{k,3} = 2 U_0$  und  $\lim_{k \rightarrow \infty} U_{k,5} = 4 U_0$ . Alle Potentialkurven der verschiedenen Schaltpunkte bestehen aus aneinandergereihten Sinuskurvenstücken. Die Aufladekurven des zwei- und des mehrstufigen K.G. verlaufen unregelmässig oszillierend. Mit zunehmender Periodenzahl  $k$  verschwinden diese Oszillationen und die Kurve nähert sich asymptotisch der konstanten Endspannung  $2 n U_0$  (vgl.

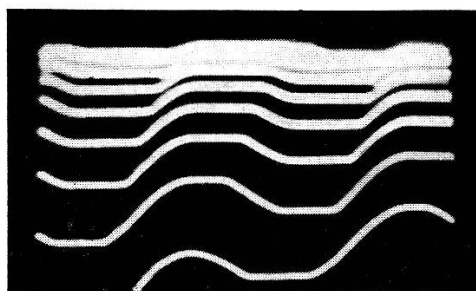


Fig. 2.

Auflade-Oszillogramm des zweistufigen Kaskadengenerators (Schaltpunkt  $P_5$ ).

Fig. 2). Die Aufladekurve des einstufigen K.G. verläuft monoton ansteigend.

(Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst im *Bulletin* des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins.)

**Bemerkung zum logisch-physikalischen Parallelismus**

von M. Besso (Genf).

Bei der Schematisierung der physikalischen Erscheinungswelt im raumzeitlichen Bilde ergeben sich der Erfahrung schlechthin und von vornherein unzugängliche Stellen. Bemerkt wurde dies zunächst bezüglich des Unendlichen und des unendlich Kleinen. Jeder im logischen Aufbau undefiniert eingeführte Begriff, bzw. jedes Vorstellungselement, jedes Axiom, jedes Postulat bezeichnet eine solche singuläre Stelle. Physikalisch — und darin liegt die heuristische Bedeutung dieser Bemerkung — scheint sich eine solche Stelle in der Erfahrung durch eine die unzugängliche Stelle einschliessende Erscheinung auszuzeichnen. So zunächst bei der Geschwindigkeit, wo das Unendliche durch die Lichtgeschwindigkeit „abgebildet“ wurde; bei der Entfernung, wo es durch die Einstein-de Sitter-Hubbel'sche Entfernungsgrenze bezeichnet wird. Beim unendlich Kleinen, bzw. beim Ort, durch die Materieelemente, bei den Ladungen, den magnetischen Momenten, durch die Elektronen. Dem undefinierbaren Begriff der geraden Linie entspricht der physikalische Gehalt der allgemeinen Relativitätstheorie.

Der prinzipiellen Unabgrenzbarkeit zwischen Traum und Wachbewusstsein entspricht, als Physikalisches, die Härte der realen Welt.

Es ist zu vermuten, dass die heuristische Bedeutung der Bemerkung nicht etwa erschöpft ist.