Werk

Titel: Atomphysik

Jahr: 1940

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0021|log13

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

info@digizeitschriften.de

ces distanciables compacts A^* applicables dans E_n par une application f d'ordre fini, il montre qu'il existe une homéomorphie plongeant A^* dans un E_{k^*} (dans la démonstration $k^* = 3n + 1$) telle que les ensembles originaux des points de $f(A^*)$ soient identiques aux intersections de A^* avec les plans $(k^* - n)$-dimensionnels d'un faisceau parallèle (linéarisation des ensembles originaux), ce qui établit l'identité topologique entre ces espaces A^* et les ensembles euclidiens A d'ordre relatif fini. L'article se termine par l'indication d'une condition pour une famille $\mathfrak{F}^*$ d'ensembles d'un espace distanciable sous laquelle pour tout ensemble compact n-dimensionnel de cet espace ayant l'ordre homogène m ($m = 1, 2, \ldots$, infini) vis-à-vis de $\mathfrak{F}^*$, nécessairement $m = 1$ ou $m =$ infini. *Christian Pauc* (Paris).

Hopf, Heinz: Sur la topologie des groupes clos de Lie et de leurs généralisations. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1266—1267 (1939).

Auf einer orientierbaren Mannigfaltigkeit M sei eine Multiplikation erklärt, die jedem geordneten Paar x, y von Punkten von M einen Punkt xy von M zuordnet, der stetig von x und y abhängt. Bei festem y wird durch den Übergang von x zu xy eine stetige Abbildung σ_y von M in sich definiert; die zu den verschiedenen y gehörigen σ_y haben, da sie stetig vom Parameter y abhängen, sämtlich denselben Abbildungsgrad $r_y = r$. Ebenso haben die stetigen Abbildungen τ_x von M in sich, die für jestes feste x durch den Übergang von y zu xy gegeben sind, sämtlich denselben Abbildungsgrad $s_x = s$. Eine Mannigfaltigkeit M heiße zur Klasse Γ gehörig, wenn auf M eine Multiplikation mit Graden $r \neq 0, s \neq 0$ erklärbar ist. Als spezielle Fälle sind in der Klasse Γ die Gruppenmannigfaltigkeiten enthalten; die Gruppenmultiplikation in einer solchen hat offenbar die Grade $r = s = 1$. Es wird die Struktur des Homologieringes (Ringmultiplikation durch Schnittbildung, Koeffizientenbereich ein beliebiger Körper) von M angegeben: Er ist isomorph dem Homologiering des topologischen Produktes Π von Sphären S_{m_i} $(i = 1, \ldots, l)$ von gewissen ungeraden Dimensionen m_i. Insbesondere sind die Bettischen Zahlen von M gleich den Koeffizienten des Polynomes $(1 - x^{m_1}) \ldots (1 - x^{m_l})$. Daß umgekehrt jedes Produkt Π von Sphären S_{m_i} mit ungeraden m_i zur Klasse Γ gehört, kann man durch direkte Konstruktion einer stetigen Multiplikation auf Π erkennen. — Dies Resultat ist eine weitreichende Verallgemeinerung von Sätzen von Pontrjagin (dies. Zbl. **11**, 105) und Richard Brauer (dies. Zbl. **12**, 55) über einfache geschlossene Gruppen, welche die Bettischen Zahlen der vier großen Cartanschen Klassen der geschlossenen Lieschen Gruppen bestimmen. Für den Spezialfall beliebiger geschlossener Gruppen wurde das Resultat von Élie Cartan (Actualités Sc. et Ind. 358) vermutet. Der Beweis , welcher das topologische Produkt $M \times M$ als Darstellung der Paare x, y und den Hopfschen Umkehrungshomomorphismus benutzt, erscheint demnächst an anderer Stelle. *Wolfgang Franz* (Gießen).

Atomphysik.

Statistik und kinetische Theorie der Materie:

Frenkel, J.: The statistical theory of association and polymerisation. Z. eksper. teoret. Fis. **9**, 199—207 (1939).

Bakker, C. J., and G. Heller: On the Brownian motion in electric resistances. Physica, Haag **6**, 262—274 (1939).

Bekanntlich entsteht in einem Leiter infolge der thermischen Bewegung der Leitungselektronen ein spontaner, unregelmäßiger Strom, der den Charakter einer Brownschen Bewegung hat. Man kann ihn infolgedessen als Überlagerung von elektrischen Schwingungen aller möglichen Frequenzen auffassen und nach der Größe der Stromschwankungen $\overline{\Delta i^2}$ in einem bestimmten Frequenzintervall $\Delta \nu$ fragen. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Problem unter direktem Bezug auf den Mechanismus der Elektronenleitung behandelt, und zwar unter Verwendung der Lorentzschen Elektronentheorie. Für Frequenzen, für die $\alpha \equiv \frac{2\pi\nu l}{v} \ll 1$ (l freie Weglänge und

v Geschwindigkeit der Elektronen), ergibt sich der auf thermodynamischem Wege zum erstenmal von Nyquist abgeleitete Ausdruck $\frac{\overline{\Delta i^2}}{\Delta \nu} = \frac{4kT}{R_0}$ (R_0 Widerstand des Leiters), und zwar unabhängig davon, welche Statistik für die Elektronenbewegung zugrunde gelegt wird. Für höhere Frequenzen tritt auf der rechten Seite dieser Gleichung noch ein Reduktionsfaktor $f(\alpha)$ auf, der gleich Eins wird für $\alpha = 0$. Die Funktion $f(\alpha)$ hat für Boltzmann- und Fermistatistik etwas verschiedenen Verlauf, in beiden Fällen nimmt sie aber mit wachsendem α ab. Daher kommt es, daß die gesamte Stromschwankung $\overline{i^2}$, die sich durch Integration über ν von Null bis Unendlich berechnet, einen endlichen Wert hat. Für beide Statistiken ergibt sich annähernd $\overline{i^2} = \frac{kT}{R_0} \cdot \frac{1}{\tau}$, worin τ die mittlere Übergangszeit eines Elektrons zwischen zwei Zusammenstößen ist. *Fürth* (Prag).

Millionshtchikov, M.: Decay of homogeneous isotropic turbulence in a viscous incompressible fluid. C. R. Acad. Sci. URSS, N. s. **22**, 231—235 (1939).

La méthode de rechercher les mouvements turbulents d'un liquide employée dans ce travail a été proposée par Friedman et Keller (Proc. of the Intern. Congress of Appl. Mech. 1924). L'auteur complète et précise les résultats obtenus par Kármán et Howarth [Proc. Roy. Soc. London A **164**, No. 917, 164 (1938)]. Les trois composantes u_1, u_2, u_3 de la vitesse satisfont aux équations du mouvement d'un fluide parfait, visqueux et incompressible:

$$\nu \Delta u_i - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - \sum_j{}' u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0, \qquad \sum_j{}' \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0.$$

Étant données les valeurs initiales des fonctions $u_2(P)$ et $p(P)$ du point $P(x_1, x_2, x_3)$ ces équations déterminent les valeurs de ces fonctions pour toute valeur positive de t. Dans le cas du mouvement turbulent le problème général consiste en trouver la distribution des probabilités relatives aux fonctions aléatoires $u_i(P)$ et $p(P)$ du point P à l'instant t, étant donnée la distribution des probabilités relatives à l'état initial. Soit $\bar{u}_i$ la valeur moyenne de u_i (relative à un instant déterminé); les différences des fonctions u_1, u_2, u_3, p et de leurs valeurs moyennes respectives s'appellent pulsations. Posons $v_i = u_i - \bar{u}_i$ $(i = 1, 2, 3)$, $v_0 = p - \bar{p}$ et introduisons les moments du second degré $b_{\alpha\beta} = \bar{v}_\alpha \bar{v}_\beta$, $B_{\alpha\beta} = \overline{v_\alpha(M') v_\beta(M'')}$ où $M', M'', \ldots$ désignent des points de l'espace à quatre dimensions $M'(x_1', x_2', x_3', t')$, $M''(x_1'', x_2'', x_3'', t'') \ldots$ L'auteur donne les formules pour ces quantités $B_{\alpha\beta}$ dans le cas où elles ne dépendent que des différences des coordonnées x des points M', M'' et où elles ne changent pas si l'on applique aux axes coordonnées une rotation autour d'une de ces axes ou une symétrie par rapport à un plan passant par l'origine. En particulier, si à l'instant initial les perturbations du liquide sont bornées aux voisinages des points $A, B, \ldots$ distribués au hasard, l'auteur calcule les carrés moyens de l'intensité de la pulsation et les coëfficients de corrélation entre les composantes de la pulsation pour différents points et pour différentes époques successives. (Voir ce Zbl. **18**, 158 [Karman et Howarth].) *B. Hostinský* (Brünn).

Weber, Sophus: Einige Bemerkungen über die innere Reibung der Gase. I. Physica, Haag **6**, 551—561 (1939).

V. Itterbeek und Keesom haben zwischen innerer Reibung η' und Druck p den empirischen Zusammenhang $\eta' = \eta_\infty \frac{p}{a + p}$ gefunden, wobei a eine Konstante bedeutet. Verf. gibt eine theoretische Begründung dieser Formel und für den Fall, daß die Reibung nach Maxwell mittels einer schwingenden Scheibe gemessen wird, einen angenäherten Ausdruck für a in Abhängigkeit von den Daten der Versuchsanordnung. *W. Glaser* (Prag).

Weber, Sophus: Einige Bemerkungen über die innere Reibung der Gase. II. Physica, Haag **6**, 562—571 (1939).

Die empirischen Werte der Reibungskoeffizienten verschiedener Gase werden in bezug auf ihre Abhängigkeit von der Temperatur miteinander verglichen. Mißt man die Reibungskoeffizienten mit dem der kritischen Temperatur entsprechenden Wert und stellt sie als Funktion von T/T_k dar, so findet man, daß die Werte für die meisten Gase auf ein und derselben Kurve liegen. Eine Ausnahme bilden He und He_2. Die so gefundene Kurve wird mit den in der Literatur angegebenen Formeln über die Temperaturabhängigkeit von η in Zusammenhang gebracht. *W. Glaser* (Prag).

Blumenthal, E.: Theory of the fractionation of gaseous mixtures by diffusion. The characteristics of the Hertz-mercury-vapour-pump. Philos. Mag., VII. s. **27**, 341—369 (1939).

Zur quantitativen Berechnung der durch eine Hertzapparatur in einer bestimmten Zeit τ bewirkten Trennung q eines Gasgemisches wird ein vereinfachtes Modell zugrunde gelegt. Der Hg-Dampf strömt von unten nach oben zwischen zwei parallelen Wänden im Abstande x_0 in der Richtung der z-Achse mit der Geschwindigkeit v. In der linken Wand ist ein horizontaler Schlitz der Breite z_0 angebracht, durch den das außerhalb des Kanals befindliche Gasgemisch vom konstanten Druck l_e in horizontaler Richtung in den Hg-Dampf diffundieren kann. Oberhalb des Schlitzes ist der Kanal durch eine weitere Wand in zwei Teile geteilt, die die beiden Fraktionen des Gasgemisches mit sich führen. Mathematisch kommt die Berechnung von q im wesentlichen auf die Lösung der Diffusionsgleichung $\frac{\partial l}{\partial t} = D\frac{\partial^2 l}{\partial x^2}$ unter den Randbedingungen $l = l_e$ für $x = 0$ und $\frac{\partial l}{\partial x} = 0$ für $x = x_0$ hinaus. Man kann so q in Abhängigkeit von v und τ berechnen und einerseits die Resultate früherer Versuche deuten, andererseits planmäßig die günstigsten Bedingungen für künftige Versuche ermitteln. *Fürth.*

Hirst, W., and G. E. Harrison: The diffusion of radon gas mixtures. Proc. roy. Soc., Lond. A **169**, 573—586 (1939).

Alle früheren Messungen über die Diffusion von Radiumemanation in anderen Gasen sind fehlerhaft infolge der nach einiger Zeit eintretenden Adhäsion der Em an den Gefäßwänden. Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Methode ist frei von diesem Fehler. Sie besteht darin, daß die zylindrische Diffusionssäule des inaktiven Gases, die bis zu einem Drittel ihrer Länge mit Em versetzt worden war, in den restlichen zwei Dritteln nach Ablauf einer bestimmten Zeit auf ihren Gehalt w bzw. u an Em untersucht wird. Das Verhältnis $\frac{u}{w}$ ist auf Grund der Diffusionstheorie leicht zu berechnen und ist offensichtlich unabhängig von der Konzentration c der Em im ersten Drittel. Für nicht zu kurze Diffusionszeiten t ergibt sich mit genügender Näherung: $\frac{u}{w} = 1 - \frac{27}{2\pi^2} e^{-Dt(\pi/L)^2}$, worin L die gesamte Länge der Diffusionssäule und D den Koeffizienten der gegenseitigen Diffusion bedeutet. *Fürth.*

Weber, Sophus: Über die Abhängigkeit des Temperatursprunges von dem Akkommodationskoeffizienten nebst einigen verwandten Wärmeleitungsproblemen in Gasen. Danske Vid. Selsk., Math.-fys. Medd. **16**, Nr 9, 1—37 (1939).

Einleitend gibt Verf. eine Übersicht der einschlägigen Arbeiten. Für einatomige Gase erhielt Smoluchowski aus der kinetischen Gastheorie unter Verwendung der Chapmanschen Formel für die mittlere freie Weglänge λ für den Temperatursprungkoeffizienten γ, der nach Kundt und Warburg durch $\Delta\theta = -\gamma\frac{d\theta}{dn}$ definiert ist, die Beziehung $\gamma = \frac{15}{4}\frac{2-a}{2a}\lambda$, wobei a der Akkommodationskoeffizient ist. Verf. geht aus von der Relation zwischen der Maxwellschen Wärmeleitfähigkeit K und der molekularen Wärmeleitfähigkeit ε: $K = k\varepsilon p\lambda$. Durch Vergleich mit der für einatomige Gase gültigen Chapman-Enskogschen Formel $K = 2{,}5\, C_v\eta$ wird für die translatorische Energie $k = k_T = \frac{15}{4}$ und für die innere Energie $k = k_A = 2$ bestimmt. Anschließend wird der Temperatursprung ΔT für einatomige und mehratomige Gase abgeleitet und übereinstimmend für alle Gase durch die Formel $\Delta T = \frac{15}{4}\frac{2-a}{2a}\lambda\frac{dT}{dn}$ wiedergegeben, unter der Voraussetzung, daß der Akkommodationskoeffizient für die translatorische und die innere Energie gleich angenommen wird. Der Vergleich der erhaltenen Formel für den Temperatursprung mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial zeigt befriedigende Übereinstimmung, so daß es möglich ist, a aus einer Messung des Temperatursprunges zu bestimmen. In Analogie zum molekularen Wärmeleitvermögen wird der Reibungskoeffizient definiert, der in völliger Übereinstimmung zu Chapman gefunden wird. Zum Schluß wird eine Ableitung des Temperaturverlaufs zwischen zwei parallelen Platten unter Verwendung der Formel für den Temperatursprung gegeben. Es ergibt sich hierfür der Ausdruck $\frac{dT}{dx} = \frac{T_1 - T_2}{d}\cdot\frac{1}{1+\gamma\frac{\lambda}{d}}$ (wobei d der Platten-

abstand und $T_1 - T_2$ die Temperaturdifferenz zwischen den Platten bedeutet), der seine Bestätigung durch die Lazareffschen Messungen findet. *E. Estel* (Leipzig).

Guareschi, P.: Sul coefficiente di conducibilità termica dei liquidi e sua variazione con la temperatura. Atti Accad. naz. Lincei, Rend., VI. s. **29**, 54—60 (1939).

Verf. gibt für die Wärmeleitfähigkeit ϑ von Flüssigkeiten die gleiche Formel an, wie sie für Gase von Maxwell abgeleitet worden ist: $\vartheta = \varepsilon\eta c$; ε eine Konstante, die vom theoretischen Molekülmodell abhängt, η der Reibungskoeffizient, c die spezifische Wärme bei konstantem Volumen. Mit Hilfe einer früher abgeleiteten Formel für η [Rend. R. Accad. Lincei **27**, 92 (1938)] wird ε aus den empirischen Werten von ϑ bestimmt und ergibt sich zu rund 0,2. Die aus des Verf. Formeln folgende Temperaturabhängigkeit von ϑ steht in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. — Spezialisierung auf den Fall der Gase. *Bechert* (Gießen).

Guareschi, P.: Sul coefficiente di compressibilità dei liquidi. Atti Accad. naz. Lincei, Rend., VI. s. **29**, 61—69 (1939).

Aus dem Vergleich einer vom Verf. früher gegebenen Formel für die Schwingungsfrequenz eines Flüssigkeitsmoleküls [Rend. R. Accad. Lincei **26**, 401 (1937)] mit der Einsteinschen Formel für die Schwingungsfrequenz von Gitteratomen gewinnt der Verf. eine Gleichung zur Berechnung der Kompressibilität einer Flüssigkeit und einen Zusammenhang zwischen der Kompressibilität und der Oberflächenspannung. Die Zahl der Stöße, die ein Flüssigkeitsmolekül am Siedepunkt erleidet, wird angegeben. *Bechert* (Gießen).

Wirtz, Karl: Thermodiffusion in Flüssigkeiten. Naturwiss. **27**, 369 (1939).

Nach einem von Debye gemachten Vorschlag wird für den thermischen Diffusionskoeffizienten großer Teilchen in einer Flüssigkeit eine Abschätzung gegeben, indem der thermische Druck p auf eine suspendierte Kugel vom Radius r der thermischen Energiedichte u proportional gesetzt wird: $p = fu$. Faßt man den thermischen Druck als Druck von Schallwellen auf, so ist $f = 1$. In einem längs der x-Achse bestehenden Temperaturgefälle ändert sich u wie $c_v \dfrac{\partial T}{\partial x}$, wobei c_v die spez. Wärme ist. Auf diese Weise ergibt sich ein Druckunterschied auf beiden Seiten der Kugel, den man so beschreiben kann, als ob er auf zwei zur Achse senkrecht stehende Kreisscheiben vom Radius r in der gegenseitigen Entfernung $^2/_3 r$ wirkte. So ergibt sich auf die Kugel die Kraft $K = f \cdot \frac{2}{3} r \cdot r^2\pi \cdot \dfrac{c_v}{6} \partial T/\partial x$; die Kugel erhält dadurch die Geschwindigkeit $v = \dfrac{K}{\varrho}$ (ϱ = innere Reibung), so daß bei einer Konzentration n der Teilchenstrom durch $nv = f/9 r^3 \pi c_v/\varrho\, n\, \partial T/\partial x = D' n\, \partial T/\partial x$ gegeben ist. Vergleicht man diesen thermischen Diffusionskoeffizienten D' mit dem gewöhnlichen $D = kT/\varrho$, so erhält man $D'/D = f/9 r^3 \pi c_v/kT$. Für wachsende Teilchengröße wächst somit D' gegenüber D mit der dritten Potenz des Radius. Wenn man die Abschätzung auch noch auf Ionen anwendet, ergibt sich z. B. für NaCl wegen $r_{Na} + r_{Cl} \sim 1{,}3$ A mit $f = 1$, $T = 320°$ K und $c_v = 1$ cal/g, $D'/D = 0{,}3$, also die experimentell gefundene Größenordnung. Die Formel kann zur Erklärung der Unterschiede in den Sedimentationsgeschwindigkeiten verschieden großer Ionen benutzt werden. Ferner kann das Anwachsen der Sedimentation mit der Konzentration als Folge der abnehmenden Dissoziation und der damit verbundenen Zunahme der wirksamen Teilchenradien verstanden werden. *W. Glaser* (Prag).

Rutgers, A. J., und Ed. Verlende: Strömungspotentiale und Oberflächenleitfähigkeit. II. Akad. Wetensch. Amsterdam, Proc. **42**, 71—78 (1939).

Der Verlauf des elektrostatischen Potentials ψ in einer Flüssigkeit in der Nähe einer ebenen, hochgeladenen Wand läßt sich theoretisch ermitteln durch die Lösung der Differentialgleichung $\dfrac{d^2\psi}{dx^2} = -\dfrac{4\pi n_0 \varepsilon}{D}\left(e^{-\frac{\varepsilon\psi}{kT}} - e^{\frac{\varepsilon\psi}{kT}}\right)$, die eine Zusammenfassung der Poissonschen und der Boltzmannschen Gleichung ist und worin n_0 die Anzahl der Elementarladungen pro cm³, ε das Elementarquantum und D die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit bedeuten. Macht man noch die plausible Annahme, daß die Gesamtladung l in der Oberflächenschicht pro cm² $l = \int_0^\infty \varrho\, dx$ von der Konzentration c unabhängig ist, dann ergibt sich, daß $\xi = \psi(0)$ von $\log c$ linear abhängt. Dies stimmt mit dem Experiment überein. Auch die Dicke d der diffusen Doppelschicht läßt sich auf Grund des Ansatzes $d = \dfrac{1}{l}\int_0^\infty x\varrho(x)dx$ berechnen. (Akad. Wetensch. Amsterdam **41**, 763 [1938].) *Fürth* (Prag).

Elektronentheorie:

Hoyt, F. C.: The determination of force fields from scattering in the classical theory. Phys. Rev., II. s. **55**, 664—665 (1939).

Es wird gezeigt, wie man aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie E für Streuung von Teilchen in einem Kraftfeld $V(r)$ die zu bestimmten Drehimpulsen L gehörigen Ablenkungswinkel $\theta(E, L)$ und daraus auf einfache Weise die Umkehrfunktion für $V(r)$ und damit $V(r)$ selbst berechnen kann. Die Rechnungen gelten nur für die klassische Mechanik und solange $V(r)$ sich bei Annäherung an das Streuzentrum monoton ändert, also nicht mehr für Potentialschwellen. *J. Meixner* (Gießen).

Agostinelli, C.: Nuovo contributo al problema del moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un campo magnetico. Atti Accad. naz. Lincei, Rend., VI. s. **29**, 125—129 (1939).

Für dieses Problem wird, in Ergänzung früherer Untersuchungen von Boggio, eine Lösung gegeben für den Fall der Symmetrie zur Z-Achse mit einer dazu senkrechten Komponente des magnetischen Feldes. *Bossolasco* (Messina).

● **Strutt, M. J. O.: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren. Bd. 1: Bau, Arbeitsweise, Eigenschaften.** Berlin: Julius Springer 1937. VI, 131 S. u. 128 Abb. RM. 12.60.

In 3 getrennten Abschnitten werden der Aufbau und die charakteristischen Betriebseigenschaften der Hochfrequenzverstärkerröhren, der Mischröhren und der niederfrequenten Leistungsverstärkerröhren behandelt. Nach kurzer Beschreibung der idealen Arbeitsweise der ersten Gruppe gibt der Autor in knapper, aber anschaulicher Weise das Wesen der Verstärkungsverzerrung wieder, wobei er den Anodenstrom als Summe von Exponentialfunktionen durch die Gitterspannung ausdrückt und die praktische Durchführung illustriert; ähnlich werden Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation erläutert. Es folgen Regelung und Störungen der Verstärkung sowie Messungen aller Verzerrungseffekte sowie der Admittanzen besonders für Hochfrequenz mit guter Illustration an Philipps Röhren. — Der zweite Abschnitt führt zunächst die Begriffe der Frequenzmischung, Überlagerungsverstärkung und Überlagerungssteilheit ein und beschreibt die Verwendung der Pentoden, Hexoden und Oktoden als Mischröhren. Es folgt eine eingehende Berechnung der Überlagerungsgrößen aus den Kennlinien der Röhren, wieder mit Hilfe einer Reihe von Exponentialfunktionen, illustriert durch geeignet gewählte Beispiele. Regelung, Verzerrungen und Auftreten von Pfeiftönen werden überschlagsweise berechnet und die Methoden der Messung beschrieben. — Im dritten Abschnitt werden vor allem die Beziehungen der Leistungsverstärkung und die möglichen Verzerrungseffekte durch verschiedene spezifische dynamische Charakteristiken allgemein und numerisch behandelt. Die Methoden der Messung der Ausgangsleistung sowie der Verzerrung und deren Kompensation sind beschrieben und mit Beispielen belegt. Ein kurzer Anhang gibt einige Werte der durch die Exponentialreihen in der harmonischen Analyse auftretenden Besselfunktionen imaginären Argumentes wieder. Ein sehr reichhaltiges Inhaltsverzeichnis (mit 232 Hinweisen) beschließt das Buch. *Ernst Weber* (New York).

● **Strutt, M. J. O.: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren. Bd. 2. Elektrophysikalische Grundlagen.** Berlin: Julius Springer 1938. IV, 143 S. u. 98 Abb. RM. 13.50.

Ausgehend von den Grundgleichungen der Elektronenbewegung in elektrischen und magnetischen Feldern werden die ebenen und zylindrischen Anordnungen der Diode, Triode, Tetrode ausführlicher behandelt. In allen Fällen geht der Autor vom Gaußschen Satze der Elektrostatik aus, verbindet ihn mit dem Verschiebungsstrome und erreicht damit eine einfache Darstellung aller Größen durch die Elektronflugzeit. Für die explizite Lösung der Potentialverteilung wird dann die Existenz eines Potentialminimums angenommen und für die mathematische Behandlung die Raumladung zwischen irgendwelchen zwei Elektroden in 2 Gebiete geteilt, die symmetrisch zum Minimum liegen: die Anlaufstrecke und die Beschleunigungsstrecke. Im Falle der Tetrode werden damit mühelos die Doppelwertigkeiten der Potentialverteilung und der Ströme erklärt und eine kurze Diskussion zeigt die Möglichkeit theoretischer Begründung der Charakteristiken von gebräuchlichen Röhren mit mehr als 4 Elektroden. — Der Einfluß der Struktur des Gitters auf den Anodenstrom der Triode wird durch eine Verfeinerung der elektrostatischen Feldverteilung klargemacht und angegeben, wie man durch ungleichmäßige Gitterganghöhe die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anodenspannung vorausbestimmen kann. Ziemlicher Raum ist der Berechnung und Messung der Röhrenparameter gewidmet. Zunächst wird die elektrostatische Kapazität eines ebenen Gitters zwischen 2 Vollebenen mittels konformer Abbildung berechnet, dann illustriert der Autor eine allgemeine numerische Methode zur Potentialermittlung in 3 Dimensionen und führt schließlich zur Anwendung von Integralgleichungen erster Art. Messungen der Eingangs-

kapazität sowie aller Parameter der Röhre als Vierpol im Hochfrequenzgebiete führt zur Betrachtung der Elektronenlaufzeiteffekte und im besonderen des Laufzeitgleichrichters. Kurz sind die Einflüsse der Sekundärelektronen und die Rauscheffekte behandelt mit besonderem Hinweise auf die neuere Literatur in der Theorie des Schottkyeffektes. Ein Schrifttumsnachweis von 78 Arbeiten unterstützt die notwendig knappe Behandlung besonders der theoretischen Kapitel. *Ernst Weber* (New York).

Sitnikov, M.: The theory of the ion current in a magnetron as applied to the ion source. J. techn. Physics, Leningrad 8, 1433—1452 (1938) [Russisch].

Schiff, L. I.: On the paths of ions in the cyclotron. Phys. Rev., II. s. **54**, 1114—1115 (1938).

Verf. ergänzt die Untersuchungen von Thomas [Phys. Rev. **54**, 580, 588 (1938)], der gefunden hatte, daß sich auch bei relativistischer Änderung der Masse der Ionen die Bedingungen für Resonanz und Fokussierung (Stabilität) erfüllen lassen, wenn das Magnetfeld sich mit der Periode $\pi/2$ räumlich ändert, während für Perioden von 2π oder π dies nicht der Fall ist: Auch in dem experimentell leichter zu realisierenden Fall einer Periode von $2\pi/3$ lassen sich geeignete Felder angeben. Im nichtrelativistischen Fall kann schließlich das elektrische Feld die gleiche Periode haben, also von „Trianten" statt von Duanten erzeugt werden. *Henneberg* (Berlin).

Ramberg, E. G.: A simplified derivation of the general properties of an electron-optical image. J. opt. Soc. Amer. **29**, 79—83 (1939).

Die Arbeit befaßt sich mit der Bestimmung der allgemeinen Gestalt der acht Bildfehler dritter Ordnung bei der Abbildung durch Elektronenstrahlen in einem axialsymmetrischen, elektromagnetischen Feld. Bedeuten x_1, y_1 die Koordinaten des Bildpunktes in der Bildebene, x_0, y_0 die des Dingpunktes in der Objektebene und x_a, y_a die des Strahldurchstoßpunktes mit der Blendenebene, so können zunächst allgemein die Koordinaten x_1 und y_1 als Potenzreihen von x_0, y_0 und x_a, y_a angesetzt werden. Unterwirft man nun die Ding- und Blendenkoordinaten in Ding- und Blendenebene einer Drehung um einen bestimmten Winkel, so müssen infolge der Rotationssymmetrie der Anordnung die Bildkoordinaten eine Drehung um den gleichen Winkel erfahren. Dies führt zu einer Reihe von Bedingungen für die Koeffizienten der Potenzreihe. Beschränkt man sich auf die linearen Glieder in der Entwicklung, so erhält man die Gesetze der Gaußschen Dioptrik, während die Glieder dritter Ordnung die Abweichungen vom Gaußschen Bildpunkt festlegen. Die Anzahl der Koeffizienten, welche diese Abweichungen bestimmen, kann so auf 12 eingeschränkt werden. Unter der Voraussetzung, daß der Raum zwischen Blende und Bild feldfrei ist, kann man auf Grund des Larmorschen Satzes die Zahl auf 11 verringern. Die verbleibende Unbestimmtheit bezieht sich auf Koma und Astigmatismus. Um die wahre Zahl und die endgültige Gestalt der Bildfehler zu bekommen, muß — wie Verf. zeigt — die Eikonalfunktion zu Hilfe genommen werden. *W. Glaser* (Prag).

Glaser, Walter: Über die Ablenkfehler von elektrischen und magnetischen Ablenksystemen. Z. Physik **111**, 357—372 (1938).

Verf. bestimmt die bei größeren Ablenkungen im Kathodenstrahloszillographen auftretenden Fehler. Es gibt einen Proportionalitätsfehler, dem gemäß die Ablenkung nicht mehr der ablenkenden Spannung (bzw. Strom) proportional ist; er wächst mit der dritten Potenz des idealen Ablenkwinkels α. Durch den endlichen Öffnungswinkel ω des (kegelförmigen) Strahls wird einmal eine ihres Aussehens wegen als „Ablenkkoma" bezeichnete Fleckverzerrung bewirkt, die proportional $\alpha\omega^2$ ist, außerdem ein „Ablenkastigmatismus", der proportional $\alpha^2\omega$ ist. Ferner treten zusätzliche Fehler bei einer windschiefen Lage des Strahls zur Achse (Vorablenkung!) auf. Man vergleiche auch die kurz zuvor erschienenen Untersuchungen von Recknagel [Z. Physik **111**, 61 (1938)] über denselben Gegenstand. *Henneberg* (Berlin).

Borries, B. v., und E. Ruska: Eigenschaften der übermikroskopischen Abbildung. Naturwiss. **27**, 281—287 (1939).

Die Verff. untersuchen zunächst die Bildentstehung in einem mit magnetischen Feldern

als Kondensor sowie als abbildendes Objektiv arbeitenden Übermikroskop. Hierbei gehen sie besonders auf die Beziehungen zwischen der Kondensorapertur α_K, unter der ein Punkt des abzubildenden Objektes von den zur Abbildung benutzten, das Objekt „beleuchtenden" Elektronenstrahlen getroffen wird, und dem Winkel α_S ein, innerhalb dessen jeder Punkt des als „strahlende Fläche" benutzten „engsten Strahlenbündelquerschnitts $d_{\min}$ vor der Kathode" diffus strahlt. Hierfür finden sie die Beziehungen $\alpha_{K\min} = d_{\min}/2(a+b)$ und $\alpha_{K\max} = a/b\,\alpha_S$. Hierin sind a und b die Abstände der „strahlenden Fläche" bzw. des Objektes von den Hauptebenen des Kondensors. Ferner finden die Verff. für die für die Abbildung maßgebende Objektivapertur α_0 den Wert $\alpha_0 = \alpha_K + \alpha_B$, worin $\alpha_B = \lambda/\delta$ durch die Beugung bedingt ist, wenn es sich um Abbildung von Objektstrukturen vom Abstand δ handelt. In praktischen Fällen sind α_K sowie α_0 von der Größenordnung 10^{-3} und klein gegen die durch die Objektivblende gegebene Objektivapertur α_{0B}, die etwa gleich 10^{-2} ist. Anschließend wird die Tiefenschärfe der Abbildung untersucht, die durch die geringen Aperturen sehr groß ist. Definiert man die Tiefenschärfe durch das Verhältnis der zulässigen Tiefenausdehnung eines Objektes zu dem durch seine Struktur gegebenen Abstand δ benachbarter Objektpunkte in den (achsensenkrechten) Begrenzungsebenen des Objektes, die gerade noch getrennt abgebildet werden sollen, so ergibt sich für die Tiefenschärfe T der Näherungswert α_K^{-1}, der beim Übermikroskop etwa 1000mal größer ist als bei einem üblichen Lichtmikroskop. Mit dem Übermikroskop können daher keine „Schnitte" des Objektes abgebildet werden. — Es folgen Überlegungen über den durch Dicke und Dichte des durchstrahlten Objektes und durch die Streuung der Elektronenstrahlen im Objekt bedingten Kontrast im Bilde des Objektes. Es wird betont, daß die im Objekt gestreuten Strahlen, die — wegen $\alpha_{0B} \gg \alpha_0$ — noch durch das Objektiv hindurchgehen, infolge der Abbildungsfehler des Objektivs aber nicht mehr im Bildpunkt vereinigt werden, eine nur geringe allgemeine Aufhellung des Untergrundes bewirken, die praktisch von untergeordneter Bedeutung ist und nicht bildverschlechternd wirkt. — Jede Kante im Objekt zeigt im Bilde einen hellen bzw. dunklen Saum (gelegentlich auch mehrere). Es wird versucht, das Zustandekommen dieser Säume dadurch zu erklären, daß infolge der Öffnungsfehler des Objektivs die Intensität im Bilde an der der Objektkante zugeordneten Bildstelle nicht plötzlich auf Null sinkt und daß sich an jeder Kante zwei solche Effekte verschiedener Stärke und verschiedener Breite überlagern. — Es folgen eingehende Überlegungen über die Energie- und Ladungsaufnahme der Objekte bei der Bestrahlung mit Elektronen. Für die durch Absorption der Elektronen vom Objekt aufgenommene Wärme und elektrische Ladung werden quantitative Angaben gemacht. Es wird erläutert, warum beide praktisch unschädlich bleiben. *Picht* (Neubabelsberg).

Scherzer, O.: Theorie der Glimmentladung. Arch. Elektrotechn. **33**, 207—228 (1939).

Es wird zunächst die Differentialgleichung der Glimmentladung unter Berücksichtigung folgender Elementarprozesse aufgestellt: Ionisation durch schnelle Elektronen, Auslösung von Elektronen durch den Aufprall der Ionen auf die Kathode und Wiedervereinigung von Elektronen und Ionen im Gasraum. Unter der Voraussetzung einer unendlich ausgedehnten Kathode und Anode gilt für das Potential die Differentialgleichung $\varphi'' = -\frac{1}{\varepsilon_0}(\varrho^+ + \varrho^-)$; $\varrho^+ =$ die positive Raumladung der Ionen, $\varrho^- =$ negative Raumladung der Elektronen, $\varepsilon_0 =$ Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Ist b die Ionenbeweglichkeit, so ist der Ionenstrom j^+ durch $j^+ = -\varrho^+ b\varphi'$ gegeben. Für die Bestimmung der negativen Ladungsdichte werden allein die langsamen Elektronen des Plasmas mit angenähert Maxwellscher Verteilung der Temperatur T_e berücksichtigt. Diese Ladungsdichte ist durch $\varrho^- = -ae^{c\varphi}$ mit $c = \frac{e}{kT}$ bestimmt. Der Ionenstrom j^+ wird durch Rekombination vermindert und durch Neubildung von Ionen durch den Strom j_s der schnellen Elektronen vermehrt $j^{+\prime} = r\varrho^+\varrho^- + \alpha j_s$. Der Rekombinationskoeffizient r und die Zahl α der von einem schnellen Elektron pro cm Weg gebildeten Ionen werden als empirisch gegebene Größen betrachtet, die der Einfachheit halber auch als räumlich konstant vorausgesetzt werden. Die Zusammenfassung der angeschriebenen Beziehungen zu einer einzigen Differentialgleichung für φ ergibt $\left(\frac{b\varepsilon_0}{2}\varphi'^2 - \frac{ba}{c}e^{c\varphi}\right)'' = r\varepsilon_0 e^{c\varphi}\varphi'' - ra^2 e^{2c\varphi} + \alpha j_s$. Diese Differentialgleichung wird näherungsweise integriert, unter der Voraussetzung, daß im Plasma die ersten und zweiten Ableitungen des Potentiales gegenüber dem von der Elektronendichte herrührenden Beitrag, im Fallraum dagegen die Elektronendichte

gegenüber den Ableitungen des Potentiales vernachlässigt werden können. Das zwischen Fallraum und Plasma liegende Gebiet der Glimmkante wird durch ein kurzes geradliniges Stück, dessen Neigung durch die Differentialgleichung bestimmt ist, überbrückt. Vom Strom j_s wird vorausgesetzt, daß er zwischen Kathode und Glimmkante entsprechend den Gesetzen der Lawinenbildung ansteigt, daß er im Anschluß daran eine gewisse Strecke konstant bleibt und dann allmählich auf Null abfällt. Auf Grund dieser Näherungsannahmen kann man die Lösung der Differentialgleichung für φ aus Stücken, die durch bloße Quadraturen bestimmt werden können, zusammensetzen. Auf diese Weise kann der empirische Potentialverlauf zwischen Kathode und Anode verstanden werden, wenn auch in gewisser Hinsicht die typischen Eigenschaften des Potentials von vornherein in die Näherungsannahmen hineingesteckt worden sind. Im weiteren werden die gefundenen Gleichungen zur Diskussion der längsbehinderten Entladung, zur Berechnung der Sondenströme, zu einer Abschätzung der Rekombinationswahrscheinlichkeit r und der Elektronendichte in der Umgebung des Potentialmaximums verwendet. Schließlich wird die Charakteristik der stationär brennenden Entladung behandelt. Unter Zugrundelegung ziemlich weitgehender Annahmen über die Abhängigkeit der Elektronentemperatur T_e und der Ionisierungszahl α von der Spannung ergibt sich hierfür ein vernünftiger Verlauf. Am Schluß der Arbeit werden die Möglichkeiten einer Verfeinerung und Weiterbildung der vorgetragenen Theorie besprochen. *Walter Glaser* (Prag).

Weizel, W., R. Rompe und M. Schön: Theorie der kathodischen Entladungsteile einer Niederdruckentladung. Z. Physik **112**, 339—349 (1939).

In Rogowskis Theorie der Glimmentladung (vgl. dies. Zbl. 5, 235) wird die von Rogowski angegebene Randbedingung an der Anode durch eine solche am Glimmsaum ersetzt: die elektrische Feldstärke wird dort gleich Null angenommen, der Ionenstrom am Glimmsaum gleich dem Strom gesetzt, der aus dem negativen Glimmlicht kommt; er wird in den vorliegenden Betrachtungen, die eine Theorie des Fallraums geben sollen, als vorgegebene Konstante angesehen. Für Fallraumdicke und Kathodenfall lassen sich dann durch eine einfache Integration Formeln aufstellen. Die Verff. machen darauf aufmerksam, daß bei hohen Feldstärken im Fallraum die übliche Annahme, die Zunahme des Elektronenstroms durch Elektronenstoß sei dem Elektronenstrom selbst proportional, nicht mehr richtig ist. Diskussion einiger Meßergebnisse. *Bechert* (Gießen).

Klarfeld, B. N.: Limits of applicability of the theory of low pressure plasma. Bull. Acad. Sci. URSS, Sér. Physique Nr **4**, 495—500 u. engl. Zusammenfassung 500—504 (1938) [Russisch].

Durch Versuche wird festgestellt, daß die Theorie der positiven Säule von Langmuir und Tonks [Phys. Rev. **34**, 876 (1929)] in einem Rohr von 32 mm Durchmesser und bei Strömen von 0,1—1,0 A bis zu Drucken von einigen tausendstel mm gilt. Über 0,01 mm zeigen sich deutliche Abweichungen. — Das Ionisationsvermögen der Elektronen hängt bei $p = 0{,}001$ mm nicht vom Strom ab, wächst aber bei höherem Druck mit dem Strom. — Im Gültigkeitsbereich der Schottkyschen Theorie kann die Ionisierung nicht als einstufiger Elementarprozeß betrachtet werden. *Walter Weizel* (Bonn).

Elenbaas, W.: The temperature distribution in the high pressure mercury discharge tube. Phys. Rev., II. s. **55**, 294—296 (1939).

Es werden Gründe dafür angegeben, daß die Temperatur in einer Hochdruckentladung nicht näherungsweise über den Querschnitt konstant gesetzt werden darf, mit einem Temperaturabfall über die Randschicht. Diese Annahme von Barnes und Adams [Phys. Rev. **53**, 545, 556 (1938)] ist durch die Annahme eines allmählichen Temperaturabfalls von der Mitte zum Rand zu ersetzen. *Walter Weizel* (Bonn).

Boutarie, M. Augustin: Absorption et diffusion de la lumière par les milieux troubles. Bull. Sect. Sci. Acad. Roum. **20**, 12—22 (1938).

Robinson, J. R.: Studies in the viscosity of colloids. I. The anomalous viscosity of dilute suspensions of rigid anisometric particles. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 519—550 (1939).

Keutner, E., und G. Potapenko: Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur. (Vorl. Mitt.) Physik. Z. **40**, 100—104 (1939).

Messung von Dispersion und Absorption elektrischer Wellen an vier Alkoholen. Die Berücksichtigung der Ansätze für den Einfluß der Nachbarmoleküle (Assoziation) zeigt, daß die Radien des rotierenden Anteils der Alkoholmoleküle annähernd gleich sind und etwa von der Größe der O-H-Gruppe. Dies wird so gedeutet, daß nur die O-H-Gruppe der Alkoholmoleküle im elektrischen Feld rotiert und gegenüber dem Molekülrest freibeweglich ist. Es ist daher auch nur die Rotation dieser O-H-Gruppe für die Absorption und Dispersion der Alkohole im ganzen Gebiet der elektrischen Wellen verantwortlich zu machen. *J. Meixner.*

Matossi, Frank: Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die Intensität ultraroter Oberschwingungen. Physik. Z. **40**, 323—331 (1939).

In gewissen Silikatspektren sind Abweichungen vom gewöhnlichen Verhalten der Intensität ultraroter Oberschwingungen beobachtet worden: Die Duodezime der Grundschwingung ist im Spektrum stärker als die Oktave. Da in solchen Silikaten die SiO_4-Gruppen besonders eng aneinander gekoppelt sind (einzelne O-Atome sind zwei SiO_4-Tetraedern gemeinsam), so vermutet der Verf., daß es sich bei den Intensitätsabweichungen um Kopplungswirkungen handelt. Er behandelt die Dispersion anharmonischer linearer gekoppelter Oszillatoren mit Dämpfung nach der klassischen Dispersionstheorie; die Schwingungen werden als schwach anharmonisch angesetzt (Bindungskonstante α) und die Lösung der Bewegungsgleichungen nach α bis zu Gliedern mit α^2 einschließlich entwickelt. Ergebnis: Die Intensitäten der Oberschwingungen sind vom Kopplungsgrad abhängig, eine Schwächung der Oktave kann eintreten, wenn im Modell Massenkopplung vorhanden ist, d. h. bei den Silikaten, wenn ein Atom beiden SiO_4-Gruppen gemeinsam ist. Durch die Kopplung spalten die Eigenschwingungen in zwei Komponenten auf, die verschiedene Intensität haben. Der Absorptionskoeffizient k, der in üblicher Weise aus dem komplexen Brechungsindex gewonnen wird, nimmt in der Nähe der Oktave im allgemeinen mit der Temperatur zu; in der Nähe des Maximums der Absorption gibt es aber eine Frequenz, bei der k temperaturunabhängig ist. Aus der Verschiebung des Maximums mit k mit der Temperatur wird α für Baryt berechnet; aus dem Wert von α ist wahrscheinlich, daß das Näherungsverfahren gut konvergiert. *Bechert.*

Graffi, Dario: L'influenza degli urti sulla propagazione delle radioonde nei gas jonizzati. Boll. Un. Mat. Ital., II. s. **1**, 99—105 (1939).

Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen in einem ionisierten Gas unter dem Einfluß einer elektrischen Welle $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{H}$, die nicht sinusförmig sein muß, und eines sich überlagernden konstanten Magnetfeldes $\boldsymbol{H}_0$ genügt der Gleichung

$$m\frac{d\boldsymbol{V}_m}{dt} = e\boldsymbol{F} + e\boldsymbol{V}_m \wedge \boldsymbol{H}_0 - m\nu\boldsymbol{V}_m, \tag{1}$$

wenn ν die Zahl der Stöße pro Sekunde ist. Zum Beweis hierfür wird $\boldsymbol{V}_m$ berechnet. Zwischen den Stößen gilt $m\frac{d\boldsymbol{V}}{dt} = e\boldsymbol{F} + e\boldsymbol{V} \wedge \boldsymbol{H}_0$, und wenn A Elektronen den letzten Stoß zur Zeit $t - \theta$ ausgeführt haben und $\boldsymbol{V}_0$ die Summe aller Geschwindigkeiten dieser Elektronen ist, $m\frac{d\boldsymbol{V}_\theta}{dt} = Ae\boldsymbol{F} + e\boldsymbol{V}_\theta \wedge \boldsymbol{H}_0$. Für $t - \theta$ ist $\boldsymbol{V}_\theta = 0$. Multipliziert man mit $e^{-\omega\tau}$ und integriert von $t-\theta$ bis T, so ergibt sich $\omega\boldsymbol{v} = \frac{Ae}{m}\boldsymbol{f} + \boldsymbol{v} \wedge \boldsymbol{\omega}_0 - \boldsymbol{a}$, wo

$$\boldsymbol{\omega}_0 = \frac{e}{m}\boldsymbol{H}_0; \quad \boldsymbol{f} = \int_{t-\theta}^{T} \boldsymbol{F} e^{-\omega\tau}\, d\tau; \quad \boldsymbol{v} = \int_{t-\theta}^{T} \boldsymbol{V}_\theta e^{-\omega\tau}\, d\tau; \quad \boldsymbol{a} = \boldsymbol{V}_\theta(T) e^{-\omega T}$$

bedeutet. Hieraus erhält man

$$\boldsymbol{V}_\theta = \frac{1}{2\pi i} A \frac{e}{m} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{\omega e^{\omega t}}{\omega^2 + \omega_0^2} \boldsymbol{f}\, d\omega + \frac{1}{2\pi i} A \frac{e}{m} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{e^{\omega t} \boldsymbol{f} \wedge \boldsymbol{\omega}_0}{\omega^2 + \omega_0^2} d\omega + \frac{1}{2\pi i} A \frac{e}{m} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{e^{\omega t} (\boldsymbol{f} \times \boldsymbol{\omega}_0)}{\omega(\omega^2 + \omega_0^2)} \boldsymbol{\omega}\, d\omega. \tag{2}$$

Daraus ergibt sich $\boldsymbol{V}_m$, wenn man $A = N\nu \exp(-\nu\theta) d\theta$ setzt, über θ von 0 bis ∞ integriert und durch N dividiert. Die Durchführung der Rechnung zeigt, daß man aus (2) $\boldsymbol{V}_m$ erhält, wenn man $A = 1$, $t - \theta = 0$ und $\omega + \nu$ statt ω setzt. Das so berechnete $\boldsymbol{V}_m$ erfüllt die Gleichung (1), womit (1) bewiesen ist. *Weizel* (Bonn).

Bates, D. R., R. A. Buckingham, H. S. W. Massey and J. J. Unwin: Dissociation, recombination and attachment processes in the upper atmosphere. II. The rate of recombination. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 322—340 (1939).

Die Arbeit befaßt sich mit der Berechnung des effektiven Rekombinationskoeffi-

zienten für Elektronen in der *E*- und *F*-Schicht, welcher durch $\alpha_e + \lambda \alpha_i$ gegeben ist. α_e ist hierbei der Rekombinationskoeffizient von Elektronen und positiven Ionen, α_i der Rekombinationskoeffizient für den Elektronenübergang von einem negativen zu einem positiven Ion, ungeachtet ob Vereinigung der Ionen erfolgt oder nicht, und λ bedeutet das Verhältnis der negativen Ionen zu den Elektronen. Verff. berechnen in dieser Arbeit den Anteil α_e, welcher dadurch bedingt ist, daß ein Elektron von einem Ion in irgendeinem Quantenzustand eingefangen wird und eine entsprechende Strahlung emittiert gemäß $O^+ + e \to O + h\nu$ bzw. $N^+ + e \to N + h\nu$. Da wegen der Ähnlichkeit der beiden Ionensorten gleiche Größenordnungen für die Rekombinationswahrscheinlichkeiten erwartet werden können, wird die Rechnung nur für Sauerstoff durchgeführt. Für den Grundzustand werden die von Hartree und Black nach der Methode des „self-consistent field" bestimmten Eigenfunktionen des Sauerstoffs, für die angeregten Zustände als Näherung die des Wasserstoffs verwendet. Es zeigt sich, daß der betrachtete Prozeß in keiner Weise ausreicht, um die beobachtete Abnahme der Elektronendichte sowohl in der *E*- wie in der *F*-Schicht zu erklären. Dies führt zur Annahme, daß hierfür Prozesse maßgebend sein müssen, an denen negative und positive Ionen teilhaben, die also durch den Term α_i bestimmt sind. Der Prozeß $O^+ + O^- \to O' + O''$, bei dem zwei Atome in angeregtem Zustande zurückbleiben, wird als der wahrscheinlichste als Ursache für die beobachtete Rekombination angegeben und diskutiert. Das Verhältnis λ ergibt sich daraus zwischen 100 und 1000 für die *E*-Schicht und zwischen 10 und 50 für die *F*-Schicht, Werte, welche auch durch die Schwankungen des Erdmagnetismus nahegelegt werden. Schließlich wird nach dem von Milne gegebenen Zusammenhang zwischen Absorptions- und Emissionskoeffizienten der kontinuierliche Absorptionskoeffizient von atomarem Sauerstoff berechnet. *W. Glaser* (Prag).

Frölich, Friedrich: Die Spannungsabhängigkeit der Dispersion der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte. Physik. Z. **40**, 124—140 (1939).

Die Untersuchungen von Debye und Falkenhagen zur Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten verdünnter starker Elektrolyte bei kleinen elektrischen Feldstärken werden hier auf den Fall großer elektrischer Feldstärken bei symmetrischen Elektrolyten verallgemeinert. Zuerst wird die Differentialgleichung der Debyeschen Ionenatmosphäre für periodische elektrische Felder, d. h. für periodisch bewegte Ionen aufgestellt; daraus läßt sich die Relaxationskraft berechnen und damit die Abweichung der Dielektrizitätskonstanten von der des Lösungsmittels in Abhängigkeit von der Frequenz, der elektrischen Feldstärke, der Konzentration, der Temperatur und der Wertigkeit. Im ganzen läßt sich sagen, daß bei kleinen Feldstärken der Frequenzeinfluß die Dielektrizitätskonstante verringert, während er bei großen Feldstärken vergrößernd wirkt. Die gewonnenen Ergebnisse werden auch anschaulich auf Grund des Bildes der Ionenatmosphäre gedeutet. *J. Meixner* (Gießen).

Nicht-relativistische Quantentheorie:

● **Bechert, Karl, und Christian Gerthsen: Atomphysik. I. Allgemeine Grundlagen. (Samml. Göschen Nr. 1009.)** Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1938. 149 S. u. 52 Abb. geb. RM. 1.62.

● **Bechert, Karl, und Christian Gerthsen: Atomphysik. II. Theorie des Atombaus. (Samml. Göschen Nr. 1123.)** Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1938. 174 S. u. 23 Abb. geb. RM. 1.62.

Der theoretische Teil knüpft an eine ausführliche Darstellung der Unschärfebeziehung an. Die Bohrsche Theorie erscheint als vorläufige Vereinfachung; das Korrespondenzprinzip wird verschärft zur Vertauschungsrelation; das Verhältnis zur Wellentheorie wird an der bekannten Analogie Optik-Mechanik klargemacht. Zahlreiche wichtige Anwendungen (Tunneleffekt, H- und He-Atom, Atom- und Molekelspektren, Valenz) und die Eingliederung des Spins (Pauliprinzip) werden gebracht und über Diracs Wellengleichung (mit Paarerzeugung) und die Quantenelektrodynamik kurz berichtet. *F. Hund* (Leipzig).

● **Broglie, Louis de: Licht und Materie. Ergebnisse der neuen Physik.** Hamburg: H. Goverts 1939. 331 S. u. 3 Fig. geb. RM. 9.60.

Eine Sammlung von Aufsätzen und Vorträgen, sehr geeignet und in erster Linie dazu bestimmt, weiteren Kreisen naturwissenschaftlich Interessierter einen Einblick in die moderne Physik (auch ihre weiteren historischen Zusammenhänge) zu geben. Die eigenen bedeutungsvollen Forschungen des Verf. finden dabei natürlich besondere Berücksichtigung. Die sachliche und stilistische Schönheit der Darstellung macht das Buch — abgesehen von dem historisch-dokumentarischen Wert verschiedener dieser Aufsätze — auch für den spezielleren Kenner des Themas anziehend. Die Übersetzung ist gut; ein von Heisenberg verfaßtes Vorwort ist der deutschen Ausgabe vorangestellt. *P. Jordan* (Rostock).

Weinschenk, C.: Die moderne Physik und das Gesetz der Kausalität. Z. ges. Naturwiss. **4**, 422—428 (1939).

Auf Mißverständnissen beruhende Kritik an der Quantenmechanik. Verf. verwechselt z. B. den Energie-Impuls-Satz mit dem Kausalitätsprinzip. *P. Jordan* (Rostock).

Jehle, Herbert: Wellenmechanische Betrachtungen zur Theorie der Sternsysteme. II. Interpretation der Wellengleichung und Superpositionsprinzip. Z. Astrophys. **18**, 116—123 (1939).

Schwer verstehbare Betrachtungen, welche dazu dienen sollen, die vom Verf. unternommene Anwendung der Schrödingergleichung auf kosmische Nebel zu rechtfertigen. *P. Jordan* (Rostock).

Ryde, Nils: Über die Intensitätsverhältnisse der Stark-Effekt-Komponenten der Wasserstofflinien. II. Einfluß der Anregungsbedingungen auf die Intensitätsverhältnisse. Z. Physik **111**, 683—707 (1939).

Die Arbeit enthält eine Berechnung der Intensitäten von Stark-Effekt-Komponenten der Lyman-, Balmer-, Paschen- und Brackettlinien von H bis zu 4-quantigen Anfangsniveaus. Es wird dabei vorausgesetzt, daß pro Zeiteinheit gleichviele Atome in jedes Stark-Effekt-Niveau gelangen („dynamische Anregung") im Gegensatz zur Annahme, daß im Zeitmittel gleichviele Atome sich in jedem Niveau befinden („statische Anregung"). Die Arbeit schließt sich einer früheren Arbeit [Z. Physik **109**, 108 (1938)] des Verf. an, in welcher noch unaufgeklärte Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment diskutiert wurden, sowie theoretischen und experimentellen Arbeiten anderer Autoren (vgl. H. Bethe, Handb. d. Phys. 2. Aufl. **24**, I, S. 491. 1933). Zunächst werden die Formeln der Matrixelemente $x_{n_1' n_2' m'}^{n_1 n_2 m}$ für die oben erwähnten Serien $n_1' + n_2' + m' + 1 = 1, 2, 3, 4$, angegeben, dann in Tabellen: die entsprechenden relativen und absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten, Lebensdauern des Anfangszustandes, „statische" und „dynamische" Intensitäten, Verhältnis der Summen $\sum s/\sum p$ der „dynamischen" Intensitäten, Intensitäten der Stark-Effekt-Komponenten von Lymanlinien, von H_α und H_β, von D_α, gemessene Intensitäten. Am besten tritt der Unterschied zwischen „statischer" und „dynamischer" Intensität bei der ersten Lymanlinie zutage. Im ganzen ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, speziell erhält man bei H_α das richtige Verhältnis zwischen $\sum s/\sum p$ beim „Abklingleuchten" und „Druckleuchten" der „dynamischen" und „statischen" Intensität entsprechend. *Egil A. Hylleraas* (Blindern).

Yamanouchi, Takahiko: On atomic energy levels of $p^n d$ configurations. Proc. phys.-math. Soc. Jap., III. s. **21**, 47—51 (1939).

Die Koeffizienten der Slaterschen Integrale F, G werden für die Atomzustände $p^n d$ ($n = 2, 3, 4$) berechnet, unter Ausnutzung des Prinzips der spektroskopischen Stabilität; für die mehrfach vorkommenden Terme gleicher Art werden die Matrizen angegeben, aus denen die zugehörigen Atomenergien gefunden werden können. Es werden nur spinfreie Eigenfunktionen benützt. Der Vergleich mit den aus $2p^2(^1D)$ entspringenden Termen $2p^2\,3d$ von *OII* und *FIII* zeigt qualitative Übereinstimmung (dabei sind allerdings die theoretischen Gleichungen nur unter weiteren Vernachlässigungen [Streichung der Nichtdiagonalglieder in den obengenannten Matrizen] verwendet worden; der Ref.). *Bechert* (Gießen).

Gombás, Paul: Zur Berechnung der Eigenfunktion und Energie des Grundzustandes des Valenzelektrons in Alkaliatomen. Ann. Physik, V. F. **35**, 65—72 (1939).

Die Anwendung der Variationsmethode zur Berechnung anderer Eigenfunktionen als der der innersten Elektronenschale wird sehr erschwert durch die Forderung, daß die betr. Eigenfunktion zu allen niedrigeren orthogonal sein muß. Nach einem Verfahren von Hellmann (s. dies. Zbl. **11**, 379) läßt sich diese Schwierigkeit dadurch umgehen, daß man zur potentiellen Energie ein „Abstoßungsglied" der Form $\varkappa \cdot \varrho^{2/3}$ hinzufügt [$\varkappa$ = universelle Konstante, ϱ = Elektronendichte der inneren Schalen (Ionenrumpf)]. Das Zusatzglied läßt sich auf Grund des Fermimodells begründen und trägt dem Pauliprinzip indirekt Rechnung. — Verf. berechnet, unter Benutzung der Hartreefunktionen der Ionen K^+ und Rb^+, nach den Hellmannschen Ansätzen die Ionisierungsspannungen und Eigenfunktionen der Valenzelektronen für die neutralen Atome K und Rb. Ansatz für die Eigenfunktionen: $\psi = r^{n-1} e^{-\lambda r}$, mit: n = Hauptquantenzahl des Valenzelektrons, λ = Variationsparameter. Berechnete Ionisierungsspannungen von K = 3,73 eV, von Rb = 3,29 eV (experimentelle Werte 4,32 bzw. 4,16 eV). Abschätzung der Verbesserung des Resultats, die die Berücksichtigung der Polarisation liefern könnte. *H. Jensen* (Hamburg).

Dascola, Gennaro: Atomfaktoren einiger wichtiger Ionen. (*Ist. di Fis., Univ., Parma.*) Z. Kristallogr. A **100**, 537—539 (1939).

Berechnung der Atomformfaktoren einer größeren Zahl von Ionen mit Hilfe einer analytischen Approximation der Thomas-Fermi-Verteilung. Vergleich mit Werten nach Hartree für Na^+, K^+, Cu^+ und Ca^{++}. *H. Jensen* (Hamburg).

Marrack, P. E.: Notes on the two-centre problem in wave mechanics. I. The hyperbolic nodes of the wave equation. Proc. Cambridge Philos. Soc. **35**, 44—55 (1939).

Es wird untersucht, welcher Zustand eines Elektrons im Felde zweier zusammengefügten Kerne der Ladungen N_1 und N_2 einem gegebenen Zustand bei separierten Kernen entspricht. Es wird $N_1 > N_2$ vorausgesetzt und elliptische Koordinaten λ, μ, Φ eingeführt, wobei die Anzahl von Knoten in jeder Koordinate beim Übergang $R \to 0$ erhalten bleibt. Man braucht nur die Verteilung der Knoten in μ auf die beiden Grenzgebiete in der Nähe von $\mu = -1$ und $\mu = 1$ bei $R \to \infty$ zu finden. Zu diesem Zweck ist die Gleichung

$$(1-\mu^2)\frac{d^2f}{d\mu^2} - 2(m+1)\frac{df}{d\mu} + [p^2\mu^2 - A - 2pl\mu - m(m+1)]f = 0$$

genauer zu studieren. Nach einer Arbeit von Baber und Hassé (vgl. dies. Zbl. **12**, 428) wird bei $R \to \infty$ für die Separationskonstante der asymptotische Wert $A = p^2 - 2p(m + 2r + 1 \mp l)$ plus höhere Glieder in p^{-1} angegeben, wobei r Anzahl von Knoten beim besetzten Kern bedeutet und das Vorzeichen — oder + zu nehmen ist, je nachdem, ob das Elektron sich bei N_1 oder N_2 befindet. Die Kombination dieses asymptotischen Wertes von A mit dem entsprechenden asymptotischen Wert von A aus der λ-Gleichung liefert asymptotische Werte von $l_1 = n_1(N_1 - N_2)/N_1$ bzw. $l_2 = n_2(N_1 - N_2)/N_2$ minus höhere Glieder in p^{-1}, je nachdem, ob das Elektron sich bei N_1 oder N_2 befindet. $n_1 = r_1 + s + m + 1$ und $n_2 = r_2 + s + m + 1$ sind die Hauptquantenzahlen des separierten Atoms, s Anzahl von Knoten in λ, m Anzahl von Knoten in Φ. Wenn N_1 besetzt ist, geht mit dem obigen Wert von A die Gleichung in

$$(1-\mu^2)\frac{d^2f}{d\mu^2} - 2(m+1)\frac{df}{d\mu} + [p^2\mu^2 - 2pl\mu - p^2 + 2p(2r_1 + m + 1 - l_1)]f = 0$$

über, und es wird die Anzahl der Knoten von f im Gebiet $0 \leqq \mu \leqq 1$ bestimmt. In der Nähe von $\mu = -1$ und $\mu = 1$ wird dabei die Lösung in der Form $f = e^{-p\mu}\sum a_n(1+\mu)^n$ bzw. $f = e^{p\mu}\sum a_n(1-\mu)^n$ angesetzt, während bei großen Werten von $p(1+\mu)$ und $p(1-\mu)$, d. h. im mittleren Gebiet die Näherungslösung

$$f = Ge^{p\mu}(1-\mu)^{r-1}(1+\mu)^{-r-m-1} + He^{-p\mu}(1-\mu)^{l-r-m-1}(1+\mu)^r$$

benutzt werden kann. Wenn N_1 besetzt ist, wird dabei im allgemeinen größenordnungsmäßig $G/H = e^{-2p}$. Durch Zusammenfügen dieser Lösung mit den obigen an den beiden Endpunkten erhält man

$$\frac{G}{H} = -\frac{e^{-2p}}{\varepsilon}\,\frac{4^{2r+m+1-L}}{m!\,(m+K)!}\,p^{-(2K+m+1)},$$

wobei $L = l + \varepsilon$ und $K = r - L$ ganze Zahlen sind und $0 < \varepsilon < 1$. Die Lösung in der Nähe von $\mu = 1$ zeigt, daß die Anzahl von Knoten in diesem Gebiet gleich $K + 1$ bzw. Null ist, wenn $K \geqq 0$ bzw. $K < 0$. Schreibt man $L_1 = l_1 + \varepsilon$, $l_1 = n_1(N_1 - N_2)/N_1$, $n_1 = r_1 + s + m + 1$, so ist die Anzahl von Knoten beim unbesetzten Kern N_2 gleich $r_1 - L_1 + 1$, wenn $r_1 \geqq L_1$, und gleich Null, wenn $r_1 < L_1$. Der Fall, daß das Elektron sich bei N_2 befindet, kann durch Wechseln des Vorzeichens von l und μ erledigt werden. Mit $L_2 = l_2 + \varepsilon$, $l_2 = n_2(N_1 - N_2)/N_2$, $n_2 = r_2 + s + m + 1$ ergibt sich die Anzahl von Knoten in der Nähe von N_1 gleich $r_2 + L_2$. — Es werden Beispiele für den Übergang $R \to 0$ angegeben. Schließlich wird auch das umgekehrte Problem behandelt, aus einem gegebenen Zustand bei $R = 0$ den entsprechenden Zustand bei $R \to \infty$ zu berechnen, und praktische Formeln für diese Aufgabe angegeben.

Egil A. Hylleraas (Blindern).

Kiria, V.: A calculation of the Li + H interaction energy. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 1—3 (1939) [Russisch].

Kolossov, A.: The rotational thermal capacity and normal modes of polyatomic molecules. I. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 76—91 (1939) [Russisch].

Conn, G. K. T., and G. H. Twigg: Infra-red analysis applied to the exchange reaction between ethylene and deuteroethylene. Proc. roy. Soc. Lond. A **171**, 70—78 (1939).

Den Ersatz der Wasserstoffatome in Äthylen $H_2C : CH_2$ durch Deuteriumatome D kann man begünstigen durch Einbringen von Nickeloberflächen in das Gasgemisch. Zweck der vorliegenden Arbeit ist die Ermittlung des Mechanismus dieser Austauschreaktion. Und zwar soll gezeigt werden, daß der D-Ersatz nicht so erfolgt, daß Äthylen zuerst H-Atome verliert und dann D-Atome anlagert. Wäre dies der Fall, dann müßte auch in einem Gemisch $C_2H_4 + C_2D_4$ Austausch erfolgen und das Entstehen von Mischprodukten C_2H_3D, $C_2H_2D_2$, C_2HD_3 an dem Auftreten zugehöriger Frequenzen der Molekülschwingungen nachweisbar sein; dies trifft, wie durch Absorptionsversuche im Ultrarot erwiesen wird, nicht zu. Daher ist der Austauschmechanismus von der Art, daß sich Äthylen unter Aufreißen seiner Doppelbindung an Nickel anlagert und die Deuteriumatome mit dem Radikal $H_2C \cdot CH_2$ reagieren. *Kohlrausch.*

Krishnan, K. S.: Jahn-Teller theorem and the arrangement of water molecules around paramagnetic ions in aqueous solutions. Nature, Lond. **143**, 600—601 (1939).

In den wasserhaltigen Salzen der Eisengruppe und der Gruppe der seltenen Erden ist jedes Kation asymmetrisch von 8 Wassermolekeln umgeben. Aus der von Freed und seinen Mitarbeitern [J. Chem. phys. **6**, 297 u. 654 (1938)] in Lösungen beobachteten Multiplizität von Absorptionslinien der paramagnetischen Ionen der seltenen Erden einerseits und aus der von Raman und Chinchalkar [Nature **128**, 758 (1931) und Philos. Mag. **20**, 856 (1935)] gemessenen magnetischen und optischen Doppelbrechung andererseits schließt der Verf., daß auch in wässerigen Lösungen die paramagnetischen Ionen ganz ähnlich wie im Kristall asymmetrisch 8 Molekeln Wasser anlagern. *Reinsberg* (Braunschweig).

Blokhintzev, D.: The diffraction of molecules. Ž. eksper. teoret. Fis. 8, 1249—1254 (1938) [Russisch].

Takamine, Toshio, Taro Suga, Yoshio Tanaka and Gyosiro Imotani: On the continuous emission spectrum accompanying the resonance lines of neon. Sci. Pap. Inst. phys. chem. Res., Tokyo **35**, 447—454 (1939).

Bei kondensierten Entladungen in Neon, das leicht mit Stickstoff verunreinigt ist, beobachten die Verff. einen etwa 50 Å breiten, kontinuierlichen Flügel auf der langwelligen Seite der Neon-Resonanzlinie 744 Å. Die Deutungsversuche führen zu keinem klaren Ergebnis. Wahrscheinlich handelt es sich um das Spektrum eines schwach gebundenen van der Waals-Moleküls. *Finkelnburg* (Darmstadt).

Persico, Enrico: Sulle collisioni atomiche a parametro d'urto definito. Atti Accad. Sci. Torino **74**, 164—186 (1939).

Verf. untersucht die Stoßprozesse schwerer und leichter Teilchen gegen Atome, wobei er die stoßenden Teilchen als Wellenpakete in die Rechnung einführt, deren Dimensionen in der Querausdehnung klein sind gegenüber den Atomquerschnitten, so daß sich wie im Partikelbild ein Stoßparameter p definieren läßt. Bei elastischen Streuprozessen bewegen sich diese Wellenpakete nach den Rechnungen des Verf. in gleicher Weise wie ein klassisches Teilchen. Bei Stößen, die zu einer Zustandsänderung des gestoßenen Atoms führen, tritt eine wesentliche Verbreiterung des Wellenpaketes nach der Streuung ein, die beim Versuch einer klassischen Umdeutung als Mittelwert der Streuung vieler Teilchen nach den Regeln der klassischen Mechanik gedeutet werden kann, deren jedes sich zunächst im Feld des Atoms vor der Umwandlung und dann von einem bestimmten Zeitpunkt an im Feld des Atoms nach der Zustandsänderung bewegt; nachträglich ist über die (scharfen) Zeitpunkte der Umwandlung mit einer bestimmten Gewichtsfunktion zu mitteln. — Die Anwendung der Rechnungen des Verf. auf den Fall des Stoßes zwischen gleichen Teilchen oder des Stoßes von Ionen gegen Atome der gleichen Sorte mit der Möglichkeit einer Umladung führt wegen der hierbei auftretenden Interferenzerscheinungen zu Ergebnissen, welche sich nicht in der obigen Weise klassisch umdeuten lassen. *Sauter* (Königsberg i. Pr.).

Schott, G. A.: A theory of radiation. Proc. roy. Soc. Lond. A **171**, 1—26 (1939).

Verf. versucht eine Deutung der Quantenerscheinungen auf quasiklassischer Grundlage — in Form von Betrachtungen, wie sie vor 1925 verschiedentlich unternommen, aber als undurchführbar erkannt und dann durch die Quantenmechanik überflüssig gemacht worden sind. *P. Jordan* (Rostock).

Spitzer jr., Lyman: Stark-effect broadening of hydrogen lines. Phys. Rev., II. s. **55**, 699—708 (1939).

Die Verff. berechnen die Linienformen einer Wasserstoffemissionslinie, die beeinflußt ist von Ionen. Nähern sich die Ionen dem strahlenden Atom nicht weiter als bis auf den 10fachen mittleren Wasserstoffradius, so kann man das elektrische Feld des Ions weitgehend als homogen ansehen und die Resultate, die man gewöhnlich bei der Berechnung des Starkeffektes erhält, hier verwenden. Bei kleinen Stoßgeschwindigkeiten oder bei großer Annäherung des Ions an das Wasserstoffatom ist es erlaubt, die adiabatischen Näherungslösungen zu verwenden. Die Linienform hängt dann nur von der Gesamtphasenverschiebung ab, die durch den Stoß hervorgerufen wird. Die Fourieranalyse der so gestörten Schwingung läßt sich aber nur für gewisse Werte der Phasenverschiebung exakt durchführen. Für nichtadiabatische Übergänge wird im Falle kleiner Hauptquantenzahl ebenfalls eine exakte Lösung angegeben, für große Hauptquantenzahlen wird die Bornsche Näherungslösung benutzt. Hierbei wird der Gültigkeitsbereich der Weisskopfschen Formel für die Stoßverbreiterung eingeengt. *Reinsberg* (Braunschweig).

Frenkel, J., and S. Ryzhanov: The theory of the diffraction of electrons on crystals. Ž. eksper. teoret. Fis. **8**, 1255—1266 (1938) [Russisch].

Surdin, M.: Fluctuations de courant thermionique et le „Flicker effect". J. Phys. Radium, VII. s. **10**, 188—189 (1939).

Es wird versucht, den „Flackereffekt" in den Schwankungen des Glühelektronenstroms auf Schwankungen in der Zahl der freien Elektronen im Metall zurückzuführen; die letzteren Schwankungen kommen dadurch zustande, daß gelegentlich ein freies Metallelektron von einem Atom eingefangen wird und einige Zeit bei ihm verweilt (Rekombination). Die Frequenzabhängigkeit des Flackereffekts von der Rekombinationskonstanten wird allgemein berechnet und in einigen Grenzfällen explizit angegeben. *J. Meixner* (Gießen).

Ryzhanov, S.: On the relation between the temperature and the electroconductivity of mixed metallic crystals. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 4—9 (1939) [Russisch].

Davydov, B. J.: On the theory of rectification in the semiconductors. Bull. Acad. Sci. URSS, Sér. Physique Nr **5/6**, 625—629 (1938) [Russisch].

It is shown that when the current flows through the contact between two electronic semi-conductors having a conductivity of different types, the concentrations of free charges near the contact must vary. These variations of concentrations cause additional resistance dependent on the direction of current, and lead, therefore, to the presence of rectification. — By this it is possible to explain both qualitatively and quantitatively the operation of solid rectifiers. *Auszug.*

Pisarenko, N. L.: Semi-conductors in strong electric fields. Bull. Acad. Sci. URSS, Sér. Physique Nr **5/6**, 631—640 (1938) [Russisch].

Possible reasons of the increased concentration of free electrons in semi-conductors in strong electric fields are studied. Three possible mechanims are considered: (1) The electrons are torn away from the atoms of the impurities or of the fundamental substance through the tunnel effect or the statical ionization. (2) The binding energy is decreased under the action of the field and the number of free electrons increased through the thermal excitation. (3) The atoms of the semi-conductor are ionized through their collisions with the electrons of conductivity, strongly accelerated by the field. The analysis of the formulae corresponding to these suppositions shows that the ionizing processes play a considerable part in the phenomena observed in strong fields. *Auszug.*

Ljashenko, V. I., and G. A. Fedorus: High voltage polarisation in Cu_2O and selenium at low temperatures. Bull. Acad. Sci. URSS, Sér. Physique Nr **5/6**, 641—649 u. engl. Zusammenfassung 649—650 (1938) [Russisch].

Tartakovsky, P. S.: Sur l'effet photoélectrique interne. Bull. Acad. Sci. URSS, Sér. Physique Nr **5/6**, 689—694 u. franz. Zusammenfassung 694 (1938) [Russisch].

Il résulte de la considération du schema des niveaux énergétiques des électrons dans les crystaux des halogénures alcalines que dans les crystaux non activés ou dans les crystaux avec les „centres U" on doit avoir l'effet photoélectrique interne dans la région ultraviolette du spectre et la fluorescence ultraviolette en analogie complète avec les phénomènes qu'on observe en cas des crystaux avec „les centres F". Ces conclusions sont confirmées par l'expérience. L'étude de l'effet photoélectrique interne par la méthode des sondes optiques montre que l'électron libéré par la lumière quitte au bout de son trajet la zone de conductibilité. *Auszug.*

Kostarev, A.: On the absorption of X-rays by metals. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 267—279 (1939) [Russisch].

Landshoff, Rolf: The influence of chemical binding and crystal structure on X-ray absorption edges. Phys. Rev., II. s. **55**, 631—636 (1939).

Es werden die tiefsten angeregten Elektronenzustände einiger Ionengitter, u. a. NaCl, untersucht. Es handelt sich dabei nach Kronig um Zustände, die sich vom Grundzustande dadurch unterscheiden, daß ein Elektron von seinem Ion losgelöst und an ein anderes Ion gebunden ist. Die Energie der Zustände ist um so niedriger, je näher das neue Ion dem Ausgangsion liegt. Der Grund hierfür ist die Coulombsche Anziehung der durch die Loslösung des Elektrons erhöhten Ladung des Ausgangsions. Die Energiedifferenzen der verschiedenen Zustände werden mit Rücksicht auf Coulombsche und Austauschwechselwirkungen und auf die Polarisation der Ionen berechnet und mit der Feinstruktur der beobachteten Absorptionsspektren in der Nähe der Kante verglichen. *Maue* (München).

Hautot, Antoine, et Henri Sauvenier: L'effet Auger et les raies d'émission L. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1565—1566 (1939).

Von den beiden zu erwartenden Emissionsbanden des metallischen Na, Mg und Al, die dem Übergang von Leitungselektronen in die L-Schale des Metallatoms entsprechen, ist bisher nur die L_{II+III}-Bande beobachtet worden, nicht aber die L_I-Bande. Unter Zuhilfenahme des Augereffektes wird eine Erklärung hierfür gegeben. In den Rechnungen, die für Na durchgeführt werden, werden die Leitungselektronen als frei, alle tiefer liegenden Elektronenzustände als wasserstoffähnlich behandelt. *Maue.*

Papapetrou, A.: Diamagnetismus des Elektronengases. III. Z. Physik **112**, 587—604 (1939).

Wie schon in früheren Arbeiten, behandelt Verf. auch hier das Problem des Diamagnetismus eines Elektronengases bei extrem kleinen Feldern, so daß das wellenmechanische Störungsverfahren zur Berechnung der Energieterme angewandt werden kann. Dabei erhält Verf. eine merkwürdige Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Gestalt des Kristalls. Hat dieser die Form eines Quaders mit irrationalen Kantenverhältnissen, so ergibt sich der gewöhnliche Landausche Diamagnetismus, während bei rationalen Kantenverhältnissen der Diamagnetismus nach Papapetrou um das Verhältnis von Kantenlänge zu Elektronenwellenlänge größer sein soll. — Der Grund für dieses paradoxe Ergebnis, das Verf. in Zusammenhang mit den Welkerschen Überlegungen zur Supraleitung zu bringen sucht, ist wohl in einem Fehler in der Ableitung zu suchen: Bei rationalen Kantenverhältnissen treten, in Übereinstimmung mit den Überlegungen des Verf., Entartungen und damit Zustände mit permanentem magnetischem Moment auf. Unrichtig ist jedoch seine Behauptung, daß diese Zustände keinen Beitrag zum resultierenden magnetischen Moment ergeben, da genau gleichviel positive wie negative Einzelmomente auftreten. Vielmehr werden die ersteren statistisch stets überwiegen. (Vgl. dies. Zbl. **16**, 383.) *Sauter* (Königsberg).

Temperley, H. N. V.: Time effects in the magnetic cooling method. Proc. Cambridge Philos. Soc. **35**, 256—264 (1939).

Für die Theorie der paramagnetischen Relaxation weist Verf. auf einen neuen Effekt hin, der nach seiner Ansicht den Energieaustausch zwischen den Elektronenspins und den Wärmeschwingungen des Kristallgitters wesentlich erleichtert und dadurch die paramagnetische Relaxationszeit (bei hohen Temperaturen) erheblich, d. h. bis zu einem Faktor 1/300 verkleinert. Dieser Effekt soll darin bestehen, daß die Absorption eines Schwingungsquants durch die Gesamtheit der Elektronenspins nicht nur zur Umklappung von einem Spin, sondern von einer ganzen Gruppe von r nebeneinanderliegender Spins führen kann, sofern zwischen diesen eine direkte Wechselwirkung besteht. Und diese Mehrfachprozesse sollen nun wesentlich häufiger sein als die Einzelprozesse. — Gegen die Rechnungen des Verf. müssen allerdings verschiedene Einwände erhoben werden. So führt Verf. u. a. die Kopplung zwischen den Spins nur sehr pauschal in die Rechnung ein und kürzt ihre Energie ungefähr gegen die durch die inneren elektrischen Felder bedingte Termaufspaltung weg. Übrigbleibt nur ein von der Zahl r der Elektronen in der Gruppe abhängiger Kombinationsfaktor, der aber nur für $r = 2$ wirklich berechnet und daraus für höhere r extrapoliert wird, was insofern besonders bedenklich ist, als das Hauptglied im Resultat von den Gliedern mit etwa $r = 6$ herrührt, neben denen das Glied mit $r = 2$ vernachlässigt werden kann. Es wäre daher zu begrüßen, wenn das an sich unwahrscheinliche Resultat des Verf. nochmals, und zwar durch eine genauere Rechnung abgeleitet werden würde. *Sauter.* (Königsberg).

Shoenberg, D.: The magnetic properties of bismuth. III. Further measurements on the de Haas-van Alphen effect. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 341—364 (1939).

Die Feldabhängigkeit der Suszeptibilität von Wismut, bestehend in einem Schwanken um einen Mittelwert mit größer werdender „Amplitude und Wellenlänge" bei zunehmender Feldstärke (de Haas-van Alphen-Effekt) wird experimentell bei Feldern zwischen 1500 und 9000 Oerstedt und bei Temperaturen des flüssigen Heliums untersucht. Der Vergleich mit den theoretischen Überlegungen von Peierls, Blackman und Landau über diese durch die Kristallanisotropie bedingte Anomalie zeigt im großen und ganzen befriedigende Übereinstimmung, wenn auch kleine Abweichungen hinsichtlich der Abhängigkeit des Effektes von der Temperatur und der Richtung des angelegten Feldes vorhanden sind. Zur Erreichung der erwähnten Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment muß mit einer Zahl von $1{,}7 \cdot 10^{-6}$ Elektronen pro Bi-Atom und mit einer Entartungstemperatur von 140° K gerechnet werden. *Sauter.*

Rudnitzkij, V.: On the Hall effect in ferromagnetic bodies. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 262—266 (1939) [Russisch].

Brown jr., William Fuller: Theory of reversible magnetization in ferromagnetics. Phys. Rev., II. s. **55**, 568—578 (1939).

Zur Berechnung der reversiblen Suszeptibilität von Ferromagneten stellt Verf. entsprechend der Annahme, daß es sich hierbei um reversible Wandverschiebungen zwischen verschieden orientierten Weißschen Bezirken handelt, zunächst einen allgemeinen Ausdruck für die freie Energie eines magnetisierten Ferromagneten auf, in dem als Energiebeträge neben der magnetischen Orientierungsenergie und der Energie der Grenzschicht zwischen zwei Bezirken auch ein Energiebetrag infolge der inneren Spannungen in summarischer Weise in Rechnung gesetzt wird. Aus der Forderung, daß die freie Energie ein Minimum ist, leitet Verf. unter gewissen Bedingungen Differentialgleichungen für die mittlere Größe der Bezirke ab. Ihre Integration führt für die resultierende Magnetisierung zu einer Formel ähnlich der von Langevin für den Paramagnetismus abgeleiteten, jedoch mit einem (als Integrationskonstante) zum angelegten Feld hinzutretenden konstanten inneren Feld H_0. Nach Ansicht des Verf. soll sich bei reversiblen Prozessen die Magnetisierung nach diesen Langevinschen Kurven bei festgehaltenem H_0 ändern, während bei irreversiblen Prozessen eine Änderung von H_0 stattfinden soll. *Sauter* (Königsberg i. Pr.).

Robertson, J. Monteath, and A. R. Ubbelohde: Structure and thermal properties associated with some hydrogen bonds in crystals. I. The isotope effect. Proc. roy. Soc. Lond. A **170**, 222—240 (1939).

Robertson, J. Monteath, and A. R. Ubbelohde: Structure and thermal properties associated with some hydrogen bonds in crystals. II. Thermal expansion. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 241—251 (1939).

Auf röntgenometrischem Wege wird gezeigt, daß die Substitution des Wasserstoffs durch Deuterium bei Kristallen mit zwischenmolekularen Wasserstoffbrücken (Natriumbikarbonat, Oxalsäuredihydrat u. a.) entgegen der üblichen Erwartung zu einer Expansion des Gitters führt. Leider kann nur die Deformation der Grundzelle direkt erfaßt werden; die Veränderung der Basisgruppe beeinflußt die Intensität der Reflexe zu wenig und muß aus der Deformation der Grundzelle geschätzt werden. Um die Ergebnisse von Zimmertemperatur auf 0° abs. extrapolieren zu können, wurde im II. Teil der Arbeit die thermische Ausdehnung der untersuchten Stoffe bis zu 90° abs. herab röntgenometrisch verfolgt. Die Größe der Dehnung zwischenmolekularer Wasserstoffbindungen beim Einbau von Deuterium (beim Oxalsäuredihydrat z. B. vergrößert sich der Abstand zwischen dem Carbonylsauerstoff und dem nächsten Wassermolekül [2,52 Å] um mehr als $5‰$, während sich die Abstände zwischen der Hydroxylgruppe und dem Wasser [2,87 u. 2,84 Å] eher ein wenig verkürzen) gibt nach den Verff. Auskunft, in welchem Maße Resonanzkräfte bei der Bindung tätig sind. *H. Ott* (Würzburg).

Tkachenko, S.: On a theory of vibration damping in crystals. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 314—334 (1939) [Russisch].

Bhagavantam, S., and T. Venkatarayudu: Raman effect in relation to crystal structure. Proc. Indian Acad. Sci., Sect. A **9**, 224—258 (1939).

Bezüglich der Einzelheiten dieser sehr ausführlichen Arbeit muß auf das Original verwiesen werden. Sie behandelt die Schwingungsspektren unendlicher Raumgitter, ähnlich wie dies schon 1924 von Brester mit klassischen Methoden durchgeführt wurde; hier wird gruppentheoretisch vorgegangen bei der Bestimmung der Normalschwingungen. Diese Methode wird in ihrer Anwendung auf Kristallgitter etwas ausführlicher im 3. und 4. Abschnitt besprochen. Im 5. Abschnitt werden die Auswahlregeln für ultrarote Absorption und Ramanstreuung abgehandelt, und zwar sowohl in bezug auf die Grund- als auf die Ober- und Kombinationstöne. In den folgenden Abschnitten 6 bis 10 werden der Reihe nach Diamant und Kochsalz (kubische Kristalle), Kalzit, Natriumnitrat und Korund (trigonale Kristalle) sowie Aragonit und Kaliumnitrat durchgenommen und die Aufspaltung entarteter Schwingungsformen einer Gruppe (z. B. SO_4) bei Einbau derselben in einen Kristall niederer Symmetrie (z. B. Gips) besprochen. Schließlich werden an einem Beispiel die Spektren des freien Moleküls

und des entsprechenden Kristalls verglichen. Der 11. Abschnitt handelt vom Einfluß der räumlichen Orientierung von Kristallachse, Beobachtungsrichtung und Schwingungsrichtung des Erregerlichtes auf die zu erwartende Depolarisation der Ramanlinie. *Kohlrausch* (Graz).

Kontorova, T. A., and Ja. J. Frenkel: On the theory of plastic deformation and twinning. II. Ž. eksper. teoret. Fis. 8, 1340—1348 (1938) [Russisch].

Kontorova, T. A., and Ja. J. Frenkel: On the theory of plastic deformation and twinning. III. Ž. eksper. teoret. Fis. 8, 1349—1358 (1938) [Russisch].

Vansovskij, S.: On the resistance of metals at super-low temperatures. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 154—156 (1939) [Russisch].

Frenkel, J., and V. Rudnitzkij: Gyromagnetic effect in supra-conductors. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 260—261 (1939) [Russisch].

Daunt, J. G., and K. Mendelssohn: Surface transport in liquid helium II. Nature, Lond. **143**, 719—720 (1939).

Daunt, J. G., and K. Mendelssohn: The transfer effect in liquid He II. I. The transfer phenomena. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 423—439 (1939).

Daunt, J. G., and K. Mendelssohn: The transfer effect in liquid He II. II. Properties of the transfer film. Proc. roy. Soc., Lond. A **170**, 439—450 (1939).

Relativistische Quantentheorie:

Eddington, Arthur: Lorentz-invariance in quantum theory. Proc. Cambridge Philos. Soc. **35**, 186—194 (1939).

Aus zwei Vierervektoren x_1, y_1, z_1, ict_1 und x_2, y_2, z_2, ict_2 erhält man durch Differenzbildung einen neuen Vierervektor $w_1 - w_2$; $ic(t_1 - t_2)$, während $w_1 - w_2$ zusammen mit einer vom vierdimensionalen Ursprungspunkt aus gezählten Zeit ict nicht mehr ein Vierervektor ist. Verf. ist der Ansicht, daß dieser Sachverhalt in der Literatur oft nicht richtig berücksichtigt und daß hier ein Ursprung verschiedener gemachter Fehler sei. *P. Jordan* (Rostock).

Corben, H. C.: The uncertainty of the reference frame in quantum mechanics. Proc. Cambridge Philos. Soc. **35**, 195—204 (1939).

Verf. sucht die Elementarlänge $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ für die Beseitigung der unendlichen Selbstenergie des Elektrons zu benutzen in der Weise, daß die Festlegung des Nullpunkts des Koordinatensystems als nur approximativ — mit einer durch r_0 bestimmten optimalen Genauigkeit — durchführbar angenommen wird. *P. Jordan.*

Reulos, René: Sur l'équation linéaire du second ordre et les systèmes différentiels. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1389—1391 (1939).

En choisissant convenablement des matrices 4×4, l'auteur écrit une équation du type de Dirac sans terme de masse, équivalente à un système qui généralise les équations de Maxwell. — En réalité son procédé revient simplement à écrire $D \cdot \psi = 0$, où D et ψ sont des quaternions ayant respectivement comme composantes $\partial/\partial x^r$ et ψ (complexe). On en déduit le résultat connu que $D \cdot \psi = 0$ représente des équations de Maxwell généralisées, en ce sens, qu'elles font intervenir, outre le champ dérivé du potentiel d'univers ordinaire (charges électriques), le champ dérivant des charges magnétiques. — A noter quelques inadvertances, en particulier l'emploi du terme „potentiel" dans un sens inusité. *A. Proca* (Paris).

Scherrer, W.: Ein dynamisches Modell für schwere Teilchen. Helv. phys. Acta **12**, 249—269 (1939).

Folgerungen aus einer angenommenen Lagrangefunktion für die Wechselwirkung zweier Teilchen (vgl. auch dies. Zbl. **18**, 429). *F. Hund* (Leipzig).

Sibata, Takasi: Cosmology in terms of wave geometry. II. De Sitter type universe and Einstein type universe. J. Sci. Hirosima Univ. A 8, 199—222 (1938).

Takeno, Hyôitirô: Cosmology in terms of wave geometry. III. Momentum-density vector of nebulae. J. Sci. Hirosima Univ. A 8, 223—237 (1938).

Die Fundamentalgleichung für ψ^A sei

$$\nabla_i \psi^A = P^A_{iB} \psi^B, \tag{1}$$

wo die kovariante Ableitung im Spinraum durch die Forderung $\nabla_i \gamma^A_{jB} = o(\gamma_{(i}\gamma_{j)} = g_{ij})$ festgelegt ist. Es wird nun die Forderung gestellt, daß das zu ψ^A gehörige Vektorfeld u^h das Tangentialfeld einer Kongruenz von geodätischen Linien ist. Dies führt zu einigen Bedingungen für P^A_{iB}. Die Integrabilitätsbedingungen von (1) sind dann entweder

$$K_{kjih} = -2\varkappa g_{[k[i}g_{j]h]} \tag{2}$$

oder

$$K^{ih}_{kj} = e_{kjlm} e^{ihln} \varphi^m \varphi_n; \quad \nabla_i \varphi^j = 0, \tag{3}$$

wo e_{kjlm} der Einheitsviervektor ist. Als Lösung von (2) findet Verf. das de Sittersche Linienelement, während das Einsteinsche Linienelement die statische Lösung von (3) bildet. Im ersten Falle ist $P_i = \frac{1}{2}\sqrt{\varkappa}\gamma_i$, im zweiten Falle gilt $P_i = A^{lm}_i \gamma_l \gamma_m$. — In der zweiten Arbeit wird für beide Fälle die Differentialgleichung für ψ^A gelöst und werden die zugehörigen Vektoren u^h (Impulsvektor) berechnet. Weil die Gleichung für ψ vollständig integrabel ist, enthält die Lösung vier Konstanten. Diese werden aus den Anfangswerten von u^h bestimmt. (I. vgl. dies. Zbl. **20**, 191.)

J. Haantjes (Amsterdam).

Itimaru, Kusuo: Cosmology in terms of wave geometry. IV. Physical interpretations. J. Sci. Hirosima Univ. A 8, 239—248 (1938).

Die von Sibata und Takeno entwickelte Theorie (vgl. das vorst. Ref.) wird auf einen Nebel angewandt. Es zeigt sich, daß das Einsteinsche Linienelement dafür nicht geeignet ist. Mit dem de Sitterschen Linienelement findet man, daß für die singulären Punkte, wo $r = \frac{1}{k}$ $\left(k = \sqrt{\varkappa}\right)$ ist, die Dichte des Nebels unendlich groß ist und die Geschwindigkeit verschwindet. *J. Haantjes* (Amsterdam).

Hönl, H., und A. Papapetrou: Über die innere Bewegung des Elektrons. I. Z. Physik **112**, 512—540 (1939).

In der Einleitung sind Gründe angegeben, welche die Verff. zur modellmäßigen Beschreibung eines Elementarteilchens durch positive und negative Massen geführt haben. Einen Massendipol nennen sie ein Gebilde, das aus einer positiven und einer ebenso großen negativen Masse zusammengesetzt ist. Ein Massendipol hat bei einer Translation keinen Gesamtimpuls, wohl aber einen Drehimpuls; zur Aufrechterhaltung eines konstanten Impulses ist Drehung des Massendipols nötig. Als korrespondenzmäßiges Modell eines „punktförmigen Elektrons" betrachten die Verff. ein Gebilde, das aus einem Massenpunkt (Massenpol) und einem Massendipol zusammengesetzt ist. Für ein solches Teilchen lassen sich aus den Feldgleichungen der Schwere Bewegungsgleichungen ableiten. Die Verff. benutzen dazu die von Lubański (dies. Zbl. **19**, 91) angegebene Methode. In hinreichend großem Abstand von den das Schwerefeld erzeugenden Teilchen können die Einsteinschen Feldgleichungen geschrieben werden:

$$\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta\right)\varphi_{\mu\nu} = -2\varkappa T_{\mu\nu}; \quad \frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0;$$

mit $\varphi_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - 1/2\, \delta^\varrho_\mu \gamma_{\varrho\varrho}$; $g_{\mu\nu} = \delta^\varrho_\mu + \gamma_{\mu\nu}$; $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$; $\varkappa$ ist die relativistische Gravitationskonstante, $T_{\mu\nu}$ der Materietensor. Es wird die Lösung

$$\varphi^{\mu\nu} = \frac{m^{\mu\nu}}{n} + \frac{\partial}{\partial x^\lambda}\left(\frac{m^{\lambda,\mu\nu}}{n}\right)$$

der Gleichung $\Box \varphi^{\mu\nu} = 0$ diskutiert, die außerhalb des Teilchens und bei Abwesenheit äußerer Kräfte gilt; dabei ist $n = -u_4 r(1 + \beta_r)$, u_α die Vierergeschwindigkeit, $\beta_r = v_r/c$. Der erste Summand in $\varphi^{\mu\nu}$ entspricht dem Massenpol, der zweite dem Dipol. Mit der Nebenbedingung $\partial \varphi^{\mu\nu}/\partial x^\mu = 0$ sind die Bewegungsgleichungen: $p^\alpha \dot{u}^\beta - p^\beta \dot{u}^\alpha = 0$; $d/ds(P^\alpha/c) = 0$; verträglich, welche die Verff. ihrem Modell zugrunde legen. Es ist $P^\alpha/c = m u^\alpha - 2\dot{p}^\nu u_\nu u^\alpha + \dot{p}^\alpha$; p^α ist das Moment der Massenverteilung, P^α der Energie-Impulsvektor, m die Masse des Massenpols; der Punkt bedeutet Differentiation nach s. — Untersuchung des Falles $\vec{P} = 0$ ($\vec{P}$ = räumlicher Anteil des Energie-Impulsvektors): Die Bewegungsgleichungen lassen für den Massenpol + Massendipol Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit $v = \beta c$ auf einem Kreis zu;

die Energie dieses Modells ist $E_0 = (m - 2m')c^2/\sqrt{1-\beta^2}$, wo m' ebenso wie m eine Invariante >0 ist. Der Grenzübergang $\beta \to 1$ ist möglich, ohne daß die Energie ∞ wird, wenn gleichzeitig $m' \to m/2$ geht. — Der Fall $\vec{P} \neq 0$ läßt sich durch eine Lorentztransformation auf den vorigen zurückführen. Die Hamiltonfunktion $H = P_4 c$ wird $H = v_x P_x + v_y P_y + v_z P_z + u_0/u_4 \cdot \mu c^2$, wo $E_0 = \mu c^2$ die Energie im Ruhsystem ($\vec{P} = 0$) bedeutet, $u_0 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, u_4 die vierte Komponente der Vierergeschwindigkeit im betrachteten System ($\vec{P} \neq 0$). Die Verff. betonen die Analogie zur Hamiltonfunktion der Diracschen Wellengleichung für ein kräftefreies Teilchen. Es gelten die Hamiltonschen kanonischen Bewegungsgleichungen $v_x = \partial H/\partial P_x$; $dP_x/dt = -\partial H/\partial x = 0$ (kräftefreier Fall!). Formal läßt sich die Hamiltonfunktion durch Einführung der elektromagnetischen Potentiale neben den P^α auf den Fall eines äußeren elektromagnetischen Feldes erweitern; dann gilt die Lorentzsche Gleichung: $d\vec{P}/dt = e\mathfrak{E} + e/c \cdot [\mathfrak{v}\mathfrak{H}]$. — Der Gesamtdrehimpuls wird formuliert und der Schwerpunktsatz angeschrieben. — Das hier vorgeschlagene Modell zeigt Ähnlichkeit mit einem von Hönl (dies. Zbl. **19**, 429) aufgestellten Modell des „umlaufenden Massenpunkts". *Bechert.*

Mariani, Jean: Le principe de dualité et la représentation des corpuscules élémentaires. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1630—1632 (1939).

Mariani, Jean: Une interprétation géométrique du spin. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1483—1485 (1939).

Verf. hat in einer früheren Note den Versuch vorgeschlagen, die der Existenz einer „Elementarlänge" entsprechende „Raumquantelung" mit Benutzung einer projektiven Maßbestimmung (im Cayleyschen Sinne) durchzuführen. Er versucht jetzt, das Phänomen des Spins auf dieser Grundlage zu deuten. *P. Jordan* (Rostock).

Kwal, Bernard: Sur les équations indépendantes de la théorie du photon. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1387—1389 (1939).

Die de Brogliesche Theorie des Photons, nach welcher die 16 Komponenten des Lichtwellenfeldes 31 Gleichungen befriedigen, wird derart äquivalent umformuliert, daß diese 31 (teilweise voneinander abhängigen) Gleichungen durch 16 unabhängige ersetzt werden. *P. Jordan* (Rostock).

Belinfante, F. J.: A new form of the baryteron equation and some related questions. Nature, Lond. **143**, 201 (1939).

Verf. nennt einen Vierer-Spinor von der Art der Diracschen Wellenfunktionen einen „Undor vom ersten Rang", eine Größe, welche sich wie das Produkt zweier Vierer-Spinoren transformiert, einen „Undor vom zweiten Rang". Kemmers „Baryteron"-Feld (vgl. dies. Zbl. **18**, 336) läßt sich durch einen Undor zweiten Ranges darstellen, wodurch die Kemmersche Gleichung in eine einfache Operatorenform gebracht wird. Ein in dieser Gleichung auftretender Operator f_{0p} wird gerade dann eine reine c-Zahl, wenn die Kemmerschen Konstanten g und f gleich sind, wie sich dies experimentell zu zeigen scheint. — Die Ausdrücke für Strom und Dichte der elektrischen Ladung werden angegeben. — Eine ausführliche Darstellung soll an anderer Stelle folgen. *Walter Franz* (Königsberg i. Pr.).

Yukawa, Hideki, and Shoichi Sakata: The mass and the life time of the mesotron. Proc. phys.-math. Soc. Jap., III. s. **21**, 138—140 (1939).

Yukawa, Hideki, and Shoichi Sakata: Mass and mean life-time of the meson. Nature, Lond. **143**, 761—762 (1939).

La vie moyenne du mésoton au repos, calculée en partant des équations vectorielles est $\tau_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-7}$ sec, tandis que la valeur expérimentale est de $2 \cdot 10^{-6}$ à $4 \cdot 10^{-6}$ sec. On peut considérablement réduire ce désaccord en réévaluant les constantes d'interaction, ce qui conduit à montrer que τ_0 croît rapidement (comme la 4ème puissance) quand la masse du mésoton décroît. — Néanmoins, même en prenant une masse intermédiaire, comprise entre $100\,m$ et $200\,m$, les vies moyennes sont légèrement inférieures aux chiffres mesurés. Le meilleur accord est réalisé pour une masse du mésoton de $160\,m$; on a $\tau_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-7}$ sec. — Ces résultats sont ceux de la seconde Note ci-dessus. Partant des mêmes principes, la première aboutit à des chiffres très différentes (d'ailleurs en meilleur accord avec l'expérience); la confiance qu'on doit leur accorder semble limitée. *A. Proca* (Paris).

Majumdar, R. C., and D. S. Kothari: The meson and its transformation into heavy particles. Nature, Lond. **143**, 796—797 (1939).

Brève note annonçant un travail théorique sur la désintégration d'un mésoton de grande énergie en deux particules lourdes, proton et neutron. La probabilité de ce processus serait très grande; les auteurs suggèrent la possibilité d'expliquer de cette façon la présence de protons et de neutrons dans le rayonnement cosmique. — Les auteurs remarquent également que le caractère de la statistique à laquelle satisfait le mésoton dépend de l'hypothèse faite sur la nature de l'interaction proton-neutron: si celle-ci a lieu par échange de mésoton seul, on aura une statistique de Bose; si l'échange se fait par mésoton et neutretto (mésoton de charge nulle) la statistique pourra être soit du type Bose soit du type Fermi. *A. Proca* (Paris).

Altshuler, S.: The solution of the Schrödinger's equation for the deuteron. Ž. eksper. teoret. Fis. 8, 1245—1248 (1938) [Russisch].

Aten jr., A. H. W.: Kernpackungseffekte. Physica, Haag **6**, 425—434 (1939).

Abschätzung der Oberflächenenergie der Kerne durch Abzählung der Wechselwirkungen zwischen einzelnen Teilchen im Innern und auf der Oberfläche. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin-Dahlem).

Meyer, Stefan: Eine einfache Formel zur Berechnung der Atomgewichte aus den Massenzahlen und Packeffekten. S.-B. Akad. Wiss. Wien **147**, 249—260 (1938).

Die Massendefekte der Atomkerne werden durch eine Formel approximiert, welche im Sinne des Tröpfchenmodells die Volumenenergie in ihrer Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis der Protonen und Neutronen berücksichtigt (nach demselben Formelansatz wie Bethe und Bacher [vgl. dies. Zbl. **14**, 184]), die Oberflächenspannung und Coulombenergie aber vernachlässigt. Aus den Isotopenhäufigkeiten werden mit dieser Formel dann die Atomgewichte berechnet. *C. F. v. Weizsäcker.*

Barkas, Walter H.: The analysis of nuclear binding energies. Phys. Rev., II. s. **55**, 691—698 (1939).

Wigners Behandlung der leichteren und mittelschweren Kerne (vgl. dies. Zbl. **16**, 383), ausgehend vom Hartreemodell und unter Benutzung gruppentheoretischer Sätze, hatte ergeben, daß die Bindungsenergie sich darstellen läßt als Summe von Termen der Gestalt: $C_i \cdot F_i(A)$, worin F_i glatte Funktionen der Massenzahl A sind und die C_i Zahlfaktoren, die durch den Neutronenüberschuß und die Symmetrie des Grundzustands des betr. Kerns bestimmt sind. Verf. ermittelt die Funktionen $F_i(A)$ aus den bekannten Atomgewichten und berechnet dann eine große Zahl neuer, bislang gar nicht oder sehr ungenau bekannter Kernmassen. Die Genauigkeitsgrenzen, Einfluß der Spinabhängigkeit der Kernkräfte (bei Wigner vernachlässigt) werden erörtert. Aus dem Verlauf der Funktionen F_i lassen sich einige weitere Schlüsse auf die Kernstruktur ziehen. *H. Jensen* (Hamburg).

Tyrrell jr., W. A., K. G. Carroll and H. Margenau: Binding energies of light nuclei. Phys. Rev., II. s. **55**, 790 (1939).

Die Hartreemethode, nach der sich die Absolutwerte der Bindungsenergien jenseits des He_4 bekanntlich sehr schlecht ergeben, wird durch Störungsrechnung für die Kerne bis zur Massenzahl 7 verbessert (Methode nicht näher angegeben). Der Beitrag der Störungen (bis zur 2. Näherung) ist von derselben Größenordnung wie die Hartreenäherung selbst. Die Reihenfolge der angeregten Terme wird durch die zweiten Näherungen nicht geändert, dagegen ändern sich die Termabstände erheblich, z. T. um einen Faktor 5. *H. Jensen* (Hamburg). 7

Watanabe, Satosi: Über die Art der Abweichung der leichten Atomkerne vom Hartree-Oszillatormodell. Z. Physik **112**, 159—198 (1939).

Ausgehend von Hartreeschen Oszillatoreigenfunktionen wird für ^4He und ^5He eine Störungsrechnung durchgeführt. Die beobachteten Massendefekte lassen sich mit den bisherigen Annahmen über die Kräfte kaum darstellen. Die anschauliche Be-

deutung der verbesserten Eigenfunktionen wird diskutiert. Sie entsprechen einer Verbreiterung der Dichteverteilung (Korrektur des Oszillatoransatzes) und gleichzeitig einer Verminderung des mittleren Abstandes je zweier Teilchen (Komplexbildung). Das Impulsspektrum nähert sich durch die Störungsrechnung mehr der Gleichverteilung der Impulse auf alle Teilchen, welche für das Bohrsche Sandsackmodell charakteristisch ist. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin-Dahlem).

Feenberg, Eugene: On the shape and stability of heavy nuclei. Phys. Rev., II. s. **55**, 504—505 (1939).

Abschätzung der Bedingungen dafür, daß die Coulombkräfte einen Kern veranlassen können, trotz der Oberflächenspannung seine Kugelgestalt zugunsten einer verlängerten Form aufzugeben. Der „Potentialberg" zwischen Kugelgestalt und verlängerter Form beträgt bei hohen Kernladungen nur wenige Millionen Volt und kann bei entsprechenden Kernanregungen leicht überwunden werden. Anwendung auf die kürzlich von Hahn und Straßmann entdeckte Aufspaltung des Urankerns. Dieselben Überlegungen und Rechnungen bei Wefelmeier und v. Weizsäcker, Naturwiss. **27**, 110 u. 133 (1939), dies. Zbl. **20**, 186. *H. Jensen* (Hamburg).

Maier-Leibnitz, H.: Untersuchungen mit der „langsamen" Wilson-Kammer. Z. Physik **112**, 569—586 (1939).

Bei der vom Verf. konstruierten Wilsonkammer wird durch Nachexpansion erreicht, daß pro Expansion ein Zeitintervall von 1—2 sec erfaßt werden kann. — Untersuchungen: 1. Der von Kikuchi [Nature **141**, 328 (1938)] beschriebene Effekt, daß Neutronen beim Zusammenstoß mit Kernen Elektronen erzeugen könnten, war nicht zu bestätigen. — 2. Be^7 zerfällt in Li^7 mit Halbwertzeit von 40 Tagen, es werden keine ionisierenden Teilchen emittiert, sondern nur γ-Strahlung. Die Deutung von Roberts u. a. [Phys. Rev. **53**, 1016 (1938)], daß die Umwandlung nur durch Elektroneneinfang vor sich geht, wobei Li^7 angeregt zurückbleibt und dann die γ-Strahlung emittiert, konnte durch Ausmessung der von der γ-Strahlung erzeugten Photo- und Compton-Elektronenspuren bestätigt werden. — 3. Höhenstrahlung: Fünf in der Kammer endigende Bahnen werden als langsame Mesotronen gedeutet, Masse zwischen 55 und 170 Elektronenmassen. Anzeichen eines Zerfalls des Mesotrons (β-Bahn am Ende der Mesotronenbahn) wurden nicht gefunden. — Beobachtung von 66 Mesotronenschauern, meist aus nur zwei Teilchen bestehend. Statistik der Winkelverteilung. *H. Jensen.*

Kar, K. C., and D. Basu: On the neutron-proton scattering. Philos. Mag., VII. s. **27**, 76—83 (1939).

Durchrechnung des Streuproblems mit dem Potentialansatz $V_0 e^{-\alpha r}$ bis zur zweiten Näherung, die einen winkelabhängigen Beitrag liefert, nach einer früher angegebenen Methode [Kar und Mukherjee, Philos. Mag. **24**, 968 (1937), und Kar, Philos. Mag. **24**, 972 (1937)]. — Vorher wird versucht, aus dem Massendefekt des Deuterons die Bestimmungsstücke V_0 und α einzeln zu berechnen, der benutzte Ansatz läuft aber auf eine Tautologie hinaus und gestattet nichts anderes, als die bereits bekannte Beziehung zwischen V_0 und α wiederzugewinnen (d. Ref.). *H. Jensen* (Hamburg).

Lifshitz, E.: The transfer of the neutron at collisions of heavy nuclei. Ž. eksper. teoret. Fis. **9**, 237—239 (1939) [Russisch].

Szalay, A.: Die Anregungsfunktionen der Umwandlungen $_{13}Al^{27}(\alpha; n)_{15}P^{30}$ und $_5B^{10}(\alpha; n)_7N^{13}$. Z. Physik **112**, 29—44 (1939).

Die bei diesen Prozessen auftretenden Resonanzniveaus werden ermittelt und mit den Resonanzniveaus für Protonenaustritt verglichen. Es scheint sich eine Auswahlregel anzudeuten, nach der nur jedes zweite Neutronen emittierende Niveau auch Protonen emittiert. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin-Dahlem).

Cherdyntsev, V.: On the „free competition" of nuclear processes. Ž. eksper. teoret. Fis. **8**, 1234—1240 (1938) [Russisch].

Cherdyntsev, V.: On the theory of complicated nuclear transformations. Ž. eksper. teoret. Fis. **8**, 1241—1244 (1938) [Russisch].

Bay, Z., und G. Papp: Über den Kerneffekt bei der Streuung von γ-Strahlen. Z. Physik **112**, 86—91 (1939).

Die an Pb und Al gestreute γ-Strahlung von Ra wurde gemessen. Sie setzt sich theoretisch zusammen aus der Comptonstrahlung, deren Intensität proportional zur Zahl der streuen-

den Elektronen, und aus der Kernstreustrahlung, deren Intensität pro Atom proportional zum Quadrat der Kernladungszahl ist. Aus der Differenz der pro Elektron an Pb und Al gestreuten Strahlung ergibt sich unmittelbar die Intensität der Kernstreustrahlung; sie ist in Übereinstimmung mit der Theorie isotrop. Die wegen der starken Inhomogenität der Primärstrahlung schwierige Diskussion der absoluten Größe des Kernabsorptionskoeffizienten führt auf einen gegenüber der Theorie zu großen Wert, jedoch ist das Verhältnis der an Pb und Al unter demselben Winkel gemessenen Gesamtintensitäten mit der Theorie in Übereinstimmung, wenn man die Comptonstreuung aus der Klein-Nishina-Formel und die Kernstreuung aus der Berechnung von Jaeger und Hulme (Proc. Roy. Soc. London A **153**, 443) entnimmt. *Walter Franz* (Königsberg i. Pr.).

Bothe, W., und W. Gentner: Die Wellenlängenabhängigkeit der Kernphotoeffekte; mit Anhang: Die radioaktiven Isotope des Selens. Z. Physik **112**, 45—64 (1939).

Die γ-Absorptionsspektren der Kerne sind kontinuierlich und steigen im allgemeinen mit wachsendem $h\nu$ an. Anomal kleine Wirkungsquerschnitte, auf Grund deren man früher eine Selektivität des Kernphotoeffekts vermutet hatte, konnten nur bei den leichten Kernen nachgewiesen werden. Das Mischungsverhältnis der Bromisomeren als Funktion der Anregungsenergie und die radioaktiven Selenisotope werden untersucht. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin-Dahlem).

Sakata, Shoichi, and Yasutaka Tanikawa: On the capture of the mesotron by the atomic nucleus. Proc. phys.-math. Soc. Jap., III. s. **21**, 58—65 (1939).

Les auteurs examinent le problème, analogue à celui de l'effet photoélectrique, de l'absorption d'un mésoton par un noyau avec expulsion consécutive d'une particule lourde. Pour cela ils développent l'approximation non-relativiste de la théorie de l'interaction mésoton-particules lourdes en partant des équations vectorielles; ils calculent ensuite, par des méthodes calquées sur les méthodes ordinaires, la section efficace pour la capture d'un mésoton par un noyau. Pour une vitesse du mésoton $v \ll c$, petite, on obtient une section efficace $\Phi = 4{,}5 \cdot 10^{-28}\, v/c\ \mathrm{cm}^2$. *A. Proca* (Paris).

Fuchs, K.: On the stability of nuclei against β-emission. Proc. Cambridge Philos. Soc. **35**, 242—255 (1939).

Aus der qualitativen Eigenschaft, daß die Kernkräfte Sättigungscharakter haben, und der Annahme einer Anziehung zwischen gleichen Kernteilchen folgen Bedingungen für die Anzahlen der Neutronen und Protonen in den gegen β-Zerfall stabilen Kernen. Die so entstehende Einteilung des Gebietes der stabilen Kerne in einem zweidimensionalen Diagramm wird mit der empirischen Verteilung verglichen. *F. Hund.*

Meitner, Lise, and O. R. Frisch: Disintegration of uranium by neutrons: A new type of nuclear reaction. Nature, Lond. **143**, 239—240 (1939).

Die Entdeckung von Hahn und Strassmann, daß der Urankern bei Beschießung mit Neutronen in zwei genähert gleich große Kerne zerspalten werden kann (dies. Zbl. **20**, 421), wird mit der Vorstellung in Zusammenhang gebracht, die den Kern mit einem Flüssigkeitstropfen vergleicht. Die elektrische Ladung setzt die Oberflächenspannung so herab, daß „Tropfen" höherer Ladung sich bei geringer Energiezufuhr in zwei kleine „Tropfen" spalten können. Wegen der Coulombschen Abstoßung müssen die Teile mit großer Energie (etwa 200 MV zusammen) auseinanderfahren. *F. Hund.*

Bohr, N.: Disintegration of heavy nuclei. Nature, Lond. **143**, 330 (1939).

Die Uranspaltung kommt so zustande, daß in dem Zwischenkern, der durch Eindringen eines Neutrons entsteht, die zugeführte Energie gelegentlich in eine besondere Schwingungsform dieses „Tropfens" übergeht, also durch eine starke „Schwankung" in der Verteilung der Energie auf die verschiedenen Freiheitsgrade. *F. Hund* (Leipzig).

Bohr, N.: Resonance in uranium and thorium disintegrations and the phenomenon of nuclear fission. Phys. Rev., II. s. **55**, 418—419 (1939).

Mit der Deutung der Uranspaltung als Folge einer starken Schwankung in der Verteilung der Energie des Zwischenkernes auf die verschiedenen Freiheitsgrade werden Besonderheiten im Wirkungsquerschnitt gegenüber langsamen und raschen Neutronen bei U und Th verständlich. *F. Hund* (Leipzig).

Perrin, Francis: Calcul relatif aux conditions éventuelles de transmutation en chaîne de l'uranium. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1394—1396 (1939).

Die bei der Uranspaltung frei werdenden Neutronen können die Reaktion selbst wieder auslösen und zur Kettenreaktion machen, wenn die verwendete Uranmenge hinreichend groß ist. Entstehen pro Spaltung 3 Neutronen und werden diese nicht verlangsamt, so braucht man eine Urankugel vom Radius 130 cm oder, wenn man sie mit einer stark reflektierenden, schwach absorbierenden Schicht umgibt, ein etwa dreimal kleineres Volumen.

C. F. v. Weizsäcker (Berlin-Dahlem).

Feather, N.: The time involved in the process of nuclear fission. Nature, Lond. **143**, 597—598 (1939).

Beschießung einer Uranschicht mit schnellen Neutronen. Aus der Asymmetrie in der räumlichen Verteilung der Spaltungsprodukte wird geschlossen, daß die Zeit zwischen der Einfangung des Neutrons durch den Urankern und seiner Zerspaltung kürzer als $5 \cdot 10^{-13}$ sec ist.

J. Meixner (Gießen).

Abelson, Philip: Further products of uranium cleavage. Phys. Rev., II. s. **55**, 670 (1939).

Von den Spaltprodukten des Urans werden Sb, Te und J chemisch abgetrennt; jedes der 3 Elemente kommt in 4 isomeren Formen vor. Das 8-Tage-Isotop des Jods läßt sich als J^{131} identifizieren.

Jensen (Hamburg).

Mouzon, J. C., R. D. Park and J. A. Richards jr.: Gamma-rays from uranium activated by neutrons. Phys. Rev., II. s. **55**, 668 (1939).

Beim Beschießen des Urans mit langsamen Neutronen tritt harte γ-Strahlung auf, die durch ihre sekundären Comptonelektronen in der Wilsonkammer nachgewiesen werden konnte; die Energie der Elektronen reichte bis zu 6 Mill. V und für einige Elektronen darüber hinaus bis zu 9 Mill. V. Die γ-Strahlung kann nach Ansicht der Verff. nicht allein dem Neutroneneinfang (Entstehung des β-aktiven Isotops U^{239}) zugeschrieben werden, sondern auch die Spaltprodukte des Urans müssen γ-Strahlung emittieren, also beim Aufbrechen des Urans in hochangeregten Zuständen entstehen.

Jensen (Hamburg).

Halban jun., H. von, F. Joliot and L. Kowarski: Number of neutrons liberated in the nuclear fission of uranium. Nature, Lond. **143**, 680 (1939).

Fortsetzung und quantitative Auswertung der Versuche über Neutronenvermehrung in wässerigen Uranylsalzlösungen (vgl. dies. Zbl. **20**, 422). Für die Zahl der neu entstehenden Neutronen pro Zertrümmerung eines Urankerns wird der Wert $3{,}5 \pm 0{,}7$ gefunden. (Wegen Vergleichs mit den Ergebnissen anderer Forscher vgl. bei Flügge, nachsteh. Referat.) — Die Möglichkeit einer Kettenreaktion im Uran, bei der explosiv die Kernenergien frei würden, wird diskutiert.

H. Jensen (Hamburg).

Flügge, S.: Kann der Energieinhalt der Atomkerne technisch nutzbar gemacht werden? Naturwiss. **27**, 402—410 (1939).

Bericht über die Möglichkeit einer Reaktionskette von Uranspaltung und Neutronenerzeugung. Empirisch entstehen pro Spaltungsprozeß etwa zwei Neutronen. Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte für Einfang, Spaltung und Streuung werden angegeben und der Verlauf der Reaktionskette diskutiert. Durch Zusatz von Cd kann eine Stabilisierung bei einer bestimmten Temperatur erreicht werden. Spontane Explosionen kommen anscheinend wegen zu geringer Mächtigkeit der Lagerstätten in der Natur nicht vor.

C. F. v. Weizsäcker (Berlin-Dahlem).

Magnan, Claude: Sur les neutrons émis lors de la bipartition de l'uranium sous l'action des neutrons. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1218—1220 (1939).

Roberts, R. B., L. R. Hafstad, R. C. Meyer and P. Wang: The delayed neutron emission which accompanies fission of uranium and thorium. Phys. Rev., II. s. **55**, 664 (1939).

Nach Aufhören der Beschießung des Urans mit langsamen und schnellen Neutronen wird noch eine Emission von Neutronen beobachtet mit einer Halbwertszeit von etwa 12 sec. Die Energie dieser verzögert emittierten Neutronen ist etwa $^1/_2$ Mill. Volt. Dieselbe Beobachtung beim Thorium. — Vgl. hierzu auch Szilard und Zinn, Phys. Rev. **55**, 799 (1939), die diesen Effekt nicht bestätigen konnten.

H. Jensen (Hamburg).

Szilard, Leo, and Walter H. Zinn: Instantaneous emission of fast neutrons in the interaction of slow neutrons with uranium. Phys. Rev., II. s. **55**, 799—800 (1939).

Frank-Kamenecki, G.: The secondary radiation produced by the penetrating component of the cosmic rays. C. R. Acad. Sci. URSS, N. s. **21**, 168—171 (1938).

Um festzustellen, ob die weiche Komponente der Höhenstrahlung nur aus Sekundärteilchen besteht, wird Höhenstrahlung mit zwei Geiger-Müller-Zählern untersucht, nachdem sie 10 cm Pb bzw. 10 cm Pb + 35 cm Al bzw. kein Filter durchsetzt hat. Es ergibt sich, daß die weiche Komponente in Pb 4,5%, in Al 11%, in der Atmosphäre 33% der harten Komponente beträgt. Durch Vergleich mit der Formel von Bhabha (Proc. London Math. Soc. A, **164**, 257; dies. Zbl. **21**, 93) mit dem Meßwert für Pb ergibt sich, daß die Masse der Primärteilchen von der Größenordnung 1000 Elektronenmassen ist. — Der Sprung in der Anzahl der weichen Teilchen zwischen Atmosphäre und Al scheint zu zeigen, daß in der ungefilterten Strahlung ein großer Teil der weichen Strahlung von der harten Komponente unabhängig, also nicht Sekundärstrahlung ist. Doch kann dies auch durch verschiedene Umstände vorgetäuscht sein. Wenn dagegen, nach den direkten Messungen von Nielsen und Morgan (Phys. Rev. **54**, 245; dies. Zbl. **21**, 92) praktisch die ganze weiche Strahlung aus Sekundärteilchen besteht, ergibt sich aus den Messungen des Verf., daß die Sekundärstrahlung in der Atmosphäre im Gleichgewicht siebenmal so intensiv ist wie in Blei. *W. Franz* (Königsberg i. Pr.).

Montgomery, C. G., and D. D. Montgomery: The nature of the soft component of the cosmic radiation. J. Franklin Inst. **227**, 419—421 (1939).

Nach Swann (dies. Zbl. **20**, 282) sind die experimentellen Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit der Annahme, daß die weiche Komponente der kosmischen Strahlung aus geladenen Korpuskeln besteht, die ihre Energie gemäß $-dE/dx = \lambda E + \alpha$ verlieren; α = Energieverlust durch Anregung und Ionisation, λE = Energieverlust durch Erzeugung von Sekundärteilchen, beide pro Wegeinheit. Strahlung, Paarbildung und Schauererzeugung geben für Protonen einen Wert von λ in der richtigen Größenordnung, und zwar überwiegt die Schauererzeugung die beiden anderen Prozesse um viele Größenordnungen; für Elektronen gibt der Energieverlust durch Strahlung allein schon einen viel zu großen Wert von λ. Es scheint also, daß die Teilchen der weichen Komponente der kosmischen Strahlung Protonen sind, die ihre Energie in der Hauptsache durch Schauererzeugung und durch Anregung und Ionisation verlieren.

J. Meixner (Gießen).

Schmeiser, K.: Die auslösende Strahlung der harten Ultrastrahlschauer. Z. Physik **112**, 501—511 (1939).

Zählrohrkoinzidenzversuche ergaben: In geringen Schichtdicken des schauerauslösenden Materiales (1,5 cm Pb) werden die weichen Schauer (große Winkeldivergenz) vorwiegend durch ionisierende, die harten Schauer (geringe Winkeldivergenz) durch nichtionisierende Primärteilchen ausgelöst. In dicken Schichten (15 cm Pb) werden harte Schauer hauptsächlich durch ionisierende Teilchen (geladene Mesotronen) ausgelöst, ein geringer Teil evtl. auch durch ungeladene Mesotronen. Vergleich mit theoretischen Überlegungen Wentzels (vgl. dies. Zbl. **20**, 422) zur Entstehung von Mesotronenschauern. *H. Jensen* (Hamburg).

Grivet-Meyer, Thérèse: Effets secondaires des rayons cosmiques dans le plomb. C. R. Acad. Sci., Paris **208**, 1216—1218 (1939).

Untersuchungen über Schauerbildung bei verschiedenen Bleidicken in verschiedenen Tiefen unter der Erde. *Jensen* (Hamburg).

Nielsen, W. M., and K. Z. Morgan: The absorption of the penetrating component of the cosmic radiation. Physic. Rev., II. s. **53**, 915 a. **54**, 245—248 (1938).

Zählrohrmessungen der Intensität der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung in den Linviller Höhlen bei einer Tiefe von ungefähr 35 m unter Felsen wurden mit Bleiabsorbern bis zu 500 g/cm² zwischen den Rohren ausgeführt. Dabei ergab sich Übereinstimmung in der Koinzidenzzahl innerhalb und außerhalb der Höhlen mit den Ergebnissen anderer Forscher. Der Absorptionskoeffizient der harten Strahlen in den Höhlen beträgt etwa 0,0002 cm²/g. Daher muß die durchdringende Komponente von geladenen Teilchen herrühren, so daß es unnötig erscheint, etwa einen Übergang von Höhenstrahlen zu ungeladenen Teilchen, z. B. Neutrinos bei großen Tiefen anzunehmen. Die Strahlung unterliegt einem