Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 2 (1929)
Heft: V

Vereinsnachrichten: Compte-rendu des séances de la Société Suisse de Physique
Autor: [s.n.]

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

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

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

Download PDF: 29.12.2025

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

Compte-rendu des séances de la Société Suisse de Physique

tenues à Davos, les 30 et 31 août 1929.

Président: Prof. A. JAQUEROD (Neuchâtel).
Vice-président: Prof. H. GREINACHER (Berne).
Secrétaire-Trésorier: H. MÜGELI (Neuchâtel).

1. Partie administrative.

Présidence de M. le prof. P. GRUNER de Berne.

La prochaine réunion de la S. S. P. aura lieu à Neuchâtel, en mai 1930.

Ont été reçus:

a) comme membres ordinaires de la S. S. P.: MM. PAUL KIPFER (Bienne); FERDINAND TRENDELENBURG (Berlin); O. STEIGER (Zurich);

b) comme membres collectifs: Physikalisches Institut der Deutschen technischen Hochschule, Prag; Elektrotechnischer Verein C. V., Berlin; Bibliothek der Kgl. Universität, Uppsala.

2. Communications scientifiques.

Einige Bemerkungen zu der Sommerfeld'schen Elektronentheorie der Metalle

von PAUL GRUNER (Bern).

Die Elektronentheorie der Metalle, zuerst von RIECKE und DRUDE (1900) bearbeitet, wurde 1905 von H. A. LORENTZ exakter formuliert. LORENTZ nimmt an, dass die freien Elektronen im Metall an den ruhend gedachten Metallatomen elastische Stösse erleiden und dabei im thermischen Gleichgewicht in ihren Geschwindigkeiten v das Maxwell'sche Verteilungsgesetz befolgen:

$$f_0 = A \cdot e^{-u}, \quad \text{wo } u = \frac{m v^2}{2 k T}.$$

Eine stationäre Störung des Gleichgewichts in der X-Richtung soll eine kleine Veränderung der Verteilungsfunktion bedingen:

$$f(x, v) = f_0(x, v) + v_x \cdot \chi(x, v), \quad \text{worin } T = T(x), \; A = A(x).$$

Ist die Störung durch eine Kraft X, die auf die Elektronen wirkt, bedingt, so ergibt die Lorentz'sche Rechnung:

$$\chi(x, v) = \frac{l}{v} A \frac{m}{kT} \left(X - \frac{kT}{m} \frac{d \log A}{dx} - \frac{v^2}{2} \frac{d \log T}{dx} \right) e^{-\frac{m v^2}{2 kT}},$$

wenn $l = \frac{1}{\pi R^2 n}$ die mittlere freie Wegelänge der Elektronen, deren Zahl pro Volumeneinheit n ist, misst; l, bzw. R und n können noch Temperaturfunktionen sein, aber unabhängig von v. Hiemit berechnen sich die elektrische und kalorische Stromdichte zu

$$J = \frac{4\pi}{3} e \int_0^\infty v^4 \cdot \chi(v) \cdot dv \quad \text{und} \quad W = \frac{2\pi}{3} m \int_0^\infty v^6 \cdot \chi(v)\, dv\,.$$

Die Lorentz'schen Resultate (die weiter unten angegeben sind) geben nur roh die Erscheinungen der Metalle wieder. Deshalb suchte der Referent 1908/1909 eine Erweiterung dieser Theorie zu geben[1]), indem er eine neue plausibel scheinende Annahme einführte: die Atome sollen teilweise ionisiert, teilweise neutral sein; unterhalb einer *Grenzgeschwindigkeit* G $\left(\frac{m G^2}{2 k T} = u_0\right)$ sollen alle Elektronenstösse elastisch erfolgen, oberhalb derselben mögen die neutralen Atome vom Elektron ungehindert durchsetzt werden (nach den neueren Anschauungen ist dies leicht vorstellbar). Rechnerisch kommt dies darauf hinaus, zwei verschiedene Wegelängen einzuführen: eine, l, für Geschwindigkeiten von O—G und eine grössere, l_p, für Geschwindigkeiten von G—∞; dabei ist

$$l_p/l = \frac{1 + \Phi}{\Phi} = \Psi > 1$$

eine Temperaturfunktion, die mit der Temperatur abnimmt. Es treten dann folgende Funktionen auf:

$$S = \int_0^{u_0} u \cdot f_0(u)\, du + \Psi(T) \int_{u_0}^\infty u \cdot f_0(u)\, du\,;$$

$$U = \frac{1}{2!} \left\{ \int_0^{u_0} u^2 \cdot f_0 \cdot du \ldots \right\}; \; V = \frac{1}{3!} \left\{ \int_0^{u_0} u^3 \cdot f_0 \cdot du \ldots \right\},$$

---

[1]) Gruner, Phys. Zeitschr. **10**, 48, 1909.

und hieraus folgt:

$$J = \frac{8\pi}{3} \frac{e k T}{m^2} l A S \left\{ m X - 2 k \frac{d T}{d x} \cdot \frac{U}{S} - k T \frac{d \log A}{d x} \right\}$$

und $$W = \frac{16\pi}{3} \frac{k^2 T^2}{m^2} l A U \left\{ m X - 3 k \frac{d T}{d x} \cdot \frac{V}{U} - k T \frac{d \log A}{d x} \right\}.$$

Für $G = \infty$ werden $U = V = S = 1$, es ergeben sich genau die von LORENTZ berechneten Ausdrücke, die demnach durch diese drei Funktionen eine Verallgemeinerung erfahren haben. Die Anwendungen auf Volta-Effekt, Thermoelektrizität, thermomagnetische und galvanomagnetische Effekte wurden ausgerechnet, sie lassen sich prinzipiell den Beobachtungen anpassen. Doch war aus der Theorie nichts Bestimmtes über die Funktion Φ zu erfahren, so dass diese damals nicht weiter verfolgt wurde.

Durch die Sommerfeld'schen Arbeiten 1928[1]) ist das Interesse an der Elektronentheorie der Metalle neu erwacht.

Der springende Punkt seiner Untersuchungen, die genau nach LORENTZ nur die elastischen Stösse der Elektronen an den ruhenden Metallatomen berücksichtigt, liegt darin, dass die freien Elektronen wie ein entartetes Gas behandelt werden, auf welche statt der klassischen Geschwindigkeitsverteilung die Fermische angewendet wird, also:

$$f_0 = \frac{A \cdot e^{-u}}{1 + A \cdot e^{-u}}, \text{ mit } A \gg 1 .$$

Dabei ist A mit einer *kritischen Geschwindigkeit* $\bar{v}$ verknüpft, für welche $f_0 = \frac{1}{2}$ wird: $A = \log u_0$, $u_0 = \frac{m \bar{v}^2}{2 k T}$. Mit diesem $A \gg 1$ wird der Verlauf von f_0 so, dass für $u > u_0$, bis nahe an u_0, $f_0 = 1$ wird, und für $u < u_0$, bis nahe an u_0, $f_0 = 0$ wird; dies hat zur Folge, dass nur die Geschwindigkeiten in der Nähe von $\bar{v}$ in den Schlussformeln auftreten. Ferner nimmt SOMMERFELD an, dass l nur von v, bzw. $u \cdot T$ abhänge, was in erster Näherung zu einem Wert $l(\bar{v})$ führt.

Es ist nun interessant festzustellen, 1) dass die Sommerfeldschen Formeln (47e) für J und W allgemeiner sind als seine Voraussetzungen; 2) dass *sie formell vollständig mit denen des Referenten übereinstimmen!* — Schon KRETSCHMANN zeigte[2]), dass diese Sommerfeld'schen Formeln nicht an eine bestimmte An-

---

[1]) SOMMERFELD, Zeitschr. Phys., **47**, 1, 1928.

[2]) KRETSCHMANN, Zeitschr. Phys. **48**, 739, 1928.

nahme über $l(v, T)$ gebunden sind. Der Referent fand, dass sie auch nicht an die Fermische Statistik gebunden sind. Letztere hat SOMMERFELD nur mittelst der Beziehung

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial x}\right)_u = -\left(\frac{\partial f_0}{\partial u}\right)_x \cdot \frac{d \log A}{d x}$$

eingeführt; aber es lässt sich leicht zeigen, dass diese Beziehung immer gilt, wenn $f_0 = f_0(A e^{-u})$ und $f_0(u = \infty) = 0$, bei sonst beliebiger Wahl von f_0; sie ist also viel allgemeiner als SOMMERFELD es annahm.

Ferner aber stimmen die allgemeinen Ausdrücke (47e) von SOMMERFELD genau mit den für J und W oben gegebenen Ausdrücken des Referenten überein. Es ist einfach der Faktor $l \cdot A$ durch $G\left(\frac{m}{h}\right)^3$ zu ersetzen (hier $G = 2 =$ Quantengewicht, $h =$ Planck'sches Wirkungsquantum) und die Funktionen S, U, V als V_0, V_1, V_2 zu schreiben, worin allgemein

$$V_m = \frac{1}{(m+1)!} \int_0^\infty \left(\frac{\partial (u^{m+1} \cdot l)}{\partial u}\right)_x \cdot f_0(u)\, d u.$$

Die Auswertung der Integrale S, U, V bzw. V_0, V_1, V_2 ergeben zwar verschiedene Formen, zeigen aber eine auffallende Analogie: Bei SOMMERFELD ist der Ausdruck $\frac{\partial (u^{m+1} \cdot l)}{\partial u}$ irgend eine Funktion von u, aber der Faktor f_0 im Integral hat den schon angegebenen Verlauf, so dass im Integral nur der Wert bei $u = u_0$ massgebend ist, also auch nur das Verhalten der Differentialquotienten von $u^{m+1} \cdot l$ für $u = u_0$. In genügender Annäherung wird

$$V_m = \frac{1}{(m+1)!} \left\{ u_0{}^{m+1} \cdot l_0 + \frac{\pi^2}{6} \left| \frac{\partial^2 (u^{m+1} \cdot l)}{\partial u^2} \right|_{u = u_0} \cdots \right\},$$

d. h. diese *Funktionen sind wesentlich nur von dem kritischen Wert*

$$u_0 = \frac{m \bar{v}^2}{2 k T}, \text{ mit } \bar{v} = \frac{h}{m} \left(\frac{3 n}{8 \pi}\right)^{1/3}$$

und der zugehörigen freien Weglänge $l_0 = l(\bar{v})$ abhängig.

Numerisch berechnet sich u_0 sobald für n irgend eine Annahme getroffen wird; SOMMERFELD setzt für Silber $n = 6 \cdot 10^{22}$, d. h. gleich der Zahl der Atome pro Volumeneinheit, woraus sich $\bar{v} = 5{,}7$ Volt ergibt; bei grösseren Zahlen n könnte $v = 8$ Volt werden, also gleich den Ionisierungsspannungen der Metalle.

Rechnet man nach der Annahme des Referenten, so müssen die Integrale der V_m in zwei Teile, von $O - G$ und $G - \infty$ zerlegt werden. Innerhalb eines jeden ist l konstant, macht aber einen Sprung, l bis $l \cdot \Psi(T)$, von einem zum anderen; somit wird

$$V_m = \frac{l}{m!}\left\{\int_0^{u_0} u^m \cdot f_0(u)\,du + \Psi \int_{u_0}^{\infty} u^m \cdot f_0(u)\,du\right\},$$

Mit $u_0 = \frac{mG^2}{2kT}$; $f_0 = A e^{-u}$ ergeben sich dann unsere Funktionen S, U, V. Die Rechnung ergibt allgemein für die $(m+1)^{te}$ Funktion:

$$V_m = l\left\{l + \frac{1}{\Phi(T)} \cdot e^{-u_0} \cdot \sum_0^m \left(\frac{u_0{}^k}{k!}\right)\right\}.$$

also auch hier Funktionen, die *wesentlich durch den kritischen Wert u_0 bestimmt sind,* allerdings noch T explizite enthalten, was eben einen Fortschritt gegenüber Sommerfeld bedeutet.

Ohne auf die weitere Durchführung dieser Analogie einzutreten, sei nur noch folgendes bemerkt.

Die Sommerfeld'sche Theorie hat grosse Erfolge gehabt, namentlich in bezug auf die Erscheinungen der Elektronenemission (s. Nordheim[1])); die übrigen Konsequenzen ergeben sich der Hauptsache nach erst, wenn nachträglich eine Abhängigkeit von l von T durch *wellenmechanische* Betrachtungen eingeführt wird (s. Houston[2]), Bloch[3]) und die allerdings von anderen Gesichtspunkten ausgehenden Rechnungen von Frenkel[4])). Von Barlow[5]) sind aber prinzipielle Einwände gegen die Anwendung der Fermischen Statistik erhoben worden, und Borelius[6]) hat darauf hingewiesen, dass die numerischen Ergebnisse der Theorie nicht gerade befriedigend seien. Angesichts dieses Tatbestandes ist es interessant festzustellen, dass von einem ganz anderen Standpunkt aus, wie ihn der Referent vor zwanzig Jahren vertrat, formell die gleichen Ausdrücke aufgestellt werden können, wobei es vielleicht möglich wäre, wellenmechanisch Aufschluss über die Funktion $\Phi(T)$ zu erhalten.

---

[1]) Nordheim, Phys. Zeitschr. **30**, 177, 1929.
[2]) Houston, Zeitschr. Phys. **48**, 449, 1928.
[3]) Bloch, Zeitschr. Phys. **52**, 555,1928
[4]) Frenkel, Zeitschr. Phys. **49**, 31 u. 885, 1928.
[5]) Barlog, Phil. Mag. (7) **7**, 459, 1929.
[6]) Borelius, Zeitschr. Phys. **54**, 806, 1929.

Wichtig bleibt jedenfalls die Tatsache, dass alle diese Untersuchungen in einem Punkt übereinstimmen: in der Erkenntnis, *dass die Elektronenbewegungen im Metall durch eine bestimmte kritische Geschwindigkeit* (G oder $\overline{v}$) charakterisiert sind. Es wäre wohl der Mühe wert, der tieferen physikalischen Bedeutung derselben nachzuspüren.

Une chambre ionométrique à liquide de petites dimensions et son utilisation en radiologie

par A. Piccard et E. Stahel (Bruxelles).

Les applications médicales du radium ont mis la technique des mesures radioactives devant un problème nouveau dans quelques-uns de ses caractères:

1° La mesure doit se faire dans le domaine où l'action des aiguilles de radium sur les tumeurs est la plus efficace, donc à des distances variant par exemple entre 1 et 20 mm. Le champ d'irradiation étant naturellement très inhomogène dans ce domaine, il faut que les dimensions géométriques de la chambre de mesure soient aussi réduites que possible.

2° Les rayons secondaires jouant un rôle important, il faut pour que la mesure puisse être interprétée au point de vue biologique, que la nature des matières de construction de la chambre s'approche autant que possible de la nature des tissus biologiques (donc densité voisine de 1 et petit nombre atomique).

3° Il faut que malgré le petit volume les courants d'ionisation soient assez forts pour pouvoir être mesurés sans difficultés.

Nous croyons que la chambre que nous vous présentons aujourd'hui satisfait largement à ces désidérata:

Le volume dans lequel se produit l'ionisation est, pour le plus petit modèle, constitué par un cylindre de 2 mm. de diamètre et de 0,8 mm. de hauteur, il n'a donc que 2,5 mm³ de contenance. La chambre est remplie d'un liquide organique (éther de pétrole) et ses parois sont constitués par un isolant organique (orca). Les électrodes sont formées par de très minces feuilles d'aluminium ou par une couche de graphite. Un anneau de garde empêche les charges provenant de l'électrode de haute tension d'atteindre l'électrode de l'électromètre en cheminant le long des surfaces des isolateurs ou à travers ceux-ci. Les mesures se font par la «méthode de charge», les variations du potentiel de l'électromètre n'étant toujours que de quelques

volts. La sensibilité est telle qu'avec un électromètre à fil on peut encore faire de bonnes mesures à 2 cm. de l'axe d'une aiguille de 10 mgr. de radium. Pour étudier les parties plus éloignées du champ d'irradiation on utilise sans inconvénient des chambres plus grandes.

On pourrait objecter à l'usage des chambres d'ionisation à liquide qu'on n'arrive pas à atteindre le courant de saturation. Mais la théorie de Joffée montre, d'accord avec nos mesures de contrôle, que si l'on emploie des champs électriques constants suffisamment élevés (dans notre cas dépassant 5000 V/cm.) le courant d'ionisation est tout-à-fait proportionnel à l'intensité du rayonnement (mais il dépend naturellement de la tension appliquée).

Une série de clichés, dont nous ne donnons pas reproduction ici, projetés en séance, ont montré les résultats pratiques acquis.

Theoretische Gesichtspunkte bezüglich der Überlegenheit von Gammastrahlung vor Röntgenstrahlung bei Krebsbehandlung

von A. Piccard (Bruxelles).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta.)

Über die Erzeugung von n-Phasen-Hochfrequenzströmen

von F. Tank und L. Ackermann (Zürich.)

Koppelt man n gleiche elektrische Schwingungskreise in einer Symmetrie, die z. B. einer Anordnung in einem regulären n-Eck oder -Polyeder entspricht, so lässt sich zeigen, dass für die Ströme $i_1 i_2 \ldots i_n$ die Bedingungen gelten:

$$i_1 = i_2 = \ldots = i_n \,, \qquad \text{(a)}$$

oder

$$i_1 + i_2 + \ldots + i_n = 0 \,. \qquad \text{(b)}$$

Diese Bedingungen bleiben auch erhalten, wenn es sich um selbsterregte Kreise (Röhrengeneratoren) handelt. Bei Gleichheit der Amplituden folgt nach Beziehung (b) für zwei Kreise eine Phasendifferenz von 180 Grad und für drei Kreise eine gegenseitige Phasendifferenz von 120 Grad. Die Folgerungen werden experimentell bestätigt. — Erscheint ausführlich in den Helvetica Physica Acta.

Photoelastische Untersuchungen über einige Stützmauerprobleme

von J. Müller (Zürich.)

Als Fortsetzung der Arbeit von H. Favre[1]) wird eine Reihe von Stützmauerprofilen nach der interferometrischen Methode bei Druck- und Biegungsbeanspruchung untersucht. Die Ergebnisse sind in Trajektorien- und Spannungsdiagrammen niedergelegt. Es lassen sich Zonen unterscheiden, die der Berechnung zugänglich sind und wo Rechnung und Messung befriedigende Übereinstimmung zeigen, und Zonen, wo ziemlich verwickelte Verhältnisse vorliegen (starke Krümmungen und Querschnittsänderungen).

Die Arbeit wurde weitgehend von der Schweizerischen Volkswirtschaftstiftung unterstützt.

Versuche über den Luftwiderstand auf Eisenbahnfahrzeuge in Tunneln

von K. Sutter (Zürich.)

Auf Grund verhältnismässig einfacher hydrodynamischer Überlegungen lässt sich für den Luftwiderstand auf einen Eisenbahnzug in einem Tunnel folgende Formel gewinnen:

$$W = (f b_3 + F b_4)\,(V - v)^2.$$

Dabei bedeuten: V Zugsgeschwindigkeit, v Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Tunnel, F Zugsquerschnitt, f Tunnelquerschnitt, b_3 und b_4 Konstante für einen bestimmten Tunnel und eine bestimmte Zugsgattung, wobei b_3 der Zugslänge L proportional ist.

Das Ziel der Arbeit bestand in der experimentellen Nachprüfung der Formel und in der Bestimmung der in derselben enthaltenen empirischen Koeffizienten durch direkte Messungen im Tunnel. Zu diesem Zwecke wurden im Albistunnel und später im Bötzbergtunnel drei selbstregistrierende, synchron laufende Barographen hoher Empfindlichkeit aufgestellt und die Druckdiagramme der vorbeifahrenden Züge aufgenommen. Gleichzeitig wurden die Strömungsgeschwindigkeiten der Luft gemessen. Aus den erhaltenen Angaben liess sich die gewünschte Kontrolle und Koeffizientenbestimmung durchführen, die noch durch elektrische Messungen auf den Lokomotiven ergänzt wurde. Es ergab sich im Albistunnel u. a.:

Güterzüge	$b_3 = 0{,}00163\ L$
Personenzüge	$0{,}00160\ L$
Schnellzüge	$0{,}00156\ L$

---

[1]) H. Favre, Revue d'Optique. Mai 1929. Diss. Zürich 1929.

Lokomotive	Ae 3/5 . . .	b_4 = 0,138	
„	Ae′ 3/6 . .	0,135	
„	Ce 6/8 . .	0,130	
Zugsgeschwindigkeit V in m/sek.	Luftwiderstand W 100 m	in kg bei 200 m	Zugslänge von 400 m
V = 5	W = 60	88	128
10	245	344	496
20	960	1365	1940
30	2120	3090	4360

Luftwiderstand im Tunnel aus 33 Messungen auf der Lokomotive bei Personen- und Schnellzügen 1180 kg, nach der Rechnung 1240 kg; dasselbe aus 10 Messungen an Güterzügen 560 kg, nach der Rechnung 513 kg.

Die obigen Angaben beziehen sich alle auf stationäre Verhältnisse (Beharrungszustand); die Berechnungen können aber auch auf nicht stationäre Zustände erweitert werden[1]).

Die Arbeit wurde weitgehend von den Schweizerischen Bundesbahnen und der Schweizerischen Volkswirtschaftstiftung unterstützt.

Temperaturempfindlichkeit der Molekularpolarisation von Gasen

von R. Sänger und O. Steiger (Zürich.)

Kein Referat eingegangen.

Quantitative Untersuchung von Klängen und Geräuschen

von F. Trendelenburg, Berlin.

Die Entwicklung einer physikalisch befriedigenden Methode zur objektiven Klanguntersuchung konnte in den letzten Jahren die Kenntnis der Zusammensetzung von Klängen und Geräuschen wesentlich erweitern und es konnte hierbei eine Reihe physikalischer Fragen der Schallerzeugung geklärt werden. Im vorliegenden Referat wurde zusammenfassend über Ergebnisse von objektiven Klanguntersuchungen berichtet, soweit diese physikalisch neue Tatsachen förderten oder solche Resultate zeitigten, welche von Bedeutung für Probleme der physiologischen und psychologischen Akustik sind.[2])

Die objektive Klanguntersuchung entschied die Frage der

---

[1]) Näheres K. Sutter, Diss. Zürich 1929.

[2]) Die Methodik der elektrischen Klangaufzeichnung ist in einem Artikel von F. Trendelenburg im Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, herausgegeben von E. Abderhalden, Abt. V, Teil 7, S. 787—870, 1929, eingehend behandelt.

Stimmerzeugung zu Gunsten der allgemeinen Gültigkeit der Helmholtz'schen Resonanztheorie.[1]) Die Richtwirkung der Stimme wurde objektiv geprüft[2]), es zeigte sich, dass die Richtwirkung grösser ist, als sie sich berechnet, wenn man nur die Schattenwirkung des kugelförmig angenommenen Kopfes berücksichtigt; zur Schattenwirkung des Kopfes tritt die Trichterwirkung des Mundes.

Auf dem Gebiet der Musikinstrumente wurden von H. Backhaus[3]) die Fragen der Schallabstrahlung eingehend untersucht. Saitenschwingung und abgestrahlter Klang sowie die Schwingungsform des Geigenkörpers wurden registriert und wichtige physikalische Folgerungen konnten aus den Versuchen gezogen werden.[4])

Bei der Untersuchung von Herztönen und Herzgeräuschen treten grosse Schwierigkeiten beim Vergleich objektiv und subjektiv gewonnener Ergebnisse auf: Das Ohr besitzt (bei den geringen Intensitäten der in Frage stehenden Schallphänomene) nur geringe Empfindlichkeit für die tieferen Frequenzgebiete, während es die hohen Komponenten stärker wahrnimmt. Demgemäss sind subjektiv die Herzgeräusche, die in höheren Frequenzgebieten liegen, deutlicher wahrnehmbar als die tieferen Komponenten der Herztöne; es ergeben sich also erhebliche Unterschiede zwischen dem auskultatorisch erhobenen Befund und der objektiven Aufzeichnung mittels einer physikalisch gleichmässig arbeitenden Apparatur.[5]) Es werden Versuche besprochen, die mit einer Schallaufzeichnungsapparatur vorgenommen wurden, deren Frequenzgang ungefähr derjenigen des Gehörs entspricht.[6]) Mit der gleichen Apparatur wurden auch (gemeinsam mit H. Gerdien und H. Pauli) quantitative Messungen an Störgeräuschen (Maschinengeräuschen, Automobilauspuff usw.) durchgeführt.[7])

---

[1]) F. Trendelenburg, Wissenschaftl. Veröff. a. d. Siemenskonzern, III, **2**, S. 43, 1924, IV, **1**, S. 1, 1925. Vgl. ferner auch den Artikel „Physik der Sprachlaute" im Handbuch d. Physik, herausgegeben von H. Geiger u. H. Scheel, Band **8**, Kap. 10, Berlin 1927.

[2]) Erscheint demnächst in der ZS. f. techn. Physik.

[3]) G. W. Stewart, Phys. Rev. Bd. **33**, S. 467, 1911.

[4]) H. Backhaus, ZS. f. techn. Physik, Bd. **8**, S. 509, 1927; Bd. **9**, S. 491, 1928.

[5]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, VI, **2**, 184, 1928.

[6]) K. Posener u. F. Trendelenburg, ZS. f. techn. Physik, Bd. **9**, S. 495, 1928. Eine weitere ausführliche Veröffentlichung zu diesen Fragen erscheint demnächst in den Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern.

[7]) H. Gerdien, H. Pauli u. F. Trendelenburg, erscheint in einem der nächsten Hefte d. ZS. f. techn. Physik.

Primäre und sekundäre Ionen in Sauerstoff und Kohlendioxyd

von H. D. Smyth und E. C. G. Stueckelberg (Princeton, U.S.A.).

Die Verbindung einer Ionisationskammer mit einem Massenspektrographen ermöglichte H. D. Smyth die Bestimmung des Verhältnisses e/m der erzeugten Ionen. G. P. Harnwell untersuchte Gasgemische in diesem Apparat. Durch Vergrössern des Druckes in der Ionisationskammer wurde die Wahrscheinlichkeit von Stössen zwischen Ionen und Molekülen gesteigert und die Änderung der Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Ionen beobachtet. Das Verhältnis der primären Ionen zu einander wird sich dabei nicht ändern, während die relative Anzahl sekundärer Ionen zunehmen wird. So zeigte er in Gemischen der Edelgase, Stickstoff und Wasserstoff, dass das Verhältnis der Anzahl Ionen niedrigeren Ionisationspotentials (I. P.) zu derjenigen höheren I. P. ansteigt. Deuten wir diese Erscheinungen als Stösse zweiter Art, deren Wahrscheinlichkeit zunimmt, je näher die I. P. der beiden Komponenten beisammen liegen, so ermöglichen uns die Versuche, die relative Lage der I. P. qualitativ anzugeben.

Die Verfasser setzten diese Versuche in Sauerstoff fort, um Anhaltspunkte zur Klärung der verschiedenen gemessenen I. P. von O_2 zu erhalten. Elektronenstoss bildet aus Sauerstoff die zwei Ionenarten O_2^+ und O^+. Beide zeigen die Charakteristik primärer Ionen. In Mischungen mit Argon (I. P. 15,69 V) traten sekundäre O_2^+ auf. Neon und Helium erzeugten sekundäre O^+.

Somit liegt das Potential, das aus O_2 O_2^+ bildet, d. h. das I. P. von O_2 unter 15,69 V. Ein Entscheid zwischen den verschiedenen Messungen anderer Autoren, die zwischen 12,6 und 16,1 V liegen, war auch auf diese Weise nicht möglich.

Oberhalb 20 V (Messungen von Hogness und Lunn) und unterhalb des I. P. von Ne (21,6 V) wird aus O_2 O^+ durch einen einzigen Vorgang gebildet.

Es wurden sodann die potentiellen Energiekurven unter Berücksichtigung des empirischen Gesetzes $r_0^3 \omega_0 = \text{const.}$ für verschiedene Elektronenzustände von O_2 und O_2^+ gezeichnet. Diese empirische Beziehung, die von P. M. Morse aufgestellt wurde, ermöglicht für die Zustände deren Rotationsquanten und daher den Wert ihres Kernabstandes, für welchen die potentielle Energie ein Minimum wird (r_0), aus den Abständen der Schwingungszustände (ω_0) zu berechnen. Nach der Methode von Condon wurden die wahrscheinlichsten Übergänge vom unangeregten O_2 nach den Zuständen von O_2^+ untersucht. Dabei zeigt sich, dass

bei 13,5 V ein stabiles O_2^+ entstehen muss. Bei 20,3 V tritt eine Übergangsmöglichkeit in den Anfangszustand der ultravioletten O_2^+-banden auf. Und zwar führt der wahrscheinlichste Übergang zu einer solchen Schwingungsanregung dieses Zustandes, die bereits im kontinuierlichen Spektrum liegt, d. h. es tritt gleichzeitig Ionisation und Dissociation in $O + O^+$ auf, wie es das Experiment ergab. Aus den gleichen Kurven wurden die Intensitäten dieser Banden ermittelt. Auch diese stimmen sehr gut mit den Experimenten von JOHNSON überein.

Die Untersuchungen an CO_2 gestalten sich wegen der grossen Zahl verschiedener Ionen und ihren gegenseitigen Reaktionen sehr verwickelt. Als primäre Ionen werden gebildet: Durch Elektronenstoss von ca. 14,2 V. $CO_2 \rightarrow CO_2^+$ und bei 15,5 V. $CO_2 \rightarrow CO^+$. Die Werte der I. P. sind durch Messen kritischer Potentiale mit dem Massenspektrograph erhalten. Die Genauigkeit ist wegen der geringen Intensität nicht sehr gross, doch stimmt der Wert von 14,2 V mit dem von MACKAY gefundenen I. P. von CO_2 befriedigend überein. Es treten ferner Ionen auf, über deren Entstehungsart und kritische Potentiale noch nichts Sicheres gesagt werden kann. Sie müssen als C^+, O^+ und O_2^+ angesprochen werden. Die genaue Erklärung der Vorgänge bedarf noch weiterer Untersuchungen, die zurzeit im Gange sind.

Störungsrechnung des Wasserstoffmolekülions und des Wasserstoffmoleküls

von E. C. G. STUECKELBERG und P. M. MORSE (Princeton U.S.A).

Die Elektronenterme des H_2^+-ions spielen für den Aufbau komplizierter diatomiger Moleküle die gleiche Rolle wie die Terme des H-Atoms für den Aufbau der Atome. Die Theorien von F. HUND und R. S. MULLIKEN erteilen jedem Elektron im Molekül eine Quantenbezeichnung analog derjenigen in Atomen. So hat z. B. in $3d\pi$ das griechische Zeichen $\sigma, \pi, \delta \ldots$ die analoge Bedeutung für die Projektion des l-Vectors auf die Kernverbindungsachse, wie das lateinische Zeichen $s, p, d \ldots$ für den l-Vector selbst. Ausgehend von den beiden Grenzfällen, Kernabstand $= O$ und $= \infty$, wurden von beiden Richtungen her die Störungen auf die drei resp. zwei tiefsten Elektronenterme in erster Näherung berechnet, und die Eigenfunktionen in nullter Näherung gefunden. Durch Betrachtung der Knotenflächen, deren um eins vermehrte Anzahl die Quantenzahl angibt, wurden die so berechneten Anfänge der Kurven (Termwert in Abhängigkeit vom Kernabstand) von beiden Enden aus zusammengefügt. Die Kurve für den Grund-

zustand von H_2 zeigt befriedigende Übereinstimmung mit BURRAU's, durch numerische Integration erhaltenen Resultaten. Beim Zusammenführen der Kerne mussten elliptische Koordinaten gewählt werden, da das Problem in diesen separierbar ist. Diese gehen für unendliche Entfernung der Kerne in parabolische über. Die Eigenfunktionen des ungestörten Problems $H + H^+$ sind daher diejenigen des H-Atoms im Starkeffekt. Jeder dieser Terme spaltet sich beim Zusammenbringen in zwei auf, einen, dessen Wellenfunktion beim Durchgang durch die Symmetrieebene der Kerne ihr Vorzeichen behält und einen, bei dem sie das Vorzeichen wechselt. Bezeichnet man mit n_φ, n_x, n_y die Anzahl von Knotenflächen der Wellenfunktion in den Koordinaten φ (Azimuth um die Verbindungsachse), x (Hyperboloide) und y (Ellipsoide mit den Kernen als Brennpunkten), so beträgt die Hauptquantenzahl des Elektrons für unendlich entfernte Kerne $n = n_\varphi + n_x + n_y + 1$. Im Molekül wird dieser Zustand in einen übergehen, der $2n_x$ resp. $2n_x + 1$ Knotenflächen mehr hat. Sind die beiden Kerne vereinigt worden, so werden die Hyperboloide zu Kegeln konstanten Polarwinkels, d. h. gehen über in die Knotenflächen des He^+-Ions. Jedem Zustand der getrennten Atome entsprechen zwei Zustände mit den Funktionen $\Phi_+ = \psi_1{}^n + \psi_2{}^n$ und $\Phi = \psi_1{}^n - \psi_2{}^n$, wenn $\psi_i{}^n$ die Wellenfunktion eines Elektrons in parabolischen Koordinaten mit den Quantenzahlen $n = (n\, n_x\, n_y)$ um den Kern No. i bezeichnet. So teilt sich z. B. der Grundzustand von $H + H^+$ auf in $1\,s\sigma$ und $2\,p\sigma$, deren Eigenfunktionen in $\psi^{1\,s\,\sigma}$ und $\psi^{2\,p\,\sigma}$ von He^+ übergehen.

Haben wir verschiedene Kernladung, so überlagern wir der Störung zweier gleicher Kerne miteinander die Störung hervorgerufen durch eine Verschiedenheit der Kernladungen. Die beiden Eigenfunktionen heissen jetzt $\Phi_+ = (1 + c)\ \psi_1{}^n + (1 - c)\ \psi_2{}^n$ und $\Phi_- = (1 + c)\ \psi_1{}^n - (1 - c)\psi_2{}^n$. c ist das Verhältnis der Störung durch die Verschiedenheit der Kerne zum Termunterschied der Zustände mit $2\,n_x$ und $2\,n_x + 1$ Knoten. Dabei ist 1 der stärker geladene Kern und $c > 0$. Für kleine Abstände erhalten wir daher gleiche Verhältnisse wie bei gleichen Kernen, während bei grossen Abständen c sich immer stärker von 0 unterscheidet. Für unendlich weit getrennte Kerne geht der tiefere der beiden Terme über in denjenigen, bei dem das Elektron den stärker geladenen Kern kreist.

Für mehr als 1 Elektron sind wir versucht, die Eigenfunktionen nach HEISENBERG und UNSOELD zu kombinieren wie folgt:

$$\mu^{nm} = \Phi^n(1)\,\Phi^m(2) \pm \Phi^m(1)\,\Phi^n(2)$$

Die Zahl in (i) steht für die Koordinaten des Elektrons Nr. i. Wir erhalten so die Kombinationen A für m und $n = 1s\sigma$ und $2p\sigma$:

$$
\mathrm{A}\begin{cases}
\mu_{\mathrm{I}} = \{\psi_1(1) + \psi_2(1)\}\{\psi_1(2) + \psi_2(2)\} \\
\mu_{\mathrm{II}} = \{\psi_1(1) + \psi_2(1)\}\{\psi_1(2) - \psi_2(2)\} + \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\} \\
\qquad\qquad \{\psi_1(2) + \psi_2(2)\} \\
\mu_{\mathrm{III}} = \{\psi_1(1) + \psi_2(1)\}\{\psi_2(2) - \psi_2(2)\} - \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\} \\
\qquad\qquad \{\psi_1(2) + \psi_2(2)\} \\
\mu_{\mathrm{IV}} = \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\}\{\psi_1(2) - \psi_2(2)\}.
\end{cases}
$$

Versucht man aber, nach der Methode der Störungstheorie entarteter Systeme den Matrixausschnitt eines solchen Zustandes zu erhalten, so erkennt man, dass er nicht diagonal ist. Die Elemente Q, R, S und T enthalten die Störungsintegrale, hervorgerufen durch Einwirkung des andern Kernes und der gegenseitigen Störung der Elektronen, wenn sie sich an verschiedenen Kernen befinden. U ist das Störungsintegral der Elektronen, wenn sie sich an gleichem Kerne befinden. Somit ist U im wesentlichen nicht stark abhängig vom Abstand, während Q, R, S und T beim Auseinanderziehen der Kerne verschwinden. Für kleinere Abstände werden also die Kombinationen A immer besser, für grosse hingegen werden die Kombinationen B richtig. Die A gehen für Kernabstand 0 in die Unsoeld'schen He-Funktionen über, während von den B ν_{III} und ν_{IV} in die beiden von Heitler und London verwendeten Eigenfunktionen von $H + H$ übergehen und ν_{I} und ν_{II} in solche des Grundzustandes von $H^- + H^+$. Die beiden letzteren Zustände wären also polare Zustände des Moleküls.

$$
\text{Matrixausschnitt}\begin{array}{c|cccc|}
 & \mu_{\mathrm{I}} & \mu_{\mathrm{II}} & \mu_{\mathrm{III}} & \mu_{\mathrm{IV}} \\
\hline
\mu_{\mathrm{I}} & (Q-U) & 0 & 0 & U \\
\mu_{\mathrm{II}} & 0 & R & 0 & 0 \\
\mu_{\mathrm{III}} & 0 & 0 & S & 0 \\
\mu_{\mathrm{IV}} & U & 0 & 0 & (T-U)
\end{array}
$$

$$
\mathrm{B}\begin{cases}
\nu_{\mathrm{I}} = \{\psi_1(1) + \psi_2(1)\}\{\psi_2(2) + \psi_2(2)\} + \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\} \\
\qquad\qquad \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\} \\
\nu_{\mathrm{II}} = \mu_{\mathrm{II}} \\
\nu_{\mathrm{III}} = \mu_{\mathrm{III}} \\
\nu_{\mathrm{IV}} = \{\psi_1(1) + \psi_2(1)\}\{\psi_1(2) + \psi_2(2)\} - \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\} \\
\qquad\qquad \{\psi_1(1) - \psi_2(1)\}.
\end{cases}
$$

L'homogénéité des rayons gamma pénétrants du Ra C

par H. Piccard et E. Stahel (Bruxelles).

(Paraîtra dans les Helvetica Physica Acta.)

Les moments atomiques du fer, du nickel et du cobalt dans les ferro-nickels et nickel-cobalts aux basses températures

par Pierre Weiss (Strasbourg).

Elektrische Leitfähigkeit und Magnetisierung bei Nickel

von Walter Gerlach (München).

Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. A) Effets électriques[1])

par **Alb. Perrier** (Lausanne).

I. Introduction.

En connexion avec diverses communications à la Société de Physique et ailleurs (liste en note) sur une théorie de la conduction métallique, j'ai indiqué déjà un certain nombre de dépendances essentielles que cette théorie fait prévoir entre les effets si variés *du champ magnétique*[2]) sur les courants dans les métaux.

[1]) Cette communication et la suivante contiennent la Note XIX présentée à la Soc. vaud. Sc. nat., séance du 6 mars 1929, mais non publiée au Bulletin de cette Société.

L'auteur, empêché, n'a pu les présenter personnellement à la Société de physique à Davos; en outre, par suite d'un *retard de transmission postale*, les textes à lire n'ont été remis au président qu'en fin de session.

Les renvois bibliographiques sont faits dans le texte par des numéros désignant respectivement les publications suivantes du même auteur:

1. Hypothèse d'actions intérieures, etc. Bull. Soc. vaud. Sc. nat., v. 56 (1925), p. 25.
2. Actions électrom. int. et flux d'énergie. — Id., v. 56 (1926), p. 129.
3. Sur l'énergétique et l'interdépendance des phén. galvanomag. de Hall et de W. Thomson. Id., v. 56 (1927), p. 585.
4. Sur une théorie des phén. thermoélectriques dans les cond. isot. et anis. Id., v. 56 (1927), p. 645.
5. Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique. Soc. suisse de Phys., 2—3 sept. 1927. Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. 9, p. 343 (1927).
6. Appl. de la théorie de la cond. métall. à divers phén. Id.(5), v. 9, p. 347.
7. Sur l'énergétique de l'effet Hall. Soc. suisse de Phys., mai 1928.. H. P. A, v. 1, p. 290.
8. Sur les forces électrom. d'aimantation. Id., v. 1, p. 291.
9. Principe de méth. de mesure d'effets, etc. Id., sept. 1928. H. P. A., v. 1, p. 463.
10. Sur une théorie gén. des effets électrocal. des courants. Id., v. 1, p. 454.
11. Sur une modif. générale de la théorie de la cond. calorifique, etc. Id., mai 1929. H. P. A., v. 2, p. 149.

[2]) Je pense qu'il faut dire plus exactement «*de l'aimantation*» et j'aurai l'occasion de le motiver, mais j'emploierai encore l'un ou l'autre terme indifféremment, ce qui demeure ici sans inconvénient ni équivoque.