Werk

Titel: Atomphysik

Ort: Berlin

Jahr: 1951

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0037|log11

Kontakt/Contact

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

info@digizeitschriften.de

auch für kompliziertere Strömungsprobleme geeignet zu sein. Verff. untersuchen ferner die Wirkung kleiner Störungen und zeigen, daß diese im Bereich der Stoßwellen gedämpft werden, während sie sich außerhalb der Stoßwellen unverändert fortpflanzen. Das Gleichungssystem hat also im Bereich der Stoßwelle den Charakter einer Diffusionsgleichung, außerhalb davon jedoch hyperbolischen Charakter.
Wuest (Göttingen).

Herzfeld, Karl F.: Betrachtungen über Knotenflächen bei Schwingungsproblemen. Z. Naturforsch. **3a**, 457—460 (1948).

L'A. considera le superficie nodali nei problemi di vibrazioni e completa o estende alcuni teoremi già conosciuti relativi a due dimensioni o al solo caso delle variabili separabili. — Per es. la dimostrazione di A. Sommerfeld (Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. VI, Wiesbaden, 1947, pp. 176—177) del teorema che al crescere degli autovalori cresce anche la „finezza" (Feinheit) della suddivisione del campo in campi di segno alternato si estende da due ad un qualunque numero di dimensioni. — La proprietà che se le linee nodali passano per uno stesso punto ivi esse formano angoli eguali si estende a tre dimensioni. — Nel caso di un numero qualunque di dimensioni, una superficie nodale o è chiusa o va all'infinito o termina al contorno. — L'A. dedica infine alcune riflessioni alla variazione adiabatica delle oscillazioni e afferma che il numero delle superficie nodali può variare.
G. Lampariello (Messina).

Green, George: Waves in deep water due to concentrated surface pressure. Phil. Mag., J. theor. exper. appl. Phys., London, VIII. S. **39**, 738—743 (1948).

Kaleckaja, É. M.: Zur Theorie des hydraulischen Stoßes in Gasleitungen. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **72**, 1029—1032 (1950) [Russisch].

L'A. étudie la propagation adiabatique d'une onde de choc dans un gaz le long d'une conduite cylindrique; il est tenu compte de la compressibilité du gaz, de la non-constance, de la vitesse de propagation et de l'élasticité de la conduite. L'A. forme l'équation indéfinie aux dérivées partielles que vérifie l'énergie par unité de masse et indique diverses méthodes d'intégration approchée de celle-ci.
J. Kravtchenko (Grenoble).

Markov, I. M.: Über die räumliche Strömung einer Flüssigkeit in einem richtenden und einem rotierenden Turbinengitter, die hintereinander angeordnet sind. Doklady Akad. Nauk. SSSR, n. S. **71**, 245—248 (1950) [Russisch].

Etudiant la couche limite dans le voisinage des aubes des turbines, l'A. note: $\overline{MM'} = y$, un élément de normale en M à l'aube; φ, l'angle des vitesses en M et M'. Moyennant des hypothèses simplificatrices convenables, il forme l'équation différentielle du premier ordre en $\varphi(y)$, dont il calcule une solution approchée, valable dans le voisinage de la périphérie de la couche. Il conclut de là à l'existence des déplacements radiaux du liquide, qui peuvent être orientés soit vers la périphérie, soit en sens inverse ($d\varphi/dy \lesseqgtr 0$). — Bien entendu, l'analyse qui précède ne saurait prétendre à la rigueur; mais l'A. souligne l'importance (au point de vue technique) que présente le phénomène décrit. *J. Kravtchenko* (Grenoble).

Dmitriev, G. T.: Berechnung der Charakteristiken einer stationären, sich fließend verändernden Bewegung in prismatischen Kanälen. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **68**, 825—827 (1949) [Russisch].

Es handelt sich um die Fortpflanzung von Wellen in einem prismatischen Kanal bei einer langsam veränderlichen Strömung, also ein Problem der Hydraulik.
Hamel (Landshut).

Atomphysik.

Quantenmechanik:

● **Hund, Friedrich: Einführung in die theoretische Physik. V.: Atom- und Quantentheorie.** (Meyers Kleine Handbücher Bd. 56/57.) Leipzig: VEB Bibliographisches Institut 1950. 311 S.

Als Abschluß der „Einführung in die theoretische Physik" behandelt dieser Band den atomistischen Bau der Materie, das Versagen der klassischen Physik und die Grundzüge der Quantentheorie. — Ausgehend von der Atomvorstellung werden zunächst deren Erfolge skizziert, dann aber am Beispiel der Wärmestrahlung und der spezifischen Wärme fester Körper das Auftreten des Wirkungsquantums dargestellt und gezeigt, wie dessen Einbau in die statistische Mechanik zu einer „Quantenstatistik" führt, die diese (und andere) Effekte zu erklären vermag. — Anschließend wird das Ungenügen der klassischen Mechanik und Elektrodynamik für ein Verständnis des Atombaus und der Serienspektren dargelegt, und über die Bohrschen Postulate der Weg zum Korrespondenzprinzip gezeigt. Die allgemeine Formulierung dieses Prinzips mit Hilfe der Phasenintegrale sowie des Paulischen Ausschlußprinzips erlaubt dann ein Verständnis des Schalenbaus der Atome und damit des periodischen Systems; das Vektormodell der Atome gestattet sogar eine Einführung des Spins. Über eine Verschärfung des Korrespondenzprinzips gelangt man schließlich zur Heisenbergschen Matrixmechanik, als erster Form der Quantenmechanik, die sich so allerdings zunächst als bloße Vorschrift darbietet. Ein tieferes Verständnis, welches diese Vorschrift zur Theorie erhebt, wird erreicht in den folgenden Kapiteln. Zunächst wird an Hand des Comptoneffektes die Lichtquantenhypothese erörtert, und dann gezeigt, daß man durch Anwendung der Boseschen Statistik auf diese Lichtteilchen zur selben (Planckschen) Formel für die Energieverteilung der Strahlung im thermischen Gleichgewicht gelangt, die man auch durch die Annahme quantisierter Eigenschwingungen des Wellenbildes erhalten hatte. D. h. Wellen- und Teilchenbild, je mit einer nicht klassischen Abänderung (quantisierte Amplituden resp. Ununterscheidbarkeit) versehen, liefern dasselbe, mit der Erfahrung verträgliche Resultat. Hier zeigt sich zum ersten Male die Überwindung der Dualität Welle-Korpuskel durch die Quantentheorie. Anschließend wird in konsequenter Fortführung des Gedankens das Wellenbild der Materie aufgestellt und sein Verhältnis zum Teilchenbild erörtert. Man gelangt so zu der Heisenbergschen Kritik der Verwendung klassischer Begriffe im Mikroskopischen und ihrer Krönung: den Unbestimmtheitsrelationen. Aufbauend darauf wird nun die Wellenmechanik des Einteilchenproblems in Schrödingerscher Form aufgestellt und der Äquivalenzbeweis mit der Heisenbergschen Matrixmechanik wenigstens angedeutet. Damit ist eine einheitliche Quantentheorie gewonnen, die Wellen- und Teilchenbild umfaßt, und der korrespondenzmäßige Anschluß an diese beiden Bilder hergestellt. Eine Erörterung der wichtigsten Folgerungen aus dieser Quantentheorie des Einteilchenproblems sowie eine kurze Einführung in die Quantentheorie des Mehrteilchenproblems (unter Berücksichtigung von Spin und Austauschentartung) beschließen das Buch, das zuletzt in einen wissenschafts-historischen Ausblick mündet. *Schafroth.*

Powell, John L.: Recurrence formulas for Coulomb wave functions. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **72**, 626—627 (1947).

Für Lösungen der Differentialgleichung

$$\frac{d^2F}{d\varrho^2} + \left\{1 - \frac{2\eta}{\varrho} - \frac{L(L+1)}{\varrho^2}\right\} F = 0$$

werden Rekursionsformeln hinsichtlich des Parameters L hergeleitet; d. h. die angegebenen Relationen verbinden Lösungsfunktionen, die bei gleichen Werten ϱ und gleichen Werten η zu verschiedenen Werten L — nämlich L und $L-1$ — gehören.

Müller (Mainz).

Kallmann, Hartmut und Max Päsler: Neue Behandlungs- und Darstellungsmethode wellenmechanischer Probleme. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **2**, 292—304 (1948).

Der Arbeit liegt die Idee zugrunde, die zur Behandlung von Differentialgleichungen der Physik in den letzten Jahren in zunehmendem Maße herangezogene Methode der Laplace-Transformation auf die Schrödingergleichung anzuwenden. Die Methode ist hier aufs engste verwandt mit der seit langem gebräuchlichen des Überganges vom Koordinatenraum zum Impulsraum; letztere aber erfolgt durch Fouriertransformation an der dreidimensionalen partiellen Differentialgleichung, während hier ein gemischtes Verfahren angewandt wird, wie das im Abschnitt 3 der Arbeit durchgeführte Beispiel des Elektrons im Coulombfeld zeigt: Die Abseparation der Winkel erfolgt wie üblich im Koordinatenraum, und transformiert wird alsdann lediglich die (gewöhnliche) Differentialgleichung für den Radialteil. Die Arbeit enthält in den beiden ersten Abschnitten eine für den praktischen Rechner nützliche Zusammenstellung der wichtigsten Beziehungen über Laplace-Transformationen. Das behandelte Beispiel enthält natürlich keine neuen Ergebnisse. *Flügge.*

Kallmann, Hartmut und Max Päsler: Allgemeine Behandlung des H-Atoms mit beliebigen Anfangsbedingungen mittels der Laplace-Transformation und deren phy-

sikalische Bedeutung. Mitteilung II zu „Eine neue Behandlungs- und Darstellungsmethode wellenmechanischer Probleme". Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **2**, 305—320 (1948).

Im Anschluß an die vorstehende Arbeit wird zunächst die Methode gegen die Fouriertransformation auf Impulse abgegrenzt. Als weiteres Beispiel wird der harmonische Oszillator behandelt. Endlich erfolgt die Diskussion der (radialen) Differentialgleichung des Coulombfeld-Problems für beliebige Randbedingungen, d. h. die Berechnung auch solcher Lösungen, die im Unendlichen nicht verschwinden, also keine Lösungen des Schrödingerschen Eigenwertproblems sind. *Flügge.*

Eisenhart, Luther Pfahler: Separation of the variables in the one-particle Schroedinger equation in 3-space. Proc. nat. Acad. Sci. USA **35**, 412—418 (1949).

L'A. cherche, de l'équation de Schrödinger, des solutions de la forme $\psi = X_1 X_2 X_3$, où X_i est fonction de la seule variable x^i et où les (x^i) forment un système de coordonnées curvilignes orthogonales de l'espace euclidien, avec la métrique (*) $ds^2 = \Sigma H_i^2 (dx^i)^2$. L'A. cherche à cet effet à quelles conditions les H_i^2 sont de la forme

$$H_1^2 = \varphi_2 \varphi_3 \psi_2 \psi_3;\ H_2^2 = \varphi_3 \varphi_1 \psi_3 \psi_1;\ H_3^2 = \varphi_1 \varphi_2 \psi_1 \psi_2$$

où les φ_i sont fonctions de la seule variable x^i et les ψ_i ne contiennent pas x^i. La nullité des composantes du tenseur de courbure de (*) fournit dans les différents cas la forme des H_i^2 et l'A. cherche dans quels cas les H_i^2 ont la forme de Stäckel. Ces résultats complètent ceux obtenus dans deux papiers précédents [Ann. Math., Princeton, II. S. **35**, 284—305 (1934); Phys. Rev. **74**, 87—89 (1948)]. *Lichnerowicz.*

Bartlett, M. S. and J. E. Moyal: The exact transition probabilities of quantum-mechanical oscillators calculated by the phase-space method. Proc. Cambridge phil. Soc. **45**, 545—553 (1949).

In einer früheren Arbeit (dies. Zbl. **31**, 336) wurde die Zuordnung von Wellenfunktionen $\psi(q)$ zu Verteilungsfunktionen $F(p, q)$ im Phasenraum untersucht; sie geschieht durch

$$F(p, q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(q - \tfrac{1}{2}\hbar\tau)\, e^{-i\tau p}\, \psi(q + \tfrac{1}{2}\hbar\tau)\, d\tau.$$

Den Eigenfunktionen $u_n(q)$ eines wellenmechanischen Problems lassen sich in entsprechender Weise Eigenfunktionen

$$f_{kn}(p, q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_k^*\, (q - \tfrac{1}{2}\hbar\tau)\, e^{-i\tau p}\, \psi(q + \tfrac{1}{2}\hbar\tau)\, d\tau$$

zuordnen, nach denen eine Verteilungsfunktion $F(p, q, t)$ in üblicher Weise entwickelt werden kann. Die Verteilungsfunktion $F(p, q, t)$ läßt sich mittels einer Transformationsfunktion aus der Verteilungsfunktion $F(p_0, q_0, t_0)$ gewinnen

$$F(p, q, t) = \iint k(p, q | p_0, q_0; t - t_0)\, F(q_0, p_0, t_0)\, dp_0\, dq_0.$$

Die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs von einem Zustand k nach einem Zustand n in einem Zeitintervall t ist exakt durch

$$p_{kn}(t) = h \iiiint f_{nn}^*(p, q)\, k(p, q | p_0, q_0; t - t_0)\, f_{kk}(p_0, q_0)\, dp\, dq\, dp_0\, dq_0$$

gegeben. Hierin sind f_{kk} und f_{nn} Eigenfunktionen im Phasenraum für das ungestörte Problem. — Für den harmonischen Oszillator mit einer Störungsenergie $q E(t)$, wo $E(t)$ eine beliebige Zeitfunktion ist, liegen besonders einfache Verhältnisse vor, da sich die Transformationsfunktion explizit angeben läßt. Die f_{kn} und die $p_{kn}(t)$ werden streng berechnet. Für kleine Störungen stimmen die Ergebnisse mit denen einer üblichen Störungsrechnung überein; für zunehmende Störungsenergie werden Multipol-Übergänge immer wahrscheinlicher; die häufigsten Übergänge sind solche, bei denen die Energieänderung annähernd der Arbeit der störenden Kräfte gleich ist. *J. Meixner* (Aachen).

Taub, A. H.: A special method for solving the Dirac equations. Rev. modern Phys., New York **21**, 388—392 (1949).

Verf. beschreibt eine neue Methode zur Lösung der Diracgleichung für ein Elektron in einem gegebenen Felde. Die Methode ist nicht für jedes Feld anwendbar. Z. B. versagt sie für ein konstantes Feld. Im Feld einer ebenen Welle beliebiger Form ergeben sich wieder die Lösungen von D. M. Volkow [Z. Phys. **94**, 25 (1935)] und N. D. Sengupta (dies. Zbl. **30**, 92). *Kockel* (Leipzig).

Johnson, M. H. and B. A. Lippmann: Motion in a constant magnetic field. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 828—832 (1949).

Das hochgradig entartete Problem der Bewegung einer geladenen Partikel in einem homogenen magnetischen Feld wird nichtrelativistisch und relativistisch behandelt. Operatoren für die Bahnzentren werden eingeführt, ihre Verknüpfung mit den Operatoren der Energie, des Drehimpulses und des magnetischen Moments untersucht und Eigenfunktionen der Operatoren des Bahnzentrums und der Energie bestimmt. *Kockel* (Leipzig).

Johnson, M. H. and B. A. Lippmann: Relativistic motion in a magnetic field. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 702—705 (1950).

In einem inhomogenen Magnetfeld (Diracsche Theorie) kommutieren der Energieoperator H und der Operator $J = c\pi\sigma$. Damit existieren notwendigerweise Eigenfunktionen, die zugleich Eigenfunktionen von H und J sind. Sie stellen Zustände dar, in denen der Spin parallel oder antiparallel zum Materiestrom ist. Differentialgleichungen für die Bestimmung solcher Zustände werden angegeben und näher untersucht, was sich beim Übergang zum homogenen Magnetfeld und beim Verschwinden des Feldes (Übergang zur freien Partikel) ergibt. *Kockel.*

Havas, Peter: Prozesse zwischen leichten Teilchen nach der Diracschen Theorie. — Eine Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von B. Kockel. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **7**, 413—414 (1950).

Kockel, B.: Bemerkung zur vorstehenden Arbeit. Ebenda, 415 (1950).

Feynman, R. P.: The theory of positrons. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 749—759 (1949).

Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen, das sich zur Zeit t_1 an einem Orte 1 befand, zur Zeit t_2 an einem Orte 2 anzutreffen, läßt sich bekanntlich durch die Ausbreitung eines Wellenpaketes beschreiben. Für die kräftefreie Bewegung ist die Funktion K_0 wohlbekannt. Verf. zeigt auf Grund seiner früher [Rev. mod. Phys. **20**, 367 (1948)] entwickelten Methode, daß unter dem Einflusse eines Potentials U die Funktion K_0 übergeht in ein $K(2,1) = K_0(2,1) + K_1(2,1) + K_2(2,1) + \cdots$ mit

$$K_1(2,1) = -i \int K_0(2,3)\, U(3)\, K_0(3,1)\, d\tau_3$$

$$K_2(2,1) = (-i)^2 \iint K_0(2,4)\, U(4)\, K_0(4,3)\, U(3)\, K_0(3,1)\, d\tau_3\, d\tau_4$$

($d\tau = d^3x\, dt$). Die Wahrscheinlichkeitsamplitude, eine Partikel im Zustande $\chi(x_2, t_2)$ zu finden, wenn man von einem $\psi(x_1, t_1)$ ausgeht, ist dann

$$\int \chi^*(2)\, K(2,1)\, \psi(1)\, d^3x_1\, d^3x_2.$$

Dieses Verfahren läßt sich auf die Bewegung von positiven Teilchen nach der Dirac-Theorie übertragen, indem man wie Stueckelberg [Helv. phys. Acta **15**, 23—37 (1942)] und der Verf. [Phys. Rev., Lancaster Pa., II S. **74**, 939—946 (1948)] die durch Überlagerung von Zuständen negativer Energie entstehenden Wellenpakete als Teilchen auffaßt, die mit positiver Energie in negativer Zeitrichtung laufen. Ein Paarerzeugungsprozeß wird z. B. durch eine Weltlinie beschrieben, die bis zu einem bestimmten Zeitpunkte in negativer und dann in positiver Zeitrichtung fortschreitet; entsprechend lassen sich auch virtuelle Paarbildungen auffassen Durch Fortschreiten längs dieser Weltlinien, mit denen man an Stelle der der Erzeugung und Vernichtung unterworfenen Massen die unveränderliche Ladung verfolgt, wird es möglich, ein

allgemeines Schema für die Übergangsmatrizen z. B. bei Streuprozessen hinzuschreiben. Für die Auswertung hat man im allgemeinen von der Koordinaten-Zeit-Beschreibung zu einer Impuls-Energie-Darstellung überzugehen. (Einzelheiten bei F. J. Dyson, dies. Zbl. **32**, 237, wo auch die Äquivalenz dieses Formalismus mit dem von Schwinger und Tomonaga gezeigt wird.) Es werden auch Prozesse untersucht, an denen mehrere Teilchen, jedoch ohne Wechselwirkung, teilnehmen. Eine folgerichtige Interpretation scheint nur bei Annahme des Ausschließungsprinzips möglich zu sein. In einem Anhang wird die Äquivalenz der vorliegenden Theorie mit der Löchertheorie bei zweiter Quantelung nachgewiesen. *Wessel.*

Costa de Beauregard, Olivier: Sur l'utilisation non paradoxale de la causalité avancée dans le point de vue spatio-temporel global. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1637—1639 (1950).

L'Au. montre comment, dans le formalisme des interactions entre corpuscules et champs développé par R. P. Feynman (voir l'analyse précéd.), la probabilité non superquantifiée P_{12} de la transition du premier ordre $1 \to 2$, comprenant à la fois les diffusions d'électrons ou de positrons et les créations ou annihilation de paires, n'exprime pas la probabilité réelle de la transition, mais que cette probabilité est de la forme $n_1 P_{12} n_2$, n_1 et n_2 représentant les nombres de corpuscules initialement présents dans l'état initial et finalement présents dans l'état final la transition étant supposée faite. De même la probabilité feynmanienne correspondant à l'effet Compton généralisé sur un électron libre subissant la transition $p_1, \psi_1 \rightleftarrows p_2, \psi_2$ tandis que le photon superquantifié subit la transition $n_1, q_1, e_1 \rightleftarrows n_2, q_2, e_2$ (e_1, e_2 vecteurs polarisation) avec $p_1 - p_2 + q_1 - q_2 = 0$, s'exprime par

$$n_2 \{ \int\int\int\int \bar{\psi}_2 [e_2 (p_1 + q_1 - m)^{-1} e_1 + e_1 (p_1 - q_2 - m)^{-1} e_2] \psi_1 |^2 \delta\omega \} n_1 .$$

Les considérations exposées montrent que l'introduction de la causalité avancée qui s'introduit dans le point de vue spatio-temporel global ne fait apparaître aucun paradoxe. *G. Petiau* (Paris).

Visconti, Antoine: Équation intégrale opératorielle d'évolution d'un système physique. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1744—1746 (1950).

En admettant que les prévisions concernant un système physique caractérisé par un opérateur d'évolution $U(t, t_0)$ évoluent selon une loi héréditaire au sens de V. Volterra, $U(t, t_0)$ satisfait à l'équation intégrale

$$U(t, t_0) = U^0(t, t_0) + \int_{t_0}^{t} F(t, \tau)\, U(\tau, t_0)\, d\tau$$

où F est un opérateur linéaire. Le formalisme de la théorie des prévisions qui se déduit de ces hypothèses se raccorde avec la théorie de M. R. P. Feynman (ce Zbl. **37**, 124) ainsi qu'à la théorie de la matrice S de Heisenberg. *G. Petiau.*

Pauli, W. and F. Villars: On the invariant regularization in relativistic quantum theory. Rev. modern Phys, New York **21**, 434—444 (1949).

In den Arbeiten von J. Schwinger über Quantenelektrodynamik [Phys. Rev., II. S. **75**, 651—679, 1912—1925 (1949) und dies. Zbl. **32**, 94] kommt es darauf an, bestimmte Ausdrücke in den „D- und Δ-Funktionen" an den singulären Stellen dieser Funktionen auszurechnen. Da diese Funktionen selbst schon singuläre Funktionen d. h. eigentlich nur durch einen Grenzprozeß zu definieren sind, kann man bei der Berechnung der gewünschten Ausdrücke ganz verschiedene Resultate erhalten je nach der Art des Grenzprozesses und der Reihenfolge der verschiedenen Grenzprozesse. Verff. geben nun ein eindeutig definiertes Verfahren, das in den betrachteten Fällen zu vernüftigen endlichen Resultaten führt. Es beruht darauf, daß man die singuläre Δ_m-Funktion zur Masse m ersetzt durch eine reguläre Funktion

$$\Delta_m^R = \Delta_m + \sum_i c_i \Delta_{M_i}$$

unter Zuhilfenahme der „Massen“ M_i, die man zum Schluß nach Durchführung aller weiteren Operationen gegen Unendlich gehen läßt. Damit die obige Funktion wirklich regulär wird, müssen die Bedingungen $1 + \sum_i c_i = 0$, $m^2 + \sum_i c_i M_i^2 = 0$ erfüllt werden. Verff. zeigen dann, wie in den einzelnen Fällen die Schwingerschen Ausdrücke zu regularisieren sind. — Die Bedeutung dieser Arbeit liegt weniger darin, ein Rechenverfahren zu geben, als vielmehr darin, eine Richtung zu weisen, in der vielleicht eine zukünftige Theorie durch „wirkliche“ (d. h. in der Natur vorkommende) Massen zu einer singularitätenfreien Theorie wird.

G. Ludwig (Berlin).

Broglie, Louis de: Sur la convergence des intégrales dans le problème de la polarisation du vide. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 2061—2063 (1950).

Es wird vorgeschlagen, in dem bei der Behandlung der Polarisation des Vakuums auftretenden divergenten Integral konvergenzerzeugende Faktoren einzufügen, die durch eine frühere Untersuchung des Verf. (dies. Zbl. **34**, 427) nahegelegt werden.

Lehmann (Jena).

Roberts, K. V.: Field dynamics. I. Classical, II. Quantum. Phys. Rev., Lancaster Pa., II S. **77**, 146—147 (1950).

Es wird eine allgemeine Formulierung von klassischen und quantisierten Feldtheorien in der Wechselwirkungsdarstellung gegeben. Besonderes Gewicht wird auf die Parametrisierung der in dieser Darstellung auftretenden raumartigen Flächen gelegt. *Schafroth* (Zürich).

Valatin, Jean G.: La représentation d'interaction et l'espace de configuration. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1456—1458 (1950).

L'Au. examine les conditions dans lesquelles par l'emploi de la représentation d'interaction et de l'espace de configuration il est possible de donner une représentation correcte du point de vue relativiste des systèmes de particules en interaction. La description relativiste de l'interaction des particules dans l'espace de configuration nécessite l'introduction en plus des variables de temps de chaque particule $t^{(1)}, t^{(2)} \cdots t^{(f)}$, d'une variable d'espace-temps x, y, z, t jouant le role de paramètre et liée aux interactions. Le passage d'un système de référence à un autre nécessite de distinguer les variables d'espace-temps des particules et celles de l'interaction bien que les observations correspondent à $t = t^{(1)} = \cdots = t^{(f)}$. La théorie développée admet une forme covariante en remplaçant les plans de simultanéité par des surfaces du genre espace de l'espace-temps. *G. Petiau* (Paris).

Borsellino, Antonio: Sulle coppie di elettroni create da raggi gamma in presenza di elettroni. Rev. Univ. nac. Tucumán, A **6**, 7—35 (1947).

Scopo della memoria è un'applicazione del metodo delle perturbazioni di Dirac e dei principi dell'elettrodinamica quantistica per analizzare la generazione di coppie di elettroni nel processo di interazione fra raggi γ ed elettroni. L'A. calcola la sezione efficace elementare per la formazione di una coppia ed anche la sezione efficace totale, ricercando infine i valori asintotici di questa in corrispondenza a piccole e grandi energie del quanto γ incidente. L'espressione della sezione efficace totale viene discussa e in particolare viene rappresentato con un diagramma l'andamento di tale sezione in funzione dell'energia del quanto incidente. Un confronto é istituito fra i due casi che la generazione di una coppia avvenga in presenza di un elettrone o di un nucleo. *G. Lampariello* (Messina).

Ghizzetti, Aldo: Sul calcolo di un integrale che compare nella teoria della produzione di coppie di elettroni. Rev. Univ. nac. Tucumán, A **6**, 37—50 (1947).

L'oggetto della memoria è il calcolo, adatto per valutazioni numeriche di precisione, di un integrale che, secondo il dott. A. Borsellino (vedi la recensione precedente) esprime la sezione efficace totale per la generazione di una coppia di

elettroni da parte di raggi γ in presenza di elettroni. La riuscita del metodo usato qui dall'A. è dovuta all'introduzione di due certi integrali che si riconducono agli integrali ellittici completi di 2^a specie. Le serie di Schlömilch permettono allora di effettuare delle valutazioni numeriche di grande precisione. *G. Lampariello.*

Gel'fand, I. M. and A. M. Jaglom: Allgemeine relativistische invariante Gleichungen und unendlich-dimensionale Darstellungen der Lorentzgruppe. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **59,** 655—658 (1948) [Russisch].

In Verallgemeinerung der Diracgleichung werden Gleichungen des Typs

$$\sum_{\nu=0}^{s} L^\nu \frac{\partial \psi}{\partial x^\nu} + i\,k\,\psi = 0$$

betrachtet, bei denen die Werte der Funktionen $\psi(x^0, x^1, x^2, x^3) = \psi(c\,t, x, y, z)$ einem endlich- oder unendlichdimensionalen Raum R angehören, in dem Darstellungen der Lorentzgruppe wirken. L^0, L^1, L^2, L^3 sind Matrizen im Raume R und k ist eine reelle Zahl. Mit Hilfe der von Gelfand und Neumark (Najmark) angegebenen irreduziblen unendlichdimensionalen Darstellungen der Lorentzgruppe [Acad. Sci. USSR. J. Phys. **10**, 93—94 (1946)] wird die allgemeine Gestalt der Gleichungen des obigen Typs betrachtet, die bei Lorentztransformationen invariant sind. *K. Schröder* (Berlin).

Gião, Antonio: Sur la quantification du champ métrique et les interactions particules-champs. I. Application au champ électrique. C. r. Acad. Sci., Paris **230,** 278—280 (1950).

A partir de sa théorie unitaire [par exemple Portugaliae Math. **5**, 145—192 (1946)], l'A. esquisse une méthode de quantification des champs qui conduit directement aux potentiels de L. de Broglie (ce Zbl. **43**, 426, 427). Si g_{ik} et ω_{ik} sont les tenseurs fondamentaux interne et externe, T_{ik} et U_{ik} les tenseurs d'impulsion-énergie matérielle et électrique, les quantifications correspondantes sont liées par les relations

$$(*) \qquad T_{ik}^{(lm)} = \tfrac{1}{4}\, T^{(l)}\, g_{ik}^{(lm)}; \quad U_{ik}^{(lm)} = \tfrac{1}{4}\, U^{(l)}\, \omega_{ik}^{(lm)}$$

où $l = 1$ pour les états sans rayonnement et $l = 2$ pour les états de rayonnement, l'indice m servant à distinguer les états quantiques de chacune des classes. A partir de (*) et des équations fondamentales de sa théorie unitaire, l'A. retrouve en particulier le potentiel scalaire de L. de Broglie. *Lichnerowicz* (Paris).

Gião, Antonio: Sur la quantification du champ métrique et les interactions particules-champs. II. Application aux champs magnétique et nucléaire. C. r. Acad. Sci., Paris **230,** 434—436 (1950).

L'A. applique la même méthode que dans sa précédente note [voir référat précédent] à l'étude du champ nucléaire et du champ magnétique. En particulier l'énergie W_0 du champ nucléaire d'une particule est, dans le cas statique,

$$W_0 = \frac{2}{3}\left(\frac{(m_0)_e\, c^2}{e}\right)^2 |\vec{B}_g|^2 \frac{(\xi_1 - \xi_2)^2}{4(\xi_1 + \xi_2)}$$

où les notations proviennent de celles de L. de Broglie (ce Zbl. **34**, 426, 427), ce qui est en accord avec les résultats de celui-ci. Un résultat analogue est établi pour l'énergie du champ électromagnétique. *Lichnerowicz* (Paris).

Gião, Antonio: Sur la quantification du champ métrique et les interactions particules-champs. III. Systèmes de particules. C. r. Acad. Sci., Paris **230,** 1740—1742 (1950).

L'A. applique ses résultats de deux Notes précédents (voir référats précédents) pour obtenir des expressions des tenseurs métriques quantifiés d'un système de particules. On notera que les moyennes quantiques $\langle (g_{ik})_\nu \rangle$ et $\langle (\omega_{ik})_\nu \rangle$ des champs métriques de la particule ν restent finies pour la distance spatiale r_ν tendant vers zéro. De ces expressions, il résulte que le champ newtonien est dû à l'interaction des particules tandis que le champ coulombien présente le double aspect d'un champ d'interaction et d'un champ propre à chaque particule. *Lichnerowicz* (Paris).

Gião, Antonio: Sur la quantification du champ métrique et les interactions particules-champs. IV. Application au spectre de l'hydrogène. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1838—1840 (1950).

En introduisant, dans les équations de Dirac de l'électron, les potentiels quantifiées calculés dans les notes antérieures de l'A. (voir référats précédents), on montre que la structure hyperfine du spectre de l'hydrogène peut être traitée comme une petite perturbation de l'énergie propre de l'électron due à son interaction avec les champs propres non coulombiens du proton. *Lichnerowicz* (Paris).

Bau der Materie:

● **Wagner, K. W. (Herausgeber): Das Molekül und der Aufbau der Materie. — Vorträge von W. Kossell, F. Hund, E. Justi, O. Kratky und P. A. Thiessen.** (Die Wissenschaft, Band 101.) Braunschweig: Friedr. Vieweg und Sohn, 1949, VII, 319 S.; 18,80 DM.

Das vorliegende Buch enthält eine Reihe von Vorträgen, die im Winter 1943/44 an der Berliner Technischen Hochschule gehalten wurden. In vier Vorträgen behandelt zunächst W. Kossel in sehr anschaulicher Weise die Grundtatsachen des Atombaues, der Ionenbindung und der Wachstums- und Abbauprozesse bei Kristallen. Anschließend berichtet F. Hund in mehr mathematischer Weise über die Grundbegriffe der Quantentheorie und ihren Einfluß auf die Struktur der Atome, Moleküle und festen Körper. In zwei weiteren Vorträgen werden von E. Justi die aus der Molekülstruktur zu gewinnenden kalorischen Daten bei Gasen (spezifische Wärmen, Reaktionswärmen) und deren Einfluß auf die thermische Zustandsgleichung besprochen. Und schließlich werden in den beiden letzten Vorträgen die wichtigsten Eigenschaften von Makromolekülen durch O. Kratky und von Kolloiden durch P. A. Thyssen gebracht. *F. Sauter* (Göttingen).

Bethe, H. A.: Bemerkungen über die Wasserstoff-Eigenfunktion in der Diracschen Theorie. Z. Naturforsch. **3a**, 470—477 (1948).

In Zusammenhang mit der Theorie der Lamb-Retherford-Verschiebung entsteht die Aufgabe, Mittelwerte einiger Operatoren (V, E_{kin}, β) für die Eigenfunktionen der Diracschen Theorie des H-Atoms zu berechnen. Verf. benutzt dazu die Eigenfunktionen im Impulsraum, nachdem er zuerst den Virialsatz der Diracschen Theorie auf einfache Weise hergeleitet hat. Ohne Benutzung expliziter relativistischer Eigenfunktionen gelingt es dann, solche Mittelwerte bis zu Größen von der Ordnung der Feinstruktur zu bestimmen. *Kockel* (Leipzig).

Breit, G., G. E. Brown and G. B. Arfken: The effect of nuclear motion on the hyperfine structure of hydrogen. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1299—1304 (1949).

Verff. gehen aus von der Breitschen Differentialgleichung des Systems Proton-Elektron. Sie bestimmen die Hyperfeinstruktur in der Ordnung $\alpha^2 \cdot m/M$ [Energie = Ry $(1 + a_1\alpha^2 + a_2\alpha^4 + \cdots + b_1\alpha^2 \cdot m/M + \cdots)$]. Der nächste Term von der Ordnung $\alpha^4 \cdot m/M$ hängt von der Größe des „Protonradius" und der Abänderung der Coulombenergie im „Inneren des Protons" ab, bleibt also unsicher. *Kockel.*

Brown, G. E. and G. B. Arfken: Effects of the proton radius on nuclear motion correction for the hyperfine structure of hydrogen. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1305—1306 (1949).

Die Annahme eines endlichen Protonenradius ändert die potentielle Energie und damit die Eigenfunktion des Wasserstoff-Grundzustands. Da der Radius und das Potential im Innern des Protons nicht bekannt sind, ergeben sich Unsicherheiten in der relativen Größenordnung $\alpha^2 m/M$ für die Hyperfeinstruktur (s. vorsteh. Referat). *Kockel* (Leipzig).

Breit, G., G. B. Arfken and W. W. Clendenin: Spectroscopic isotope shift and nuclear polarization. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 390—406 (1950).

Für eine Abschätzung der Hyperfeinstrukturaufspaltung betrachten die Verff. ein Atommodell mit einem Elektron und einem polarisierbaren Kern, der in einem Grundzustand und einem angeregten Zustand existieren kann. Innerhalb des Kerns wird das Potential auf das Elektron, ebenso wie das Störglied, als konstant angenommen. Die auf die Diracsche Wellengleichung angewandte Störungsrechnung gestattet unter der üblichen Voraussetzung, daß das Kernvolumen zum Atomgewicht proportional ist, eine Berechnung der Energieänderung. Die Berücksichtigung der Elektronendichte im Außengebiet gestattet eine Verfeinerung der Energieabschätzung für $s_{\frac{1}{2}}$- und $p_{\frac{1}{2}}$-Elektronen. Schließlich wird die Energieänderung mit Hilfe einer Zerlegung in Legendresche Polynome noch aufgespalten in einen Pol- und einen Dipolanteil. Dabei erweist sich dieser als wahrscheinlich vernachlässigbar, während der Polanteil, der durch die Kernanregung bedingt ist, von der Größenordnung der beobachteten Linienverschiebungen ist. Der Sprung in der Linienverschiebung beim Übergang von geraden zu ungeraden Isotopen kann aus der benutzten Polarisationsdeutung plausibel gemacht werden. Möglicherweise sind die nach der Theorie des Kernvolumeneinflusses zu kleinen Beobachtungswerte der Isotopenaufspaltung aus einer teilweisen Kompensation des Volumeffektes durch die Polarisation zu verstehen. *Kratzer* (Münster).

Pluvinage, Ph.: Fonction d'onde approchée à un paramètre pour l'état fondamental des atomes à deux électrons. Ann. Phys., Paris, XII. S. **5**, 145—152 (1950).

Zur näherungsweisen Berechnung der Energie im Grundzustand eines Atoms mit zwei Elektronen wird die Wellenfunktion als Produkt von zwei Wellenfunktionen des nS-Zustandes des Einelektronenproblems für die beiden Elektronen und einer unbekannten Funktion des gegenseitigen Elektronenabstandes angesetzt. Diese muß einer Gleichung genügen, die als Wellengleichung eines Stoßvorganges zwischen den beiden Elektronen gedeutet werden kann. Die stetig veränderliche Wellenzahl dieser Stoßgleichung geht als Parameter in die Lösungsfunktion ein, die sich durch eine konfluente hypergeometrische Funktion darstellen läßt. Nach dem Ritzschen Verfahren wird der Parameterwert bestimmt, bei dem der Eigenwert ein Minimum ist. Die numerische Auswertung gibt Energiewerte, deren Differenz gegen die beobachteten Werte etwas kleiner ist als bei der zweiten Näherung von Hylleraas. *Kratzer* (Münster).

Biermann, Ludwig und Eleonore Trefftz: Wellenfunktionen und Übergangswahrscheinlichkeiten der Leuchtelektronen des Atoms Mg. I. 1. Teil. Z. Astrophys. **26**, 213—239 (1949).

Es wird den Berechnungen die Variationsmethode von Fock zugrunde gelegt: Stationarität der Gesamtenergie eines Zustandes gegenüber Variation der Wellenfunktionen. Dem Ausdruck für die Gesamtenergie als Summe aus Rumpfenergie, Wechselwirkung der Leuchtelektronen mit dem Kern, Coulombsche und Austausch-Wechselwirkung der Elektronen untereinander, wird ein Polarisationsterm angefügt und damit die Übereinstimmung der berechneten mit den beobachteten Energietermen verbessert. Die Polarisierbarkeit wird aus den $4f$-Termen bestimmt. Die ausreichende Erfüllung der Orthogonalität der Funktionen wird abgeschätzt. Beschreibung der Rechenmethodik und Tabellen für die normierten Wellenfunktionen der Zustände $(3s, 3s)\,{}^1S$, $(3s, 3p)\,{}^1P$, $(3s, 3p)\,{}^3P$, $(3s, 3d)\,{}^3D$, $(3s, 4f)\,{}^3F$ und für die Oszillatorenstärken der Linien $3\,{}^1S - 3\,{}^1P$, $3\,{}^3P - 3\,{}^3D$ und $3\,{}^3D - 4\,{}^3F$. *Burkhardt* (Weil/Rhein).

Trefftz, Eleonore: Wellenfunktionen und Übergangswahrscheinlichkeiten der Leuchtelektronen des Atoms Mg I. 2. Teil. Z. Astrophys. **26**, 240—263 (1949).

In Erweiterung der Rechnungen des ersten Teiles werden hier solche Zustände berechnet, die durch andere Zustände gleicher Multiplizität, gleichen Drehimpulses,

gleicher räumlicher Orientierung desselben und gleichen Symmetriecharakters, aber mit anderen Elektronenkonfigurationen gestört werden. Dazu gehören die $(3s, nd)\,^1D$-Zustände, die durch $(3p, 3p)\,^1D$ gestört werden und der Grundzustand $(3s, 3s)\,^1S$, beeinflußt durch $(3p, 3p)\,^1S$. Berücksichtigung dieser Störungen ergibt sehr gute Übereinstimmung dieser Terme mit den Beobachtungen. Auch die Oszillatorenstärken werden z. T. dadurch stark beeinflußt. Tabellen für Oszillatorenstärken von einer Reihe von Linien und für die ungestörten Wellenfunktionen der Zustände $(3s, nd)\,^1D$, $(3s, 4f)\,^1F$, $(3s, 4s)\,^3S$, $(3p, 3p)\,^1D$, $(3p, 3p)\,^1S$ und $(3p, 3p)\,^3P$.

Burkhardt (Weil/Rhein).

McWeeny, R.: Gaussian approximations to wave functions. Nature, London **166**, 21—22 (1950).

In Proc. R. Soc. London A **200**, 542—554 (1950) schlägt Boys vor, bei der Berechnung von Atom- und Moleküleigenfunktionen als variierbare Approximationen Produktaggregate von Funktionen der Form $x^l y^m z^n \exp(-a r_0^2)$ zu benutzen, da dann die Integrationen bei den Störungsrechnungen ausführbar sind. Verf. stellt fest, daß er bereits in seiner Dissertation (Oxford 1948) aus dem gleichen Grunde solche Gaußsche Verteilungsfunktionen benutzt hat. Als weiteren Vorteil der Verwendung Gaußscher Funktionen betont er, daß dabei die Wellenfunktionen im Lagen- und im Impulsraum die gleiche Gestalt haben und daß auch Coulombsche und Yukawa-Potentiale sich im Impulsraum bequem durch Gaußsche Funktionen ausdrücken lassen. Für Einkörper-Wellenfunktionen erweist sich die Methode als sehr zweckmäßig. Dabei ist es vorteilhaft, die Basisfunktionen aus mehreren Hermiteschen Folgen zu wählen; von den beiden Ansätzen

$$\psi(1s) = \varrho_1 \exp(-\alpha r^2) + \varrho_2 r^2 \exp(-\alpha r^2) + \cdots$$

und

$$\psi(1s) = \varrho_1 \exp(-\alpha_1 r^2) + \varrho_2 \exp(-\alpha_2 r^2) + \cdots$$

ist der zweite wesentlich günstiger. Der Grund hierfür ist, daß die exakte Lösung für große Umpulse p sich wie $1/p^4$ verhält, während der erste Ansatz für beliebig viele Glieder zu $\exp(-S p^2)$ proportional ist. Die gute Konvergenz des zweiten Ansatzes zeigt der Verf. an dem Zahlenbeispiel des $1s$- und $2p$-Zustandes eines wasserstoffähnlichen Atoms, wo bereits mit 2 Gliedern der Energieeigenwert bis auf 2,8 und 1,3% richtig dargestellt wird. Während für He und H_2^+ die Methode ebenfalls aussichtsreich erscheint, machen alle molekularen Aufgaben wahrscheinlich einen Ansatz mit sehr großer Gliederzahl notwendig. *Kratzer* (Münster).

Singh, R. P.: Relativistic Thomas-Fermi atom. Indian J. Phys. **24**, 19—22 (1950).

Verf. gibt eine relativistische Verallgemeinerung der Thomas-Fermi-Gleichung für die Bestimmung der Elektronendichte-Verteilung in einem Atom, die für das Studium des inneren Zustandes der überdichten „weißen Zwergsterne" von Wichtigkeit sein dürfte. *H. Vogt* (Heidelberg).

Koppe, Heinz: Streuquerschnitt von Atomen für unelastische Streuung schneller Elektronen. Z. Phys., Berlin **124**, 658—664 (1948).

Die Streuung von Elektronen an Atomen interessiert in der elektronenmikroskopischen Praxis, insbesondere bei kleineren Streuwinkeln. Ältere Rechnungen von Heisenberg (1931) auf Grund des Thomas-Fermi-Modells versagen hier. Zur Verbesserung wird nach dem Vorgehen von Heisenberg die gemischte Dichte eingeführt; ein den Wirkungsquerschnitt bei kleinen Geschwindigkeiten bestimmendes Integral hierüber hängt ziemlich stark vom Verhalten des Thomas-Fermi-Feldes bei großen Radien ab, wo dieses Feld mit der Wirklichkeit am schlechtesten übereinstimmt. Verf. bemerkt, daß das gleiche Integral in der Berechnung der magnetischen Suszeptibilität auftritt, so daß an Stelle des Integrals der empirische Wert der letzteren eingeführt werden kann. Für größere Geschwindigkeiten wird das

Heisenbergsche Resultat übernommen. Eine im Gesamtbereich gültige einfache Überschlagsformel wird angegeben. Für Ionen sollte die Methode nur geringe Korrekturen erfordern, für Metalle ist sie nicht anwendbar, da die Streuung an den Leitungselektronen nicht richtig wiedergegeben wird. *Flügge* (Marburg).

Margenau, H.: Inversion frequency of ammonia and molecular interaction. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1423—1429 (1949).

Da beim Ammoniakmolekül (Pyramide) zwei durch Inversion auseinander hervorgehende, energetisch gleichwertige Zustände möglich sind, muß durch Austauschentartung eine Aufspaltung auftreten, deren Energiedifferenz durch die Resonanzfrequenz bestimmt ist. Die Wechselwirkung von zwei Dipolmolekülen aufeinander ergibt eine weitere Aufspaltung und demgemäß zwei Inversionsfrequenzen, deren Betrag und Wahrscheinlichkeit mit dem Molekülabstand sich ändert. Dabei wächst die relative Intensität der kleineren Frequenz auf Kosten derjenigen der größeren mit abnehmendem Abstand. Dieses Ergebnis wird rechnerisch aus dem Störungsproblem für zwei lineare ruhende und rotierende Moleküle gewonnen. Bei drei Molekülen ergibt sich unter vereinfachenden Annahmen über ihre gegenseitige Lage das Auftreten von drei Frequenzen, von denen wieder diejenige, deren Betrag kleiner ist als im ungestörten Falle, mit abnehmendem Molekülabstand an Intensität zunimmt. In jedem Falle ergibt also die Rechnung eine Abnahme der beobachtbaren mittleren Inversionsfrequenz mit wachsendem Druck. Die Übereinstimmung mit der Erfahrung ist überraschend gut bis zu Drucken von einer Atmosphäre, bei höheren Drucken ist sie nicht mehr befriedigend. *Kratzer* (Münster).

Nielsen, Harald H.: A note on the centrifugal stretching in axially symmetric molecules. Phys Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 415—416 (1950).

Verf. berechnet für mehratomige axialsymmetrische Moleküle die Glieder zweiter Ordnung im Hamiltonschen Operator, die aus der Deformationsfähigkeit der Moleküle entspringen, und bestimmt daraus störungstheoretisch die Änderung der Energieeigenwerte. Bei einer Schwingung senkrecht zur Figurenachse verändern die Corioliskräfte die Trägheitsmomente derart, daß Energieänderungen von der gleichen Größenordnung auftreten wie bei der Deformation durch die Zentrifugalkräfte. Sie gehen mit der dritten Potenz der Rotationsquantenzahlen und äußern sich in einer meßbaren Änderung der Aufspaltung in Abhängigkeit von den Oszillationsquantenzahlen. *Kratzer* (Münster).

Bonino, Giov. Battista e Eolo Scrocco: Indici di legame e spettri di oscillazione nelle molecole poliatomiche. Atti Accad. naz. Lincei, Rend. Cl. Sci. fisic. mat. natur., VIII. S. **6**, 421—428 (1949).

Grad, Harold: On the kinetic theory of rarefied gases. Commun. pure appl. Math., New York **2**, 331—407 (1949).

Gegenstand der Arbeit ist die kinetische Gastheorie eines einatomigen Gases mit einer Komponente und ihre Durchführung mittels der Boltzmannschen Fundamentalgleichung und des Stoßzahlansatzes. Sie setzt sich kritisch mit den in dieser Theorie gemachten Grundannahmen auseinander und zeigt einen neuen Weg, um zu höheren Näherungen für die Lösung der Boltzmannschen Fundamentalgleichung zu gelangen. Während die bisherigen höheren Näherungen, auch wenn man sie beliebig weit treibt, nur die thermodynamischen Begriffe enthalten und so nur einen kleinen Teil der Mannigfaltigkeit von Lösungen der Boltzmannschen Fundamentalgleichung approximieren, wird hier eine Folge von Näherungen angegeben, welche wesentlich allgemeiner sind. Die leitende Idee ist, die molekulare Verteilungsfunktion im Phasenraum als Funktion der Geschwindigkeit in Hermitesche Orthogonalfunktionen von drei Veränderlichen zu entwickeln und diese Entwicklung an einer bestimmten Stelle abzubrechen; die Entwicklungskoeffizienten werden als Zustandsvariable gewählt; die thermodynamischen Variablen kommen in der Gewichtsfunktion vor, welche diese Polynome definiert, und sind stets in den Zustands-

variablen enthalten. Die ersten Koeffizienten sind im wesentlichen die Spannungen und der Wärmestrom; sie spielen also hier die Rolle unabhängiger Variablen mit eigenen Anfangswerten und eigenen Differentialgleichungen. Insbesondere existiert keine universelle Beziehung, welche die Spannungen und den Wärmestrom durch die thermodynamischen Variablen und ihre Gradienten beliebiger Ordnung ausdrückt. — Die Entwicklung bis zu den Hermiteschen Polynomen dritten Grades wird eingehend untersucht und die zugehörigen makroskopischen Gleichungen, welche die üblichen aerodynamischen Gleichungen verallgemeinern, werden aufgestellt; sie stellen ein in sich geschlossenes Gleichungssystem dar und enthalten beispielsweise die Relaxationen der Spannungen und des Wärmestroms aber auch den unter besonderen Bedingungen gültigen Zusammenhang zwischen Spannungen und Wärmestrom einerseits, den Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten bis zur zweiten Ordnung andererseits. Die Proportionalität des Wärmestroms mit dem Temperaturgradienten gilt nur mehr unter besonderen Bedingungen. — Die Charakteristiken und die Grenzbedingungen dieses erweiterten Systems von Differentialgleichungen werden ausführlich untersucht. In dieser Näherung wird auch das H-Theorem formuliert, welches aber hier nicht für die Gleichgewichtsentropie, sondern für einen verallgemeinerten Ausdruck gilt. — Der Anhang enthält u. a. die Berechnung der speziellen Lösungen der Boltzmannschen Fundamentalgleichung, deren Geschwindigkeitsverteilung an jeder Stelle eine Maxwellsche ist, mathematische Ergänzungen und eine Abschätzung der Genauigkeit der durchgeführten dritten Näherung. *J. Meixner* (Aachen).

Waldmann, Ludwig: Zur Theorie des Lorentzschen Gasgemischs. Z. Naturforsch. **5a**, 322—327 (1950).

Als Lorentzsches Gasgemisch bezeichnet man eine Mischung von vielen schweren und wenigen leichten Atomen. Da sich für ein solches Gemisch nach Lorentz die Boltzmannsche Stoßgleichung für die Geschwindigkeitsverteilung der leichten Gaskomponente (bei Vernachlässigung der Rückwirkung der Zusammenstöße von leichten Teilchen mit schweren auf die Verteilung der letzteren und bei Vernachlässigung der Zusammenstöße der leichten Teilchen untereinander) für eine beliebige Wechselwirkung zwischen leichten und schweren Teilchen lösen läßt, kann man auch die Koeffizienten der Diffusion D_{12} und der durch die leichte Komponente bedingten zusätzlichen Wärmeleitung λ_1, sowie den Thermodiffusionsfaktor α berechnen. Zwischen diesen drei Koeffizienten bestehen die beiden Beziehungen

$$\alpha = (\partial \ln D_{12}/\partial \ln T)_p - 2, \quad \lambda_1 = n_1 D_{12} k(5/2 + d(\alpha T)/dT),$$

wobei n_1 die Teilchendichte der leichten Komponente bedeutet. *F. Sauter.*

Allis, William, P.: An error in a paper by Landau on Coulomb interactions in a plasma. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 146 (1949).

Verf. glaubt, L. Landau [Physik. Z. Sowjetunion **10**, 154 (1936)] Fehler in der Herleitung der Wechselwirkungsgleichungen bei Coulombschen Kräften nachweisen zu können. Die Richtigkeit der Gleichungen wird jedoch überzeugend in einer Erwiderung Landaus [Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 567 (1949)] bewiesen. *Fricke* (Hamburg).

Denisse, J. F.: Emissions radioélectriques d'origine purement thermique dans les milieux ionisés. J. Phys. Radium **11**, 164—171 (1950).

Die Emission radiofrequenter Wellen in einem ionisierten Medium in thermischem Gleichgewicht wird nach der Kramersschen Theorie der Elektronenbremsstrahlung berechnet; dabei wird die von den äußeren Bedingungen abhängige Form des g-Faktors diskutiert (Dichteabhängigkeit, Beziehung zum quantenmechanischen Wert). Außerdem folgt die Emission nach dem Kirchhoffschen Satz aus dem Absorptionskoeffizienten, der nach der Lorentzschen Stoßdämpfungstheorie berechnet

wird. Einfluß des Brechungsindex auf Emission und Absorption. Diskussion der Emission von Elektronen im Magnetfeld. Die Rechnungen und Ergebnisse stehen mit einer Reihe kürzlich erschienener Arbeiten anderer Autoren über das gleiche Gebiet in Einklang. *Burkhardt* (Weil/Rhein).

Christov, St. G.: Über die Quantenmechanik der elektrochemischen Polarisation der Metalle. C. r. Acad. Bulgare Sci. **1**, Nr. 1, 43—46 (1948).

Zur Erklärung der elektrochemischen Polarisation (Überspannung) nimmt Verf. in üblicher Weise an, daß ein Ion der Lösung einen Potentialberg überwinden muß, um an eine Wachstumstelle auf der Metalloberfläche zu gelangen. Aus dieser Vorstellung errechnet Verf. die Wachstumsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und der angelegten elektrischen Feldstärke, indem er den Potentialberg durch eine rechteckige Potentialschwelle idealisiert. Die Schlußformel wird für verschiedene Grenzfälle diskutiert, doch werden keine Zahlenwerte etwa für die Höhe der Schwelle oder dgl. angegeben, und kein unmittelbarer Vergleich mit experimentellen Ergebnissen gezogen. *F. Sauter* (Göttingen).

Kochendörfer, Albert und Alfred Seeger: Theorie der Versetzungen in eindimensionalen Atomreihen. I. Periodisch angeordnete Versetzungen. Z. Phys., Berlin **127**, 533—550 (1950).

Die Arbeit behandelt Versetzungen im linearen Fall, d. h. in einer elastisch gekoppelten Atomreihe, die sich in einem zeitlich konstanten und räumlich periodischen Potential bewegt. Verff. erweitern die Arbeit von Frenkel und Kontorova auf den Fall, daß die Periode des Potentials nicht mit dem Ruhabstand in der Atomreihe ohne Potential übereinstimmt, in der Absicht, damit die Verhältnisse bei plastisch inhomogen verformten Kristallen zu beschreiben (Verbiegung der Gleitebenen). In Teil I werden die Lösungen für periodische Versetzungsanordnungen angegeben und diskutiert. Bei der mathematischen Durchführung wird die Atomreihe als Kontinuum behandelt. *Leibfried* (Göttingen).

Read, W. T. and W. Shockley: Dislocation models of crystal grain boundaries. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 275—289 (1950).

Das bereits früher von den Verff. [Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **75**, 692—693 (1949)] diskutierte Modell, nach dem die Korngrenzen Versetzungsstruktur besitzen, wird in Einzelheiten untersucht. Die möglichen Versetzungsanordnungen werden beschrieben. Für die Korngrenzenenergie kubischer Kristalle ergibt sich mit Hilfe der zweidimensionalen Elastizitätstheorie $E = E_0\,\theta\,(1 - \ln\theta/\theta_m)$, wo θ den Winkel zwischen den Korngrenzenflächen bezeichnet, θ_m den Wert bei der maximalen Energie, der von der (elastizitätstheoretisch unbestimmten) Energie im Mittelpunkt der Versetzungen abhängt und experimentell bestimmt werden muß, und E_0 eine durch die Versetzungsstruktur bestimmte Funktion der elastischen Konstanten. Unter der Annahme isotroper elastischer Verhältnisse ergibt sich (bis auf einen mit der Orientierung der Korngrenzen etwas veränderlichen Faktor der Größenordnung 1 $E_0 = Ga/4\pi\,(1-\nu)$, wo G den Schubmodul, a die Gitterkonstante und ν die Poissonsche Zahl bezeichnen. [Bezüglich der Berechnung von E_0 unter Berücksichtigung der elastischen Anisotropie vgl. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 350 (1950).] Nach den Messungen der Abhängigkeit $E = E(\theta)$ von Dunn und Lionetti [Trans. A. I. M. E. **185**, 125 (1949)] ist in guter Näherung E tatsächlich eine lineare Funktion von $\theta \ln\theta$, wobei sich $\theta_m \sim 25°$ und $E_0 \sim 400$—$600\,\mathrm{erg/cm^2}$ ergibt. Auch die Beobachtungen von Lacombe (Rep. Brist. Conf. Phys. Soc., London 1948) über die zu „Adern" verbundenen feinen Ätzfiguren längs der Korngrenzen wenig verschieden orientierter Körner ($\theta \sim 0{,}075°$) führen auf den theoretisch zu erwartenden Wert des Abstandes der Versetzungen ($\sim 10^{-4}$ cm), wenn angenommen wird, daß jede Versetzung zu einer Ätzfigur Anlaß gibt. Zur Erklärung des von Zener und Kê beobachteten sogenannten amorphen Korngrenzenfließens wird die Dynamik des Modells untersucht und in diesem Zusammenhang eine Möglichkeit diskutiert, wie an den Kornecken durch Bewegung der Korngrenzen wanderungsfähige Versetzungen gebildet werden können. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Runge, Iris: Zum Ordnungsproblem in Mischkristallen. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **7**, 129—146 (1950).

Im Gegensatz zu den bisherigen Untersuchungen über den Ordnungszustand in Mischkristallen, die von vornherein den Gleichgewichtszustand als den Zustand größter Wahrscheinlichkeit ins Auge fassen, wird das Problem dynamisch ange-

griffen und die Übergänge verschiedener Zustände ineinander untersucht. Als vereinfachtes Bild wird ein zweidimensionales Gitter mit der Zusammensetzung 1:1 betrachtet. Nach dem Vorgehen von van der Waerden werden die richtig geordneten Bereiche durch polygonartige Grenzlinien längs der fehlgeordneten Atome voneinander getrennt und die Veränderungen derselben durch die möglichen Platzwechsel je zweier Atome untersucht. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Platzwechsels wird dann nach Bethe angenommen, daß nur nächste Nachbarn miteinander in Wechselwirkung stehen (Fehlordnungsenergie V), wodurch die Zahl der Platzwechsel mit verschiedenem Energieaufwand endlich wird und die möglichen Änderungen der Polygonzüge (es besteht eine Verkürzungstendenz) und ihre Wahrscheinlichkeit nach dem Boltzmannschen Prinzip berechnet werden können. Für tiefe Temperaturen $[x = \exp(-V/kT) \ll 1]$ wird dann die Zahl der Polygonarten bis zu 10 Polygonseiten (je von der Größe eines Atomabstandes) und die gesamte Fehlordnungsenergie als Reihe mit geradzahligen Potenzen von x berechnet, wobei höhere als 10-te Potenzen vernachlässigt werden. Die erhaltenen Zahlenfaktoren weichen für x^8 und x^{10} etwas von den von van der Waerden berechneten ab, was aber bei kleinen x ohne wesentliche Bedeutung ist. Es wird näher ausgeführt, daß bei tiefen Temperaturen eine für das ganze Gitter einheitliche Ordnung zu erwarten ist, wenn von höheren Temperaturen abgekühlt wird. Auf die bei dreidimensionalen Gittern zu erwartenden qualitativ gleichartigen Verhältnisse wird hingewiesen. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Cowley, J. M.: An approximate theory of order in alloys. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 669—675 (1950).

In üblicher Weise werden die Nahordnungsparameter α_i für die verschiedenen Abstandssphären i und der Fernordnungsparameter S definiert und gezeigt, daß $S \neq 0$ ist, wenn α_i für große i einen endlichen Grenzwert besitzt. Der Zusammenhang zwischen diesem und S hängt von der Gitterstruktur ab. Zur Berechnung des Temperaturverlaufs der α_i und von S wird die freie Energie F benutzt. Die Konfigurationsenergie ergibt sich als Bilinearform der α_i mit den mittleren Energieänderungen $V_{ij} = V_m$ $(m = |i-j|)$ beim Ersetzen zweier gleicher Atome in den Sphären i und j durch ungleiche Atome, der Entropieanteil hat die übliche Form. Zur Auswertung der Gleichgewichtsbedingungen $\delta F = 0$ wird angenommen, daß die $\delta\alpha_i$ voneinander unabhängig sind, was nur in erster Näherung zulässig ist. Durch Übergang zu großen i ergibt sich aus diesen Gleichungen der Temperaturverlauf des Fernordnungsparameters S, durch dessen Verschwinden die kritische Temperatur T_k bestimmt ist. Zur numerischen Auswertung der Gleichungen für Cu_3Au wird angenommen, daß alle $V_m = 0$ sind für $m > 2$ (Wechselwirkung bis zu übernächsten Nachbarn) und alle $\alpha_i = 0$ für $i > 5$, außerdem wird $V_2 = -V_1/10$ gesetzt. Der so erhaltene Temperaturverlauf der α_i und von S stimmt gut mit dem aus neueren Röntgenbefunden des Verf. (J. appl. Phys., im Druck) ermittelten Verlauf überein, im allgemeinen besser, als nach den bekannten Näherungen von Bethe, Bragg und Williams, Peierls und Kirkwood. Insbesondere der rasche Abfall der spezifischen Wärme beiderseits T_k wird wesentlich besser wiedergegeben. Theoretisch ergibt sich eine unendliche spezifische Wärme bei T_k (Unstetigkeiten der Ordnungsparameter) ohne latente Wärme (stetiger Energieverlauf). Die Bestimmung der Ordnungsparameter für beliebige Zusammensetzung in Systemen wie CuAu wird diskutiert und qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden erhalten. Verf. weist insbesondere darauf hin, daß seine Theorie unmittelbar zu experimentell prüfbaren Ergebnissen führt, während dies für die bisher durchgeführten strengen Rechnungen (C. Domb, dies. Zbl. **35**, 286; Kaufmann-Onsager, dies. Zbl. **35**, 428) nicht zutrifft. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Kockel, B.: Ordnungs-Unordnungs-Umwandlungen. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **7**, 18—32 (1950).

In den bisherigen Theorien der Ordnungs-Unordnungsumwandlungen (Bethe, Bragg und Williams) konnte der rasche Abfall der spezifischen Wärme beiderseits der kritischen Temperatur, insbesondere oberhalb derselben, nur durch einen Einfluß des Fernordnungsgrades erklärt werden. Es wird gezeigt, daß es nicht möglich ist, dieses Verhalten zu erklären, wenn man sich nur auf die Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn beschränkt, die unabhängig ist von den ferneren Nachbarn und der sonstigen Anordnung der Atome in der Legierung. Zu diesem Zweck

wird die Konfigurationsenergie in bekannter Weise durch die Zustandssumme ausgedrückt. Die darin auftretende Verteilungsfunktion war bisher nur für lineare Ketten bekannt. Sie wird nun, ausgehend von einer Abzählung für das quadratische Gitter, bei dem sie sich gut durch eine Fehlerfunktion darstellen läßt, unter Benutzung dieser Funktion für allgemeinere ebene und räumliche Gitter näherungsweise berechnet. In allen Fällen wird das genannte Ergebnis bestätigt. Dagegen ist es mit Hilfe obiger Voraussetzung möglich, die Ergebnisse der Weisschen Theorie des Ferromagnetismus zu erhalten, ohne daß man, wie Becker und Döring es getan haben, alle Atome als Nachbarn voneinander ansieht. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Belov, N. V.: Diamantene Symmetrieebenen und Darstellung derselben. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **59,** 701—702 (1948) [Russisch].

Unter „diamantenen" Symmetrieebenen werden die in der Raumgruppe des Diamanten ($O_h^7 - Fd3m$) parallel (100) vorhandenen Scharen C_s^4-Fd verstanden. Es wird eine neue Bezeichnung derselben vorgeschlagen, welche in einem in der USSR herauskommenden Tabellenwerk der 230 Raumgruppen angewandt werden soll. (Nach deutscher Übersetzung referiert.) *W. Nowacki* (Bern).

Belov, N. V.: Neue Strukturtypen mit dichtester Packung der zusammensetzenden Atome. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **65,** 677—679 (1949) [Russisch].

Verf. hat in seinem Buche „Die Struktur der Ionenkristalle und metallischen Phasen" (Moskau-Leningrad, 1947) eine Strukturtypensystematik vorgeschlagen, deren Grundprinzip in der dichtesten Packung der großen Ionen (Anionen) besteht. In der Arbeit wird gezeigt, daß sich die neuen Strukturbestimmungen an den Verbindungen der Transurane (Zachariasen) gut in diese Systematik einfügen. (Nach deutscher Übersetzung referiert.) *W. Nowacki* (Bern).

Kolmogorov, A. N.: Zur Frage der „geometrischen Auslese" der Kristalle. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **65,** 681—684 (1949) [Russisch].

Im Falle einer unendlichen, durch eine horizontale Gerade von unten begrenzten Halbebene ist die Wahrscheinlichkeit, wonach ein beliebiger Kristall bis zur Höhe h wachsen kann, für große h durch die Formal (1) $P(h, \lambda) = c\sqrt{s/\lambda h}$ gegeben, mit c = const., s = Zahl der Richtungen des maximalen Wachstums ($s = 2$ bei Quadraten, $s = 1$ bei Rhomben, λ = mittlere Zahl der Kristallkeime pro Längeneinheit der die Halbebene begrenzenden Geraden). — Im räumlichen Fall (durch Horizontalebene begrenzter Halbraum) wird die zu (1) analoge asymptotische Formel ($h \to \infty$) $P(h, \lambda) = c'/\sqrt{\lambda h}$ (c' = const., in komplizierter, exakt nicht zu berechnender Weise von der Kristallform abhängig). [Nach deutscher Übersetzung referiert.] *W. Nowacki* (Bern).

Belov, N. V. u. Bjeljajev, L. M.: Kristallische Struktur des Ramsayits $Na_2Ti_2Si_2O_9$. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **69,** 805—808 (1949).

Akulov, N. S. und Ja. I. Fel'dštejn: Eine Anwendung der Gruppentheorie zur Analyse der Anisotropie von Kristallen. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **70,** 593—596 (1950) [Russisch].

In einem anisotropen (oder isotropen) Raum laufe ein Prozeß ab, der durch die lineare Beziehung $\boldsymbol{B} = A\,\boldsymbol{C}$ zweier Vektoren $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{C}$ dargestellt wird. Dabei ist A ein Tensor, welcher die Bedingung

$$T_k\, A(s) = \pm A(T_k s) \cdot T_k$$

erfüllt. Die T_k sind die Elemente der Gruppe, welche den Raum in sich selbst überführt (Deckoperationen). Es werden für kubische und hexagonale Kristalle die Anisotropiegesetze abgeleitet (nach deutscher Übersetzung ref.). *Nowacki.*

Lyons, James W.: Statistical theory of elementary processes of plastic deformation. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **73,** 413—414 (1948).

Es werden zunächst die Wahrscheinlichkeiten für die Entstehung von Versetzungen in einer Ebene in Richtung und in Gegenrichtung der äußeren Spannung

angegeben und dann folgende Annahmen gemacht: Die Entstehungswahrscheinlichkeit für eine Versetzung ist eine Funktion der in der Ebene wirkenden Kraftkomponente und ist unabhängig von dem Richtungssinn der Kraft. Für die Gleitgeschwindigkeit ergibt sich dann auf Grund allgemeiner Funktionsgleichungen $d\varepsilon/dt = A \sinh B\tau$, wo A und B Konstanten sind und τ die Schubspannung bezeichnet. Diese Gleichung besitzt die von Nadai und Andern vorgeschlagene Form. Es wird darauf hingewiesen, daß durch die vorliegenden Betrachtungen ein Rahmen geschaffen wurde, in den mehr in Einzelheiten gehende Vorstellungen eingebaut werden können. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Leibfried, Günther: Über den Einfluß thermisch angeregter Schallwellen auf die plastische Deformation. Z. Phys., Berlin **127**, 344—356 (1950).

Es wird angenommen, daß eine Versetzung gegenüber den Schallwellen einen von der Wellenlänge Λ und der Richtung unabhängigen Wirkungsquerschnitt σ der Größe λ^2 besitzt (λ Gitterkonstante). Für die durch eine Schallwelle mit dem Schubspannungsverlauf $\tau = \tau_0 \cos(\varkappa x - \omega t)$ auf eine ruhende Versetzung ausgeübte mittlere Kraft $\bar{K}_0$ ergibt sich unter Benutzung des Zusammenhangs zwischen Kraft und Schubspannung sowie zwischen gestreuter Energie und Wirkungsquerschnitt: $\bar{K}_0 = \varkappa \sigma \Lambda \tau_0^2/4\pi G$ und für eine mit der Geschwindigkeit v bewegte Versetzung: $\bar{K} = \bar{K}_0 - \varkappa \sigma v \tau_0^2/2\omega G$. Dabei bezeichnet G den Schubmodul. Durch Summation über alle angeregten Schallwellen erhält man die Reibungskraft $R = -\sigma(v/c_t)(\bar{\varepsilon}/10)$, wo $\bar{\varepsilon}$ die mittlere Energiedichte der elastischen Wellen angibt und c_t die Geschwindigkeit der Transversalwellen. Die maximale Geschwindigkeit v_m, welche eine Versetzung unter dem Einfluß einer äußeren Schubspannung τ_a annehmen kann, wird damit $v_m = c_t(\tau_a/\tau^*)$ mit $\tau^* = \bar{\varepsilon}/10$. Zahlenmäßig wird z. B. für Aluminium $\tau^* = 7\,\mathrm{kp/mm^2}$ und mit $\tau_a = 0{,}5\,\mathrm{kp/mm^2}$: $v_m = 0{,}07\,c_t$. Die Bewegungsgeschwindigkeit der Versetzungen ist also stets klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit, weshalb ein von F. C. Frank diskutierter Vorgang der Vervielfachung von Versetzungen nicht stattfinden kann. Die von den Schallwellen selbst erzeugte Schubspannung ist von der Größe $\tau' = 0{,}07G$, liegt also in der Nähe der sog. theoretischen Schubspannung τ_{th} von etwa $G/2\pi$. Definiert man die Schmelztemperatur T_S durch die Forderung, daß bei ihr $\tau' = \tau_{\mathrm{th}}$ wird, so ergibt sich die Beziehung $G\lambda^3/kT_S = 95$, die praktisch mit der Lindemannschen Formel übereinstimmt. *A. Kochendörfer* (Stuttgart).

Curien, Hubert: Diffraction des neutrons par les cristaux. Rev. sci., Paris **87**, 222—227 (1950).

Kurzer Bericht.

Finkelstein, R. J.: Scattering of neutrons in polycrystals. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **72**, 907—913 (1947).

Die bisher nicht durchgeführte Berechnung des Streuquerschnittes von Neutronen für unelastische Zusammenstöße höherer Ordnung (Mehrfachstöße), die unter Zugrundelegung des Debyeschen Modells der Gitterschwingungen sehr unübersichtlich werden würde, wird unter Zugrundelegung des Einsteinschen Modells (voneinander unabhängige Oszillatoren einer einzigen Frequenz) durchgeführt. Diese Stöße sind dann mit mehrquantigen Übergängen einzelner Oszillatoren verknüpft. Sie sind inkohärent, so daß die Streuintensitäten addiert werden können und der Streuquerschnitt eines Vielkristalls sich durch Mittelung über die Querschnitte der Kristallite ergibt. Das Wechselwirkungspotential wird durch eine Summe von δ-Funktionen mit verschiedenen Konstanten dargestellt. Die Ergebnisse stimmen erwartungsgemäß mit den von Fermi für amorphe Stoffe erhaltenen im wesentlichen überein, ausgenommen bei hohen Neutronenenergien, welche die Bindungsenergie wesentlich überschreiten, bei welchen Kerne aus dem Kristallverband herausgeworfen werden können. Der Impulsaustausch erfolgt dann vorwiegend zwischen den sto-

ßenden Neutronen und den emittierten Kernen, für eine Impulsaufnahme durch das Gitter besteht nur eine geringe Wahrscheinlichkeit. Es werden auch die elastischen kohärenten Streuquerschnitte berechnet, die bei Energien der Größe 1 eV von Bedeutung sind. Sie stimmen im wesentlichen mit den nach dem Debyeschen Modell berechneten überein. Für den bei sehr langsamen Neutronen von Bedeutung werdenden Absorptionsquerschnitt versagt das Einsteinsche Modell. Die theoretischen Ergebnisse für den gesamten (elastischen + unelastischen) Streuquerschnitt sind in guter Übereinstimmung mit den an Beryllium erhaltenen Meßergebnissen.

A. Kochendörfer (Stuttgart).

Fano, U., H. Hurwitz jr. and L. V. Spencer: Penetration and diffusion of X-rays. V. Effect of small deflections upon the asymptotic behavior. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 425—426 (1950).

Die Berücksichtigung von Winkelablenkungen auf den asymptotischen Verlauf der Röntgenintensität erfordert, daß die Konstante k_0 in der früheren Formel $x^{k_0} \exp(-\mu_0 x)$ (s. dies. Zbl. **35**, 280) durch den Eigenwert einer von Wieck angegebenen Gleichung ersetzt wird. *W. Glaser* (Wien).

Hosemann, Rolf: Röntgeninterferenzen an Stoffen mit flüssigkeitsstatistischen Gitterstörungen. Z. Phys., Berlin **128**, 1—45 (1950).

Es wird betont, daß man zur Deutung der Röntgendiagramme vieler Stoffe neben den bei Kristallen bisher betrachteten Gitterstörungen „1. Art", welche Verrückungen der Bausteine (Atome, Moleküle) gegenüber bestimmten definierten Ideallagen angeben, auch Störungen „2. Art" betrachten muß, die flüssigkeitsstatistischen Charakter besitzen und Verrückungen der Bausteinmittelpunkte (Streumassenschwerpunkte) gegenüber den Ideallagen beschreiben. Beide Arten von Störungen werden als unabhängig voneinander angenommen. Für die Störungen 2. Art wird in Erweiterung der früheren Untersuchungen für lineare Gitter (dies. Zbl. **35**, 140), in denen gezeigt wurde, daß sich die gestreute Amplitude und Intensität durch die Laplacetransformierte der Statistiken der Gitterstrichdicke und ihrer Abstände ausdrücken läßt, gezeigt, daß im dreidimensionalen Fall dasselbe mit Hilfe der Fouriertransformierten der Baustein- und Abstandsstatistiken möglich ist. Der Gitterfaktor (erweiterter Strukturfaktor) läßt sich durch eine Gitterknotenfunktion im Fourierraum darstellen, deren Knoten den Gitterpunkten im reziproken Raum eines ungestörten Gitters entsprechen. Im Bereich der eigentlichen Reflexe sind die Knoten fast punktförmig und heben sich deutlich aus dem schwachen diffusen Untergrund heraus, im Bereich der sog. Flüssigkeitsinterferenzen erheben sie sich nicht mehr klar trennbar aus dem Untergrund und im reflexlosen Streubereich existiert praktisch nur noch der diffuse Untergrund. Eigentliche Gitterzellen bestehen nur im ersten Fall, im zweiten Fall sind sie stark verzerrt und teilweise nicht mehr definierbar und im dritten Fall sind sie undefinierbar. Die Theorie enthält die der ungestörten Kristalle (v. Laue, Ewald) und der einfachen Flüssigkeiten (Debye und Mehnke) als Grenzfälle, in denen die Knoten punktförmig bzw. sehr stark verwaschen sind. Das im eindimensionalen Fall gebrauchte Bild der Netzebenen als glatte bzw. mehr oder weniger stark aufgeraute Spiegel dient auch hier zur Veranschaulichung.

A. Kochendörfer (Stuttgart).

Butler, S. T.: The scattering of high energy charged particles by thin foils of matter. Proc. phys. Soc. London, Sect. A **63**, 599—605 (1950).

Bei der Streuung hochenergetischer geladener Teilchen an einer dünnen Folie hat die Winkelverteilung für hinreichend große Ablenkungswinkel nahezu dieselbe Form wie bei der Streuung an einem einzelnen Atom. Die Abweichungen rühren von einer großen Anzahl zusätzlicher Ablenkungen um kleine Winkel her. Die Verteilung wird durch eine rasch konvergierende Reihe dargestellt, deren erster Term mit der Formel für Einfachstreuung identisch ist, während die übrigen die

zusätzliche Vielfachstreuung beschreiben. Der Beitrag der letzteren ist um so kleiner, je dünner die Folie ist. Nimmt man als Winkeleinheit $\varepsilon \cdot \sqrt{\xi}$, wobei

$$\varepsilon^2 = \pi N d \left\{\frac{2 Z Z' e^2}{M c^2 (E-1/E)}\right\}^2 \quad \text{und} \quad \xi = \lg \frac{\theta_1}{1{,}82\,\theta_0}$$

($\theta_0 = \hbar/a\, M\, C\, (E^2-1)^{\frac{1}{2}}$; $a = \hbar^2/m\, e^2 Z^{\frac{1}{3}}$ = Abschirmkonstante; θ_1 trennt die Gebiete, in denen Einfachstreuung bzw. Vielfachstreuung überwiegen. E = Gesamtenergie des Teilchens in Einheiten Mc^2), so wird die Verteilung für $\theta \gtrsim 4 - 4{,}5$

$$f(\theta, d) = \frac{1}{\pi \xi} \frac{1}{\theta^4}\left(1 + \frac{8}{\theta^2} + \frac{72}{\theta^4} + \frac{768}{\theta^6} + \cdots\right).$$

Der erste Term beschreibt dabei die Einzelstreuung, während die prozentuale Abweichung davon gegeben ist durch

$$100 \cdot \left(\frac{8}{\theta^2} + \frac{72}{\theta^4} + \frac{768}{\theta^6} + \cdots\right).$$

Die entsprechende Formel für die projizierte Streuung wird auch noch abgeleitet.

Oehme (Göttingen).

Hellwege, K.-H.: Der lineare Zeeman-Effekt in Kristallen. Z. Phys., Berlin **127**, 513—521 (1950).

Es wird der Zeeman-Effekt in Kristallen systematisch für alle 32 Punktsymmetrieklassen in übersichtlicher Weise, ohne explizite Verwendung der Gruppentheorie, untersucht und im besonderen die Möglichkeiten für das Auftreten eines linearen Zeeman-Effektes diskutiert. So zeigt sich im besonderen bei nichtkubischen Kristallen im Fall „Magnetfeld parallel zur Hauptachse" stets, im Fall „Magnetfeld senkrecht zur Hauptachse" in bestimmten Kristallklassen ein linearer Zeeman-Effekt.

F. Sauter (Göttingen).

Raimes, S.: The cohesive energy of metallic magnesium. Phil. Mag., J. theor. exper. appl. Phys., London, VII. S. **41**, 568—582 (1950).

Zur Berechnung der Wellenfunktionen wird die Zellenmethode nach Wigner und Seitz benutzt, wobei die Zelle durch eine Kugel gleichen Volumens ersetzt und das Atomrumpffeld vom Hartree-Hyp angenommen wird. Es werden zwei self consistent-Felder im Metall betrachtet. Beim ersten wird angenommen, daß die Spinwechselwirkung die gleichzeitige Anwesenheit von Valenzelektronen ungleichen Spins in einer Zelle ausschließt, das Potential ist dann durch den Rumpf und die in der Zelle vorhandenen Elektronen mit gleichem Spin bedingt. Beim zweiten Feld wird jede Wechselwirkung zwischen den Elektronen vernachlässigt, das Potential ist dann durch den Rumpf und alle Valenzelektronen in der Zelle bestimmt. Die Endergebnisse sind für beide Felder nur wenig voneinander verschieden, jedoch ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen beim ersten Feld besser als beim zweiten, weshalb der Gang der Rechnung für dieses angegeben wird. Die gesamte Bindungsenergie erscheint als Summe folgender Beiträge: Eigenwert ε_0 des tiefsten Zustandes, Fermienergie ε_F, Austauschenergie ε_A und Korrelationsenergie ε_C zwischen den Elektronen mit verschiedenem Spin. Zur Berechnung von ε_A und ε_C wird die Näherung freier Elektronen benutzt, zur Berechnung von ε_F die effektive Masse nach Bardeen berücksichtigt. Die Berechnung von ε_0 für ein freies Atom erfolgt nach einem self consistent-Verfahren. Die berechneten Werte der Gitterkonstanten $a = 2{,}00$ Å, der Gitterenergie $\varepsilon = 43000$ cal/Mol und der Kompressibilität $\varkappa = 3{,}2 \cdot 10^{-6}$ cm²/kp stimmen befriedigend mit den gemessenen Werten $a = 1{,}77$ Å, $\varepsilon = 38000$ cal/Mol und $\varkappa = 3{,}0 \cdot 10^{-6}$ cm²/kp überein. Der Einfluß der gemachten Näherungen (freie Elektronen, Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen Valenz- und Rumpfelektronen, Kugelgestalt der Zellen) wird diskutiert.

A. Kochendörfer (Stuttgart).

Laškarev, V. A.: Diffusion von Stromträgern in Halbleitern mit gemischter Leitfähigkeit. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. S. **73**, 929—932 (1950) [Russisch].

Shockley, W.: Energy band structures in semiconductors. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 173—174 (1950).

Ganz kurze Andeutung von Verfahren, bei kubischen Kristallen die Abhängigkeit der Elektronenenergie vom Wellenzahlvektor durch wenige Parameter darzustellen, die vielleicht durch Vergleich mit experimentell meßbaren Größen bestimmt werden können. *F. Hund* (Jena).

Piontelli, R.: Aspetti della fisico chimica dei metalli. Rend. Sem. mat. fis., Milano **19**, 118—145 (1949).

London, F.: On the problem of the molecular theory of superconductivity. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **74**, 562—573 (1948).

Skizze einer Elektronentheorie der Supraleitung, die sich mit der Heisenbergschen Theorie kritisch auseinanderzusetzen versucht. Während nach Heisenberg die Supraleitung als ein Kondensationsphänomen der Elektronen im Ortsraum angesehen wird, hervorgerufen durch ihre gegenseitige Coulombsche Abstoßungskraft, nimmt hier der Verf. eine Art Kondensation im Impulsraum an, welche für die Supraleitung verantwortlich gemacht wird. *W. Macke* (Göttingen).

Höhler, G.: Ferromagnetismus als Einstein-Kondensation der Blochschen Spinwellen. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **7**, 93—96 (1950).

Es wird auf eine bemerkenswerte Analogie hingewiesen zwischen der Einsteinkondensation eines der Bosestatistik genügenden Gases und der Blochschen Spinwellenbetrachtung beim Ferromagnetismus im Fall sehr kleiner äußerer Magnetfelder. Und zwar gilt für die Verteilung der Gasatome auf die angeregten Zustände genau die gleiche Verteilungsformel wie nach Bloch für die Besetzung der einzelnen Zustände eines Energiebandes für die Spinwellen mit Linksspins (wenigstens im unteren Teil des Bandes). In beiden Fällen ist daher auch die Zahl der besetzten Zustände proportional $T^{3/2}$. Auf Grund dieser Analogie ist es naheliegend, Rechnungen von Osborne und Mitarbeitern [Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 396—399 (1949)] über das Verhalten dünner Helium-II-Filme auf den Fall dünner ferromagnetischer Schichten zu übertragen. Demnach sollten nur unendlich ausgedehnte Flächengitter, wie sie Bloch betrachtet, nicht ferromagnetisch sein, während endlich große Flächengitter auch einen im endlichen gelegenen Curie-Punkt haben sollten. Freilich wäre dann der Ferromagnetismus solcher Gebilde wesentlich strukturempfindlich. *Sauter* (Göttingen).

Lévy, Maurice: L'anisotropie moléculaire du pouvoir rotatoire naturel: Étude théorique et expérimentelle. Ann. Phys., Paris, XII. S. **5**, 310—378 (1950).

Auf der Grundlage der Theorie von Oseen wird das Drehvermögen (bezüglich der Polarisationsebene des Lichts) der cholesterischen Medien berechnet, ferner die Größe des inneren elektrischen Feldes, erzeugt durch die Nachbarmoleküle des jeweils betrachteten Moleküls. Endlich wird die Variation des natürlichen Drehvermögens berechnet, indem man die gleichzeitige Wirkung des magnetischen und des inneren elektrischen Feldes berücksichtigt. Die so erhaltenen theoretischen Formeln geben die experimentellen Resultate sehr befriedigend wieder. Für das Sulfat von Nickel-Hexahydrat wurde als Ausgangspunkt der Theorie die Verlagerung der $3f$-Niveaus des Nickelatoms durch das elektrische Feld genommen. Unter Berücksichtigung des Einflusses des magnetischen Feldes wird bei der Variation des natürlichen Drehvermögens der Anteil des kristallinen Feldes berechnet. Weiter wird gezeigt, wie man die Wirkung des elektrischen Feldes auf das Drehvermögen des Seignettesalzes interpretieren kann. Die Arbeit, die als dritter Teil einer umfangreichen Untersuchung geschrieben ist [Teil 1 und 2 in Ann. Phys., Paris, XII. S. **5**, 153—256 (1950)], stellt eine theoretische Diskussion der in den beiden vorhergehenden Teilen besprochenen experimentellen Resultate dar. *Picht* (Potsdam).

Kernphysik.

Schouten, J. A.: On meson fields and conformal transformations. Rev. modern Phys., New York **21**, 421—424 (1949).

Verf. nennt verschiedene Gesichtspunkte, die auf die Notwendigkeit einer konforminvarianten Behandlung einer allgemeinen Feldtheorie (in 6 homogenen van Dantzig-Koordinaten) hinweisen: Außer der bekannten Konforminvarianz der Maxwellschen Gleichungen, ist die Geometrie des Spinraumes im wesentlichen konforminvariant und läßt sich 6-dimensional behandeln. Das Mesonfeld zeigt verschiedene konforminvariante Züge, und die 6-dimensionale Geometrie konformer Übertragungen bietet Raum genug an zum Einbau von Mesonfeldgrößen. *Stellmacher.*

Sachs, R. G.: Interpretation of the triton moment. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **72**, 312—320 (1947).

Verde, Mario: Urto neutroni-deutoni alle basse energie. Atti Accad. naz. Lincei, Rend., Cl. Sci. fis. mat. natur., VIII. S. **8**, 228—232 (1950).

Zilsel, P. R., B. T. Darling and G. Breit: The scattering of slow neutrons by bound protons. III: Intermediate energies. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **72**, 576—580 (1947).

Bothe, W.: Zur Theorie der Bremsung von Neutronen. Z. Phys., Berlin **125**, 210—224 (1948).

Das Problem der räumlichen Verteilung abgebremster Neutronen wird in stark spezialisierter Form angegangen. Voraussetzungen sind die Konstanz der freien Weglänge während des Bremsvorganges und die Unabhängigkeit von Energieverlust und Streuwinkel beim Einzelprozeß. Die Ergebnisse sind, soweit sie die Bremslänge betreffen, als Grenzfälle im nachstehenden Referat enthalten. Außerdem werden für diesen einfacheren Fall Angaben über den Energieverlust nach einer gegebenen Anzahl von Stößen gemacht, wobei der Schwerpunkt darauf liegt, daß die Masse des bremsenden Atoms mit derjenigen des Neutrons nicht übereinstimmt. *Flügge.*

Bothe, W.: Die strenge Berechnung von Neutronen-Bremslängen. Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **3**, 52—61 (1948).

Es handelt sich um einen Beitrag zu folgendem Problem: Von einer punktförmigen Quelle gehen allseitig schnelle Neutronen aus, die durch elastische Stöße an den Atomen des umgebenden Mediums Impulsverluste erleiden und allmählich auf eine sehr viel kleinere Energie abgebremst werden. Gefragt wird nach der mittleren Entfernung eines Neutrons bestimmter Energie von der Quelle („Bremslänge"). Die exakte Lösung des Problems ist bisher an zwei Schwierigkeiten gescheitert: die freie Weglänge von Stoß zu Stoß hängt u. U. stark von der jeweiligen Energie ab (besonders stark bei Wasserstoff), und die Richtungsverteilung nach einem Stoß ist funktional gekoppelt mit der Energieverteilung. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, der zweiten Schwierigkeit Herr zu werden, während die erste durch die Voraussetzung konstanter freier Weglänge umgangen wird. Für die komplizierten Ausdrücke, die sich ergeben, werden Reihenentwicklungen und Integraldarstellungen angegeben. Besonders hervorgehoben sind der Fall geringer Bremsung („Anfangswert der Bremslänge") und der Fall sehr starker Bremsung, in dem eine einfache Formel gefunden wird. Der Einfluß der Kopplung von Streuwinkel und Energieverlust kann die Bremslänge vergrößern oder verkleinern; der Einfluß ist um so kleiner, je stärker die Bremsung ist. Die für beliebige Massen abgeleiteten Formeln vereinfachen sich für Wasserstoff. *Flügge* (Marburg).

Burhop, E. H. S. and H. S. W. Massey: The capture of neutrons by deuterons. Proc. R. Soc., London A **192**, 156—166 (1948).

Sneddon, I. N. and B. F. Touschek: A note on the calculation of the spacing of energy levels in a heavy nucleus. Proc. Cambridge phil. Soc. **44**, 391—403 (1948).

Preston, Melvin A.: The theory of alpha-radioactivity. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **71**, 865—877 (1947).