Werk

Titel: Atomphysik

Ort: Berlin

Jahr: 1951

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0036|log19

Kontakt/Contact

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

info@digizeitschriften.de

p, ϱ und u (Geschwindigkeit) als homogene Funktionen in r und t^n (hier mit $n = 2/5$) an, wodurch sich gewöhnliche Differentialgleichungen ergeben. Mit diesem Ansatz sind die Strömungsgleichungen, nicht aber die Stoßwellenbeziehungen streng verträglich; die Ergebnisse gelten daher nur für $p \gg p_0$. Bei gegebenem γ (andere dimensionslose Konstanten gehen nicht ein) ist die Integration leicht durchführbar. Ergebnisse für $\gamma = 1{,}4$ werden numerisch und graphisch angegeben. Den Wellenkopf bildet eine Stoßwelle vom Radius $R = S(\gamma)\, t^{2/5}\, E^{1/5}\, \varrho_0^{-1/5}$ und vom Druck $p_{\max} = T(\gamma)\, E\, R^{-3}$. Bei $t = \text{const}$, $r \to 0$ gilt $p \to \text{const} \neq 0$, $T \sim r^{-3/(\gamma-1)} \to \infty$. — Die kinetische und die thermische gesamte Energie bleibt je für sich konstant. Die allmähliche Entwertung der letzteren durch Stoßwellenverluste wird berechnet. — Die gewonnenen Formeln sollten auch für gewöhnliche Sprengstoffe brauchbar sein, soweit a) die Sprengstoffmasse klein gegen die von der Welle erfaßte Luftmasse und b) $p_{\max} \gg p_0$ ist. Für diesen Bereich wird $p_{\max}$ über $RE^{-1/3}$ aufgetragen und ein Vergleich mit experimentellen Werten durchgeführt. — Teil II enthält Auswertungen von Fotos von der Versuchsexplosion in Neumexiko. Von $t = 0{,}24$ ms bis 62 ms ist die theoretische Beziehung $R^5\, t^{-2} = \text{const} = c$ gut erfüllt, wodurch Teil I bestätigt wird. Der Wert von c ergibt (für $\gamma = 1{,}4$) $E = 7{,}14 \cdot 10^{20}$ erg, entsprechend 16,8 Mill. kg TNT-Sprengstoff. — Die Bilder zeigen verschiedene Einzelheiten, die jedoch nicht diskutiert werden. — Auch für die Steiggeschwindigkeit des erhitzten Gasballes nach dem Versuch stehen Experiment und Theorie in gutem Einklang. *Wecken* (Haltingen).

Atomphysik.

Quantenmechanik:

Bruins, E. M.: Line geometry and quantum mechanics. Proc. Akad. Wet., Amsterdam **52**, 1135—1143; Indag. math., Amsterdam **11**, 409—417 (1949).

Verf. entwickelt zunächst eine liniengeometrische Deutung und Verallgemeinerung der Diracschen Gleichungen. Ein linearer Komplex des (vierdimensionalen) Linienraumes ist bekanntlich durch eine lineare Beziehung zwischen den Plückerschen Linienkoordinaten gegeben. Sind q_{ik} die Koeffizienten dieser Beziehung, so ist $\Omega = q_{12}\, q_{34} + q_{13}\, q_{42} + q_{14}\, q_{23}$ die Invariante des Komplexes. Nun ist die Liniengeometrie isomorph zur Punktgeometrie auf der Kleinschen Hyperquadrik des fünfdimensionalen projektiven Raumes. Entsprechend läßt sich die Invariante Ω in eine Summe von sechs Quadraten transformieren:

$$Q_4 + i\, Q_6 = q_{12},\quad Q_4 - i\, Q_6 = q_{34};\ \ldots,\ -Q_3 - i\, Q_5 = q_{14},\quad -Q_3 + i\, Q_5 = q_{23}.$$

Den Koordinaten $\Omega_1, \ldots, \Omega_6$ ordnet Verf. nunmehr lineare Differentialoperatoren eines sechsdimensionalen euklidischen Raumes E_6 zu. Ihre Transformation erfolgt kogredient zu den liniengeometrischen Ausdrücken, so daß z. B. einem schiefsymmetrischen Tensor zweiter Stufe in R_6 ein Komplexbüschel im Linienraum entspricht und einem symmetrischen Tensor zweiter Stufe in E_6 ein quadratischer Komplex im Linienraum. — Schneiden alle Geraden eines linearen Komplexes eine feste Gerade, so liegt ein sogenannter spezieller linearer Komplex vor. Seine Invariante verschwindet. In diesem Falle lassen sich die Koeffizienten q_{ik} in der Form $q_{ik} = \begin{vmatrix} f_i & g_i \\ f_k & g_k \end{vmatrix}$ schreiben, wobei sich die f und g kogredient zu den „Punkten" des Linienraumes transformieren. — Vermöge der geschilderten Zuordnung der Differentialoperatoren können nunmehr z. B. Diracs Bewegungsgleichungen des freien Elektrons durch die Bedingung gedeutet werden, daß f in der Achse eines solchen speziellen Komplexes liegt. Aber auch die Bewegungsgleichungen des Elektrons in einem beliebigen Feld lassen sich liniengeometrisch deuten. Schreibt man den f_i eine Bedingung vor, so kann diese so gewählt werden, daß sich mit ihrer Hilfe

C. Møllers Meson-Gleichungen gewinnen lassen [vgl. C. Møller, Danske Vid. Selsk., Math.-fys. Medd. **18**, H. 6, 1—46 (1941); dies. Zbl. **25**, 140]. — Weiterhin behandelt Verf. die Theorie physikalischer Dichten der Quantenmechanik mit seinen liniengeometrischen Methoden. *M. Pinl* (Dacca).

Bruins, E. M.: On transformation in quantum mechanics. Proc. Akad. Wet., Amsterdam **53**, 440—445; Indag. math., Amsterdam **12**, 92—97 (1950).

Die projektive Verallgemeinerung der Diracschen Gleichungen

$$(\varphi\, \partial^2 \psi) + (\varphi\, c^2\, \psi) \equiv 0\ \{\varphi\}$$

kann gelesen werden als projektiv-invariantes Gleichungssystem, das im G_4 die Inzidenz von Punkt und Gerade zum Ausdrucke bringt. Setzt man für die Plückerschen Linienkoordinaten $p_{\varkappa\lambda}$:

$$p_{12} = X_4 + i\,X_6,\quad p_{13} = X_1 - i\,X_2,\quad p_{14} = -X_3 + i\,X_5,$$
$$p_{34} = X_4 - i\,X_6,\quad p_{42} = X_1 + i\,X_2,\quad p_{23} = -X_3 - i\,X_5,$$

so geht die bekannte Relation $\sum p_{12}\, p_{34} = 0$ über in $\sum_1^6 X_i^2 = 0$ und den allgemeinen linearen Transformationen T des G_4 entsprechen die orthogonalen Transformationen in 6 Veränderlichen X_i. Die Lorentz-Invarianz der Diracschen Gleichungen erhält man durch Spezialisierung von T, so daß $X_1^2 + X_2^2 + X_3^2 + X_4^2$ und $X_5^2 + X_6^2$ für sich invariant bleiben. Verf. zeigt, daß diese besonderen T durch Matrizen der Gestalt

$$\psi = \begin{Vmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 & \alpha_4 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 & \beta_4 \\ -\alpha_3 & -\alpha_4 & \alpha_1 & \alpha_2 \\ -\beta_3 & -\beta_4 & \beta_1 & \beta_2 \end{Vmatrix}$$

gegeben sind. *Weitzenböck* (Overveen).

Kofink, W.: Zur Mathematik der Diracmatrizen: Die Bargmannsche Hermitisierungsmatrix A und die Paulische Transpositionsmatrix B. Math. Z., Berlin **51**, 702—711 (1949).

Ein System Diracscher Matrizen ε^μ ($\mu = 1, 2, 3, 4, 5$) genügt den Beziehungen

$$\varepsilon^\mu\, \varepsilon^\nu + \varepsilon^\nu\, \varepsilon^\mu = 2\,\delta_{\mu\nu}\cdot I,\quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4, 5;\quad \varepsilon^5 = \varepsilon^1\, \varepsilon^2\, \varepsilon^3\, \varepsilon^4.$$

Verf. betrachtet den Ring der 16 Matrizen, die durch diese fünf Grundmatrizen, die Einheitsmatrix I und 10 unabhängige Matrizenprodukte $\varepsilon^\mu\, \varepsilon^\nu$ ($\mu, \nu = 1, 2, 3, 4, 5$) gebildet werden. Für die Matrixelemente eines solchen Diracschen Matrizenringes hatte W. Pauli eine Identität abgeleitet (vgl. W. Pauli, Pieter Zeeman Verhandelingen 1935, S. 31). Verf. zerfällt diese Identität in zwei Teile und gewinnt einen neuen gegen Permutation der ε^μ invarianten Ausdruck. Mit seiner Hilfe lassen sich Darstellungen für die Matrix B (und ihre Reziproke B^{-1}), welche als Transformationsmatrix das System der ε^μ gemeinsam transponiert ($\bar{\varepsilon}^\mu = B\, \varepsilon^\mu\, B^{-1}$, $\mu = 1, 2, 3, 4, 5$), gewinnen:

$$B \cdot \mathrm{Sp}\,(\varepsilon^{[\mu\nu]}\, B^{-1}) = \varepsilon^{[\mu\nu]} - \overline{\varepsilon^{[\mu\nu]}} + i\,(\bar{\varepsilon}^\nu\, \varepsilon^\mu - \bar{\varepsilon}^\mu\, \varepsilon^\nu),\quad (\mu \neq \nu),$$
$$B^{-1} \cdot \mathrm{Sp}\,(B\, \varepsilon^{[\mu\nu]}) = \varepsilon^{[\mu\nu]} - \overline{\varepsilon^{[\mu\nu]}} + i\,(\varepsilon^\nu\, \bar{\varepsilon}^\mu - \varepsilon^\mu\, \bar{\varepsilon}^\nu),\quad (\mu \neq \nu).$$

Dabei bedeuten die eckigen Klammern an den Summationsbuchstaben Summation über die sechs Zweierprodukte ohne die Mitwirkung der Matrix ε^5. Querstriche bedeuten transponierte Matrizen, Sp bedeutet die Spur der folgenden Matrix. — Auch für die V. Bargmannsche Hermitisierungsmatrix A, welche ein vorliegendes Diracsches Matrizensystem in das hermiteisch-konjugierte Matrizensystem verwandelt [$(\varepsilon^\mu)^+ = A\, \varepsilon^\mu\, A^{-1}$, $\mu = 1, 2, 3, 4, 5$], gewinnt Verf. eine Darstellung:

$$A = \frac{1}{2\sqrt{S_1}}\left[I + \sum_{\mu=1}^{5} (\varepsilon^{\mu+}\, \varepsilon^\mu) + \sum_{[\mu\nu]} (\varepsilon^{[\mu\nu]+}\, \varepsilon^{[\mu\nu]})\right],$$

$$A^{-1} = \frac{1}{2\sqrt{S_1}}\left[I + \sum_{\mu=1}^{5} (\varepsilon^\mu\, \varepsilon^{\mu+}) + \sum_{[\mu\nu]} (\varepsilon^{[\mu\nu]}\, \varepsilon^{[\mu\nu]+})\right].$$

Dabei bedeutet S_1 das Spurenprodukt $4\,Sp(A)\,Sp(A^{-1})$. *M. Pinl* (Dacca).

Valatin, Jean G.: Le couplage des variables de spineur d'un système d'électrons de Dirac. J. Phys. Radium **11**, 97—101 (1950).

Die Arbeit untersucht die möglichen Kopplungs- und Austauschoperatoren bei Systemen von mehreren Dirac-Elektronen. Da die Dirac-Matrizen eine Darstellung der 6-dimensionalen Drehgruppe bilden, ist damit eine elementare Untersuchung der Lorentzinvarianten dieser Gruppe, der mit ihr lokal isomorphen 4-dimensionalen unimodularen linearen Gruppe und verschiedener Untergruppen verbunden. Die speziellen Ergebnisse sind aus der allgemeinen Darstellungstheorie bekannt und stimmen überein. Ein unwesentlicher Fehler befindet sich p. 97, allererste (unnumerierte) Formel, wo für $\mu \neq \nu$ das Pluszeichen durch ein Minuszeichen zu ersetzen ist. *Bauer* (München).

Gregory, Christopher: Commutator equations for fields derived from a variation principle. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 67—68 (1950).

Es wird am Beispiel des isolierten elektromagnetischen Feldes gezeigt, daß man Kommutatorgleichungen für ein quantisiertes Feld aus einem Variationsprinzip herleiten kann. Für den erwähnten Fall lauten diese Gleichungen

$$i\,[p_\mu, F^{\mu\nu}] = 0; \quad i\,[p_\mu, F_{\nu\sigma}] + i\,[p_\nu, F_{\sigma\mu}] + i\,[p_\sigma, F_{\mu\nu}] = 0$$

$$\text{mit} \quad F_{\mu\nu} = i\,[p_\mu, A_\nu] - i\,[p_\nu, A_\mu]$$

wo die p_μ die Impulsoperatoren sind. Man erhält die erste Gleichung aus $\delta\{-\frac{1}{4}(F^{\mu\nu})_{mn}(F_{\mu\nu})_{nm}\} = 0$ bei Variation nach den Matrixelementen des Viererpotentials. Die 2. Gleichung folgt aus der Definition der $F_{\mu\nu}$. *Lehmann* (Jena).

Gregory, Christopher: General operator field equations derived from a variation principle. Construction of „divergence-less" four-vector operator. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 479 (1950).

Es wird gezeigt, daß man die Matrix-Feldgleichungen einer Wellentheorie dadurch erhalten kann, daß man die in der Lagrange-Funktion auftretenden Ableitungen durch Kommutatoren mit den Verschiebungsoperatoren ersetzt und die Variation der Spur der Lagrangefunktion nach den Matrix-Elementen des Feldes gleich Null setzt. Gleichzeitig erhält man dabei einen Vierer-Vektor-Operator N^μ, der eine Kontinuitätsgleichung $[p_\mu N^\mu] = 0$ erfüllt und der wahrscheinlich die Teilchendichte darstellt. *Touschek* (Glasgow).

Newton, T. D. and E. P. Wigner: Localized states for elementary systems. Rev. modern Phys., New York **21**, 400—406 (1949).

Auf der Basis allgemeiner Invarianzforderungen wird der Versuch unternommen, die Eigenschaften lokalisierter Zustände von „Elementarsystemen" zu formulieren, die eine Verallgemeinerung des Elementarteilchenbegriffs darstellen und mathematisch definiert sind als Satz von Zuständen, welche eine irreduzible Darstellung der inhomogenen Lorentzgruppe bilden. Die Rolle der Elementarsysteme bei Stoßproblemen und ihr Zusammenhang mit der Theorie der S-Matrix wird am Schluß besprochen. *W. Macke* (Göttingen).

Yukawa, Hideki: Quantum theory of non-local fields. Part I. Free fields. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 219—226 (1950).

Ausführliche Darstellung der dies. Zbl. **34**, 130 referierten Überlegungen. Insbesondere wird eine lorentzinvariante Quantelung des Feldes durchgeführt, die im Grenzfall der Teilchengröße null in die gewöhnliche Quantelung übergeht und dafür sorgt, daß man von Teilchenzahlen sprechen kann. *F. Hund* (Jena).

Born, M.: Non-localizable fields and reciprocity. Nature, London **165**, 269—270 (1950).

Hinweis auf die Abhandlung von Yukawa. (S. vorsteh. Ref.) *F. Hund.*

Yukawa, Hideki: S-matrix in non-local field theory. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 849—850 (1950).

Kurze Andeutung der Berechnung der S-Matrix (im Sinne von Heisenberg, dies. Zbl. **28**, 279) im Rahmen der Theorie nicht lokaler Felder (s. vorsteh. Referat). *F. Hund* (Jena).

Heisenberg, W.: Zur Quantentheorie der Elementarteilchen. Z. Naturforsch. **5a**, 251—259 (1950).

Es wird ein mathematisches Schema angegeben, von dem Verf. glaubt, daß es den Rahmen für eine künftige Theorie der Elementarteilchen abgeben wird. Die Gesamtheit aller Elementarteilchen wird durch ein einziges Spinorfeld dargestellt. Eine reguläre Vertauschungsrelation und eine invariante Wechselwirkungsenergie H, biquadratisch im Feld und seiner Adjungierten, vervollständigen die Theorie. Es ist sodann möglich, mit Hilfe der Dysonschen Technik (F. J. Dyson, dies. Zbl. **32**, 237 und **33**, 142) die Streumatrizen irgendwelcher Prozesse zu berechnen; wegen der Regularität der Vertauschungsrelationen treten keinerlei Divergenzschwierigkeiten auf. Indessen besteht eine andere Schwierigkeit: Es ist dem Verf. nicht gelungen (und wohl auch überhaupt nicht möglich), eine Wechselwirkungsenergie der geforderten Form, die zugleich hermitisch ist, zu bilden. Die nach Dyson berechnete S-Matrix wird aber bei nicht-hermitischen H nicht unitär. Um dem abzuhelfen, postuliert der Verf. eine zusätzliche Abänderung der S-Matrix, welche die Unitarität wiederherstellt. Anwendungen auf konkrete Beispiele werden nicht gegeben; insbesondere bleibt die Vermutung, daß eine solche Theorie das Lichtquant als gebundenen Zustand zweier Spinorteilchen liefern kann, unbewiesen. *Schafroth* (Zürich).

Wildermuth, K.: Die Konstruktion von relativistisch invarianten η- bzw. S-Matrizen für mehrere Teilchen. Z. Phys., Berlin **127**, 551—562 (1950).

In einer vorhergehenden Arbeit (dies. Zbl. **35**, 134) wurden Beziehungen zwischen den Matrix-Elementen der S-Matrix für reine Streuung und jenen für Dissoziations-Streuung abgeleitet. Es wird nun gezeigt, daß ähnliche Beziehungen auch für die Phasen-Matrix $\eta = i \ln S$ gelten. *Touschek* (Glasgow).

Dyson, F. J.: The electromagnetic shift of energy levels. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **73**, 617—626 (1948).

Lamb und Retherford (Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **72**, 339 (1947)] haben mit der Mikrowellenspektroskopie eine Aufspaltung von Termen, die nach der Diracschen Theorie zusammenfallen sollten, gefunden. Insbesondere trennen sich $2\,s_{\frac{1}{2}}$ und $2\,p_{\frac{1}{2}}$, die Aufspaltung beträgt beim Wasserstoff nach neueren Messungen 1062 ± 5 MHz. Bethe (dies. Zbl. **30**, 424) hat sie als eine Folge der Wechselwirkung des Elektrons mit seinem eigenen Strahlungsfeld zu deuten versucht und einen rohen Wert von 1000 MHz abgeschätzt. Die Arbeit des Verf. ist der erste Versuch zur relativistischen Durchrechnung der Lamb-Aufspaltung, und zwar unter Vernachlässigung des Spineinflusses, d. h. für ein skalares Elektronenfeld. Bethes Vermutung bestätigt sich, daß man nach Subtraktion der Nullpunktsenergie bei der relativistischen Rechnung ein konvergentes Ergebnis erhält. Verf. zeigt dabei, daß mehrere Subtraktionsvorschriften möglich sind, zwischen denen augenblicklich von vornherein noch nicht entschieden werden kann und die die resp. Werte von 1037 und 1003 MHz liefern. — Spätere Arbeiten zur Berücksichtigung des Spins von Kroll und Lamb (dies. Zbl. **32**, 328) und von Weißkopf [Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **75**, 1240 (1949)] ergaben keine bedeutende Korrektur mehr. Das angemessenste Werkzeug zur Berechnung bildet die Schwingersche Theorie. *Bauer* (München).

Källén, G.: Higher approximations in the external field for the problem of vacuum polarization. Helvetica phys. Acta **22**, 637—654 (1949).

Die Konvergenz und Eichinvarianz der Vakuum-Polarisations-Integrale für skalare und Spinor-Teilchen in einem äußeren Feld werden untersucht. Es wird gezeigt, daß nur die e^2- und e^4-Näherung divergiert und daß die höheren Terme kon-

vergent und eichinvariant sind. Die stärksten Divergenzen haben für skalare und Spinor-Felder den gleichen Charakter. *Touschek* (Glasgow).

Jost, Res und J. M. Luttinger: Vacuumpolarisation und e^4-Ladungsrenormalisation für Elektronen. Helvetica phys. Acta, Basel **23**, 201—214 (1950).

Durch Berechnung der 4. Näherung wird gezeigt, daß eine Kompensation der e^2-Selbstladung eines Fermi-Teilchens durch den e^4-Betrag nicht möglich ist. *Touschek* (Glasgow).

Úlehla, Ivan: A contribution to the theory of self energy of the electron. Časopis Mat. Fys., Praha **75**, 89—95 und engl. Zusammenfassg. 95 (1950) [Tschechisch].

In his paper in Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 226 (1949) F. J. Belinfante used Fermi quantum electrodynamics without the usual elimination of longitudinal and scalar photons for his calculation of the self energy of the electron. The result he obtained is not single-valued. This non-single valuedness can be eliminated, by a suitable definition of the state functional of the free photon field. — Contents of individual paragraphs. 1. The Lagrangian of the interacting electron and photon fields. 2. Quantising of the free field. 3. State functional of the free photon field. 4. New definition of the state functional. 5. Calculus of perturbation. 6. and 7. Calculation of self energy of the electron. (Autoreferat).

Radicati, L. A.: Sopra la self-energy dei protoni e dei neutroni e sul processo λ. Atti Accad. Sci. Torino, Cl. I. **83**, 82—88 (1949).

Der von Dirac [P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc., London A **180**, 1 (1942)] eingeführte λ-Grenzprozeß zur Vermeidung der unendlichen Selbstenergie von Punktladungen wird auf Teilchen mit magnetischem Moment übertragen und gezeigt, daß auch hier eine endliche Selbstenergie herauskommt. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Lamb und Retherford [W. E. Lamb, R. C. Retherford, Phys. Rev. **72**, 241 (1947)] gibt jedoch das Diracsche Verfahren keinerlei Einfluß der Elektronenbindung auf die Selbstenergie wieder, ist also von dieser Seite her Bedenken ausgesetzt. *Volz* (Erlangen).

Gupta, Suraj N.: On the calculation of self-energy of particles. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 294—295 (1950).

Eine invariante Form für die Selbstenergie eines Teilchens kann dadurch erhalten werden, daß man den Integranden der Selbstenergie durch die Variable $z = \{(E + \varepsilon)^2 - p^2\}^{\frac{1}{2}}$ ausdrückt. Diese ist eine Invariante, wenn p den Impuls des Teilchens, E die Energie des Teilchens nach der Emission des virtuellen Mesons mit Energie ε darstellt. *Touschek* (Glasgow).

Karplus, Robert and Norman M. Kroll: Fourth-order corrections in quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 536—549 (1950).

Mit Hilfe des Dysonschen Formalismus wird die Korrektur vierter Ordnung zum magnetischen Moment des Elektrons berechnet. Diese ergibt sich zu $-2{,}97\,\alpha^2/\pi^2$ so daß das magnetische Moment des Elektrons 1,001147 (Bohrsches Magneton) sein sollte. *Touschek* (Glasgow).

Rayski, J. and J. Rzewuski: On a system of fields free of divergences of the mass-renormalization type. Helvetica phys. Acta **23**, 287—290 (1950).

Verff. zeigen, daß (wenigstens in der e^2-Näherung) für eine besondere Mischung von Feldern, bestehend aus geladenen Spin $\frac{1}{2}$- und Spin 0-Teilchen einerseits und neutralen Spin 0-Teilchen [„C-Mesonen", A. Pais, dies. Zbl. **31**, 230 und Sakata, Hara, Progr. theor. Phys. **2**, 30 (1947)] und Photonen andererseits, nicht nur die Selbstenergie der Spin $\frac{1}{2}$-Teilchen (l. c.) und die Selbstenergie des Photons [J. Rayski, Acta Phys. Polonica **9**, 129 (1948); Umesava, Progr. theor. Physik **3**, 317 (1948)] verschwindet, sondern auch die übrigen Divergenzen sich gegenseitig aufheben. Mit anderen Worten: Die Selbstenergien des C-Mesons dank seiner Kopplung an die geladenen Spin 0- und Spin $\frac{1}{2}$-Teilchen kompensieren sich, ebenso die Selbstenergie der geladenen Spin 0-Teilchen in Wechselwirkung mit den Photonen

und C-Mesonen. Es gibt also relativ einfache Systeme von Feldern, welche bis zur e^2-Näherung divergenzfrei sind und die Elektrodynamik als Hauptteil enthalten. Ob allerdings in höheren Näherungen diese Divergenzfreiheit innerhalb des Systems ebenfalls besteht, bleibt eine offene Frage. *Schafroth* (Zürich).

Pomeranchuk, I.: On a generalization of the lambda-limiting process and the non-uniqueness in the removal of divergence difficulties in the quantum theory of elementary particles. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 298—299 (1949).

Die sog. Wentzel-Diracsche Lambda-Prozedur ist verallgemeinert, statt eines einzigen zeitartigen Vektors λ ist eine Anzahl beliebiger zeitartiger angesetzt, die so gewählt werden können, daß alle klassischen und quantenhaften Divergenzen beseitigt sind. Bei dem Vorgehen kann jedoch der konvergenten Größe, etwa der Ruhmasse, jeder beliebige Wert gegeben werden. Dies läßt Verf. zu dem Schluß kommen, daß solche konvergenzerzeugenden Prozeduren nicht geeignet sind, die grundsätzlichen Schwierigkeiten der Theorie der Elementarteilchen zu beseitigen, wenn nicht eine Auszeichnung eines gewissen Lambda-Prozesses die Eindeutigkeit herzustellen gestattet. *Bauer* (München).

Belinfante, Frederik J.: On the part played by scalar and longitudinal photons in ordinary electromagnetic fields. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 226—233 (1949).

Lorsque le calcul des interactions électromagnétiques n'est pas précédé d'une séparation du champ coulombien d'avec le champ transversal, la théorie interdit qu'un état sans photons soit pris comme approximation d'ordre zéro. On propose une nouvelle approximation d'ordre zéro, où les photons scalaires et longitudinaux sont présents par paires, aucun photon transversal n'étant présent, et l'on prouve l'invariance relativiste de cet état. — Applications au calcul de la self-énergie de l'électron, de la diffusion électron-électron, de l'interaction entre deux électrons atomiques. L'on retombe exactement sur les résultats obtenus antérieurement. *Costa de Beauregard* (Paris).

Ward, J. C.: The scattering of light by light. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 293 (1950).

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Streuung von Licht an Licht liefert einen logarithmisch divergenten Term, der nicht eichinvariant ist. Es wird gezeigt, daß dieser Term identisch verschwindet. *Touschek* (Glasgow).

Katzenstein, J.: The radiative collisions of positrons and electrons. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 161—169 (1950).

Es werden die Matrixelemente für Elektron-Elektron und Elektron-Positron-Stöße unter Emission eines Photons angegeben. Mit ihrer Hilfe wird der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse in zwei Grenzfällen berechnet und diskutiert: 1. Im nichtrelativistischen Grenzfall (Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner klein gegen die Lichtgeschwindigkeit) ergibt sich das korrespondenzmäßig zu erwartende Resultat, daß der Wirkungsquerschnitt für den Elektron-Elektron-Prozeß verschwindet (das System besitzt kein Dipolmoment!), während derjenige für den Elektron-Positron-Prozeß bis auf einen Zahlfaktor durch die Heitler-Bethesche Bremsstrahlungsformel gegeben wird, in Übereinstimmung mit der Erwartung, daß in dieser Näherung keine Austauschterme auftreten werden, da die Löchertheorie, welche den Zusammenhang zwischen den beiden Teilchensorten herstellt, erst in relativistischen Bereichen wirksam wird. 2. Im „extrem-relativistischen" Grenzfall (Relativimpuls der Teilchen groß gegen mc und gegen den Impuls des Photons) werden die beiden Wirkungsquerschnitte von derselben Größenordnung; die Austauschterme sind jetzt wesentlich und bewirken, daß der Elektron-Positron-Prozeß gegenüber dem andern etwas abfällt. — In beiden Fällen werden sowohl der Winkelverlauf als auch die Größe der Querschnitte ausführlich diskutiert. *Schafroth* (Zürich).

Valatin, Jean G.: Le double aspect des équations de Maxwell dans la théorie quantique du rayonnement. C. r. Acad. Sci., Paris **227**, 177—179 (1948).

Die Maxwellschen Gleichungen werden unter Auszeichnung der Zeitkomponente in Matrizenform angeschrieben. Die Basismatrizen werden mit den Geschwindigkeits- und Spinoperatoren in Zusammenhang gebracht. Die Trennung in longitudinales und transversales Feld ist auch in Matrizenschreibweise durchgeführt, eine der Schrödingerschen Zitterbewegung analoge Abtrennung ist versucht. Die Arbeit hat Parallelen mit älteren Untersuchungen von Kramers, Belinfante und Lubanski. *Bauer* (München).

Valatin, Jean-G.: L'algèbre extérieure et la seconde quantification. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 722—724 (1950).

Traduction du formalisme de la seconde quantification des fermions dans le langage de l'algèbre extérieure de Grassmann. Grandes simplifications qui en résultent, notamment pour la comparaison entre le point de vue de l'espace de configuration et le point de vue de la seconde quantification. *Costa de Beauregard.*

Valatin, Jean G.: Le transformé de charge des opérateurs de la théorie de l'électron de Dirac. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 822—823 (1950).

Die Ladungskonjugation bedeutet den Übergang von einer Lösung positiver Ladung zu einer solchen negativer Ladung und umgekehrt. Belinfante hat gezeigt, wie dabei alle Operatoren zu transformieren sind. Verf. gibt dazu in Zusammenhang mit seiner speziellen Schreibweise (s. nachsteh. Ref.) einige Bemerkungen, besonders über die Beziehungen zwischen den Matrixelementen von Zuständen, die sich im Vorzeichen der Ladung und/oder der Energie unterscheiden. *Bauer* (München).

Valatin, Jean G.: Sur le formalisme de la théorie de l'électron négatif et positif. C. r. Acad. Sci., Paris **228**, 1205—1216 (1949).

Verf. gibt eine (mathematisch noch nicht ganz befriedigende) Definition der geometrischen Dualität im Hilbertraum. Die Diracsche Löchertheorie findet sich dann in folgender Fassung: Der Zustand Positron soll durch einen Vektor dargestellt werden aus dem Hilbertraum, der dual ist zum Raum aller Zustände negativer Energie. Die Quantisierung des Diracfeldes ist in der neuen Schreibweise angegeben. *Bauer* (München).

Valatin, Jean G.: L'opérateur de l'énergie d'interaction électromagnétique de particules chargées. C. r. Acad. Sci., Paris **228**, 1283—1284 (1949).

Auf der vorangehenden Arbeit (s. vorsteh. Referat) aufbauend ist die Møllersche Wechselwirkung der Elektronen [Møller, Z. Physik **70**, 786 (1931); dies. Zbl. **2**, 175] in der Schreibweise des Verf. angeführt. Dabei ergibt sich bei einer Schrödinger-Darstellung der Wechselwirkung eine natürliche Verallgemeinerung des Møllerschen Ansatzes. *Bauer* (München).

Valatin, Jean G.: Sur l'interaction relativiste des particules et la théorie quantique des champs. C. r. Acad. Sci., Paris **228**, 1329—1331 (1949).

Es wird untersucht, wie sich die korrespondenzmäßig erhaltenen Møllerschen Wechselwirkungsterme in der erweiterten Auffassung des Verf. (s. vorsteh. Referat) deuten lassen. Dabei scheinen gewisse Selbstenergie-Schwierigkeiten vermeidbar zu sein. *Bauer* (München).

Valatin, Jean G.: Sur l'énergie d'interaction mésique des particules. C. r. Acad. Sci., Paris **228**, 1573—1575 (1949).

Der für Elektronen entwickelte Formalismus des Verf. (s. die drei vorsteh. Referate) wird auf Nukleonen übertragen mit einer Erweiterung zur Beschreibung des Ladungszustandes. Auf ähnlichem Weg wie dort ergibt sich ein Ausdruck für die durch Mesonenerzeugung und -vernichtung vermittelte Wechselwirkung der Nukleonen sowohl in einer neutralen wie in einer symmetrischen Theorie. *Bauer.*

Jauch, J. M. and K. M. Watson: Phenomenological quantum-electrodynamics. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **74**, 950—957 (1948).

Jusqu'ici, l'électromagnétisme quantique a été développé sous une forme qui correspond à celle de l'électromagnétisme de Lorentz, l'interaction photon-électron étant placée à sa base, et les phénomènes macroscopiques étant en principe déduits statistiquement. Pour diverses raisons, il a paru intéressant de procéder à une quantification directe de l'électromagnétisme „phénoménologique" de Maxwell-Minkowski: ceci a été fait sous une forme relativiste covariante. En particulier, l'on voit ainsi apparaître la radiation de Cerenkov, en liaison avec des photons d'énergie négative.

Costa de Beauregard (Paris).

Jauch, J. M. and K. M. Watson: Phenomenological quantum electrodynamics. Part II. Interaction of the field with charges. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **74**, 1485—1493 (1948).

Suite de la théorie quantifiée de l'électromagnétisme phénoménologique: interaction du champ avec les charges. L'élimination du champ longitudinal fait apparaître une anisotropie de l'expression de l'énergie coulombienne, ainsi qu'un terme d'interaction additionnel dépendant de la vitesse du milieu. Interprétation de ce terme en liaison avec l'explication de la radiation de Cerenkov; la théorie est faite successivement dans deux repères galiléens, celui lié au milieu et celui lié à la charge; le résultat obtenu concorde avec celui de la théorie préquantique.

Costa de Beauregard (Paris).

Watson K. M. and J. M. Jauch: Phenomenological quantum electrodynamics. Part III. Dispersion. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **75**, 1249—1261 (1949).

Généralisation des résultats précédents pour tenir compte de la dispersion du milieu, et faire ainsi disparaître quelques traits inacceptables; raccord explicite des présents calculs avec les précédents. Analogie formelle entre la présente théorie et celle des procédés de coupure. Si l'on cherche à passer au cas limite du vide, ce qui peut sembler naturel en raison du fait de la polarisation du vide, on aboutit au résultat inacceptable d'une non-invariance relativiste; pour cette raison les Au. renoncent à proposer un „électromagnétisme phénoménologique du vide".

Costa de Beauregard (Paris).

Slansky, Serge: Principe de décomposition spectrale et valeurs moyennes en mécanique ondulatoire du photon. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 275—276 (1950).

Remarques sur certains problèmes formels de la théorie du photon de M. Louis de Broglie, principalement sur l'expression de la probabilité de présence et sur la formule des valeurs moyennes. *Costa de Beauregard* (Paris).

Borowitz, Sidney and Walter Kohn: On the electromagnetic properties of nucleons. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 818—827 (1949).

Der Schwingersche Formalismus der kovarianten Quantenelektrodynamik wird hier angewandt zur Behandlung der Wechselwirkung zwischen Mesonen und Nukleonen. Dabei sind als Mesonensorte speziell die pseudoskalaren Mesonen gewählt. Es werden die magnetischen Momente von Proton und Neutron berechnet. Ihre Werte sind endlich und in qualitativer Übereinstimmung mit der Erfahrung. Quantitativ ergeben sich jedoch große Abweichungen, die nicht verwundern, da nur Störungstheorie 2. Ordnung getrieben wird und hier die Kopplungskonstante g zwischen dem Nukleonen- und dem Mesonenfeld etwa 20mal so groß ist wie diejenige zwischen dem Elektronen- und dem Lichtquantenfeld. — Weiter werden die Nukleon-Elektron-Wechselwirkungen behandelt. Die Proton-Elektron-Wechselwirkung ergibt für den $^2S_{1/2}$-Wasserstoffterm einen Beitrag von weniger als 0,5 mHz zum Lambshift und liegt damit weit unterhalb der Meßgenauigkeit. Für die Neutron-Elektron-Wechselwirkung hingegen ergeben sich meßbare Werte, wie sie ja auch von Fermi, Rabi und Mitarbeitern beobachtet wurden. *Macke* (Göttingen).

Fermi, E. and C. N. Yang: Are mesons elementary particles? Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1739—1743 (1949).

Es erscheint den Autoren nicht als selbstverständlich, daß die große Zahl der Elementarteilchen, die in den letzten Jahren entdeckt wurde, als wirkliche elementare Gebilde angesprochen werden müssen. Vielmehr könnten mehrere von ihnen durchaus komplexer Struktur sein. Die Realisierbarkeit dieser Vorstellung untersuchen sie am Beispiel des π-Mesons, das aus zwei Nukleonen aufgebaut gedacht werden könnte: π^+ = Proton + Antineutron, π^- = Neutron + Antiproton, π^0 = Neutron + Antineutron oder Proton + Antiproton. Die Reichweite dieser Kräfte muß kürzer als die der gewöhnlichen Kernkräfte sein. Die Kräfte selbst sind viel stärker, da die Bindung der doppelten Ruhmasse der Nukleonen vermindert um die Masse des π-Mesons entspricht. Zwischen zwei gewöhnlichen Nukleonen werden abstoßende Kräfte postuliert. — Die rechnerischen Ergebnisse sind nur als sehr qualitativ anzusehen, da eine relativistisch invariante Theorie bisher nicht gelungen ist. Außerdem ist die gewöhnliche Feldvorstellung nicht am Platze, da ihr als Quant ein Elementarteilchen, wahrscheinlich ein neues, zuzuordnen wäre, was gerade vermieden werden soll. Man muß daher zu verschwindender Reichweite übergehen. Diese bringt wieder Schwierigkeiten in den stationären Zuständen mit sich. Setzt man sich vorläufig über diese Schwierigkeiten hinweg, so können je nach Art der Zusammenlagerung der beiden Nukleonen skalare, pseudoskalare, vektorielle Mesonen dargestellt werden. Die so gebildeten Mesonen haben in den wesentlichen Punkten die Eigenschaften, die den Teilchen der Yukawaschen Theorie entsprechen. *K.-H. Höcker.*

Bhabha, H. J.: On a new theory of nuclear forces. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 665—668 (1950).

Wellengleichungen der Form $(\alpha^k p_k + \chi)\psi = 0$, $p_k = -i\,\partial/\partial x^k$, mit vier quadratischen Matrizen α^k und einer Konstanten χ führen nach einer früheren Arbeit des Verf. (dies. Zbl. **35**, 424) auf eine verallgemeinerte Wellengleichung

$$(\Box + \chi_1^2)(\Box + \chi_2^2)\cdots(\Box + \chi_n^2)\psi = 0$$

für jede Komponente der Wellenfunktion, wobei die $\chi_k^2 = \chi^2/a_k^2$ und die a_k die nichtverschwindenden Eigenwerte von α^0 sind. Läßt man nur eine Masse zu, d. h. nur ein Paar von reellen Eigenwerten $\pm a$, jedoch mit beliebiger Vielfachheit n, so lautet die Wellengleichung

$$(\Box + \chi^2)^n \psi = 0.$$

Verf. leitet daraus für eine langsam bewegte Punktladung ein Feld der Form

$$(-1)^n/(n-1)! \cdot \partial^{n-2}/(\partial\chi^2)^{n-2} \cdot e^{-\chi r}/2\chi$$

ab, das für $r = 0$ endlich und daher für die Beschreibung der Kernkräfte geeignet erscheint. Die Ableitung stützt sich auf eine im Erscheinen begriffene Arbeit von Surya Prakash, der die Greensche Funktion der verallgemeinerten Wellengleichung für den Fall beliebiger χ_k aufgestellt hat. *Wessel* (Dayton/Ohio).

Dancoff, S. M.: Non-adiabatic meson theory of nuclear forces. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 382—385 (1950).

Die bisherigen Berechnungen der Kernkräfte zwischen 2 Nukleonen auf der Grundlage der Mesonentheorie erfolgten so, daß zunächst die potentielle Energie der 2 Nukleonen aus dem Austausch von Mesonen bei festem Kernabstand berechnet und danach die Energieniveaus der Kernbewegung in diesem Potential bestimmt wurden. Relativistische Effekte zog man nicht in Betracht. Der Formalismus des Verf. dagegen gestattet eine direkte Berechnung der Bindungsenergie zweier Nukleonen ohne die Einführung des Begriffes der potentiellen Energie. Er benützt die neutrale skalare Mesonenfeldtheorie mit skalarer Kopplung und die Diracgleichung für die Nukleonen. Er erhält einen tiefsten Zustand endlicher Bindungsenergie und eine Spinabhängigkeit der Kernkraft, wie sie beim Deuteron wirksam sein mag, aber keine quantitative Übereinstimmung. Die Berücksichtigung relativistischer

Effekte führt im Falle neutraler skalarer Mesonen nur zu sehr kleinen Aufspaltungen von Singulett- und Triplettzuständen. *Kofink* (Stuttgart).

Eriksson, H. Adolf S.: On the particle aspect of the general mixed meson theory. Ark. Mat. Astron. Fys. A **34**, Nr. 21, 15 S. (1948).

Verf. stellt eine allgemeine Mesonentheorie auf, die skalare, vektorielle, pseudoskalare und pseudovektorielle Felder umfaßt. In dieser Theorie weisen die statischen Kräfte keine $1/r^3$-Singularität auf. Es wird behauptet und soll in späterer Arbeit publiziert werden, daß diese auch in relativistischen Korrekturgliedern nicht auftreten. Die Gleichungen des Gesamtfeldes lassen sich in der 4-komponentigen Spinorschreibweise — wie im Falle des Elektrons — darstellen. Es treten auch sonstige Analogien wie nicht positiv definite Energie des Mesonenfeldes auf. Darin stecken einige Schwierigkeiten, die in der Arbeit nicht behoben sind.

K.-H. Höcker (Stuttgart).

Marty, Claude et Jacques Prentki: Sur une théorie pseudoscalaire des forces nucléaires. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 54—55 (1950).

Durch die Theorie von van Hove (dies. Zbl. **33**, 328) ist gezeigt, daß in einer relativistischen Theorie der Atomkerne das Wechselwirkungspotential im pseudoskalaren Fall bei Beschränkung auf Glieder bis zur zweiten Ordnung in den Wechselwirkungskonstanten nur Singularitäten erster Ordnung im Nullpunkt aufweist. Diese Theorie wird daher weithin als vielversprechend für eine vollständige Beschreibung des Deuteronproblems angesehen. — Die Autoren der vorliegenden Arbeit weisen nun auf Abweichungen der Aussagen dieser Theorie von der Erfahrung hin, die sich bei der Streuung von 90 MeV-Neutronen an Protonen zeigen. Die Streuintensität, die man empirisch unter den Winkeln 0, $\pi/2$ und π findet, ist nicht durch die Theorie wiederzugeben, gleichgültig, ob man geladene oder neutrale Mesonen oder Kombinationen von beiden (u. a. die symmetrische) zugrunde legt, wenn man die Masse des geladenen Mesons mit 286 m_e ansetzt. Die Verff. schließen, daß es unmöglich sein dürfte, eine rein pseudoskalare Theorie der Kernkräfte widerspruchsfrei durchzuführen. *K.-H. Höcker* (Stuttgart).

Marty, Claude: Sur les mélanges de champs mésiques. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1508—1510 (1950).

Für statische Kräfte ist die Mischung von pseudoskalarem und vektoriellem Mesonfeld zur Beschreibung der Erfahrung geeignet, nicht jedoch bei Berücksichtigung relativistischer Effekte. Hier ist eine Überlagerung der beiden Felder immer divergent. In der vorliegenden Arbeit werden unter Beachtung der relativistischen Glieder und Voraussetzung der Bornschen Näherung weitere Überlagerungen untersucht. Dabei hat man sich wegen der Divergenzen zu beschränken auf Felder für Teilchen mit Spin 0 oder Spin 1. Um festzustellen, welche Mischungen überhaupt diskutabel sind, geht man von einem pseudoskalaren geladenen oder symmetrischen Feld aus (Masse der Feldquanten 286 m_e, vgl. vorsteh. Referat) und überlagert dem ein neutrales Feld, dessen Eigenschaften so bestimmt werden sollen, daß die beobachteten Verhältnisse der differentiellen Streuquerschnitte bei 90 MeV-Neutronen $\frac{dQ(\pi)}{dQ(0)} = 1{,}1$ und $\frac{dQ(\pi)}{dQ(\pi/2)} = 3{,}6$ von der Theorie richtig wiedergegeben werden. Es zeigt sich, daß ebenso wie das pseudoskalare Feld allein (siehe vorsteh. Referat) auch eine beliebige Mischung von Feldern mit dem Spin 0 (skalar und pseudoskalar) diese Forderung nicht erfüllt. Felder mit Spin 1 wurden bisher nicht untersucht.

K.-H. Höcker (Stuttgart).

Symonds, N.: On the motion of a vector meson in a homogeneous magnetic field. Phil. Mag., J. theor. exper. appl. Phys., London, VII. S. **40**, 636—644 (1949).

Unter Benutzung der Kemmerschen Partikeltheorie des Mesons [Proc. R. Soc. London, A **173**, 91—116 (1939); dies. Zbl. **23**, 190], welche der Diracschen Theorie des Elektrons nachgebildet ist und lineare Differentialgleichungen 1. Ordnung für

eine 10-komponentige Wellenfunktion postuliert, wird die Bewegung eines Mesons im homogenen Magnetfeld berechnet. Die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld kann durch Lorentztransformation zum Verschwinden gebracht werden. Sodann können einfache Darstellungen der Duffin-Kemmerschen Operatoren β_i gewählt und die Bewegungsgleichungen vollständig integriert werden. Die Wellenfunktion enthält Hermitesche Polynome (Harmorkreise!) und berücksichtigt den Einfluß des Mesonenspins (0 und 1). Zugleich wird eine neue Schreibweise der Kemmerschen Wellengleichung 2. Ordnung mit elektromagnetischem Feld aufgestellt. *L. Waldmann* (Mainz).

Urban, P.: Über den elastischen Stoß von Mesonen. S.-B. Akad. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl. IIa **155,** 179—188 (1947); **156,** 129—130 (1948).

Für die Austauschwechselwirkung skalarer Mesonen mit Nukleonen wurde von Yukawa und Sakata 1938 ein Wirkungsquerschnitt berechnet, der hier des Näheren überprüft wird. Dabei liefert die genauere Rechnung einen Ausdruck, der insbesondere bei hohen Energien von dem früher angegebenen erheblich abweicht. Es ergibt sich als elastischer, differentieller Streuquerschnitt

$$d\Phi = \frac{1}{4}\left(\frac{g^2}{M c^2}\right) d\Omega \, \frac{(\varepsilon^2-\varrho^2)^{3/2}\{(1+2/\varepsilon_0)^2+(\varepsilon/\varepsilon_0-1)(1+\frac{1}{2}\varrho^2/\varepsilon_0)\}}{(\varepsilon_0^2-\varrho^2)^{1/2}(1+\frac{1}{2}\varrho^2/\varepsilon_0)^2\{\varepsilon\,\varepsilon_0-\varrho_0(\varepsilon_0-\varepsilon+1)\}},$$

$$\varepsilon = \frac{E}{M c^2}, \qquad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{M c^2}, \qquad \varrho = \frac{\mu}{M}.$$

Dabei ist g die Kopplungskonstante (mesonische Ladung), M die Protonenmasse, μ die Mesonenmasse, E_0 und E die Energie des einfallenden und des gestreuten Mesons. In der Näherung, in welcher E und E_0 groß gegen die Ruhenergie des Mesons sind, wird

$$d\Phi = \frac{1}{4}\left(\frac{g^2}{M c^2}\right)^2 d\Omega \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \left\{\frac{E}{E_0} + \left(1 + 2\frac{M c^2}{E_0}\right)^2 - 1\right\}.$$

Durch Integration über den Raumwinkel entsteht der totale Wirkungsquerschnitt, wie in der nachfolgenden Arbeit gezeigt wird, genähert zu:

$$\Phi \approx \pi\left(\frac{g^2}{M c^2}\right)^2 \frac{1}{(1+2\,E_0/Mc^2)^2}\left\{\left(1+2\frac{M c^2}{E_0}\right)^2\left(1+2\frac{E_0}{M c^2}\right) - \frac{E_0}{M c^2}\right\}.$$

W. Macke (Göttingen).

Urban, P.: Zur pseudoskalaren Theorie der Mesonen. Österreich. Akad. Wiss., math.-naturw. Kl., S.-B., IIa **156,** 143—154 (1948).

Im Anschluß an die Kemmerschen Arbeiten zur Theorie der Mesonen werden die Eigenschaften pseudoskalarer Mesonen untersucht. Abweichend von den skalaren Mesonen ergibt sich dabei die totale Streuwahrscheinlichkeit an Nukleonen zu:

$$w = \frac{1}{\pi}\left(\frac{f}{\varkappa}\right)^4 \frac{1}{\hbar^2 c}\,\frac{k_0^5}{(k_0^2+\varkappa^2)^{3/2}}.$$

$1/\varkappa = \hbar/\mu c$ ist die de Brogliewellenlänge des Mesons und k_0 die Wellenzahl des einfallenden Mesons. In einem weiteren Abschnitt wird die Wahrscheinlichkeit für Absorption von Mesonen an Kernen mit anschließender Photonenemission berechnet. Bei sehr großen Einfallsenergien wird diese Wahrscheinlichkeit konstant gleich

$$w = 8\frac{e^2}{\hbar^2 c}\left(\frac{j}{\varkappa}\right)^2.$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit der pseudoskalaren Mesonen wird schließlich noch untersucht und ergibt sich in Übereinstimmung mit derjenigen von skalaren und vektoriellen Mesonen. *W. Macke* (Göttingen).

Steinberger, J.: On the use of subtraction fields and the lifetimes of some types of meson decay. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76,** 1180—1186 (1949).

Das Verfahren von Pauli und Villars, mit Hilfe eines Subtraktionsformalismus divergierende Felder konvergent zu machen, wird für Mesonenfelder angewandt. Man kommt durchweg zu endlichen Ergebnissen. Im einzelnen wird der Zerfall eines neutralen Mesons in zwei oder drei Photonen, in ein Elektron-Positron-Paar, in ein anderes neutrales Meson und ein Lichtquant berechnet. Für geladene Mesonen wird der Zerfall in ein anderes geladenes Meson und ein Photon, sowie in ein Elektron und ein Neutrino untersucht. Die Lebensdauern ergeben sich durchweg größer als bei den sonst üblichen Verfahren ohne Subtraktion der Divergenzen. Im allgemeinen ist eine Abweichung von den älteren Ergebnissen zu erwarten, wenn divergente Integrale in der Richtung auftreten, dagegen findet man Übereinstimmung, wenn diese nicht auftreten. *K.-H. Höcker* (Stuttgart).

Urban, P.: Über die Lebensdauer der Mesonen. Österreich. Akad. Wiss., math.-naturw. Kl., S.-B., IIa **156,** 131—141 (1948).

Mit dem gewöhnlichen Formalismus der Wellenquantelung wird die Lebensdauer der Mesonen berechnet durch Ermittlung der Übergangswahrscheinlichkeit desjenigen Prozesses, bei dem ein Meson und ein Neutrino, letzteres im negativen Energiezustand, übergehen in ein Elektron. Dabei führen skalare und vektorielle Mesonen zu numerisch gleichen Ergebnissen. Die Lebensdauer τ ergibt sich für beide Fälle in Abhängigkeit von der angenommenen Mesonenmasse μ zu:

μ (in m_e)	= 100	150	200	250
τ (in 10^{-7} sec)	= 2,3	1,5	1,2	0,9,

wenn man die Kopplungskonstante g zwischen dem Mesonenfeld einerseits und dem Elektron-Neutrinofeld andererseits aus dem β-Zerfall entnimmt. — Auch für pseudoskalare Mesonen ergeben sich genähert die gleichen Werte. *W. Macke.*

Michel, L.: Interaction between four half-spin particles and the decay of the μ-meson. Proc. phys. Soc. London, Sect. A **63,** 514—531 (1950).

Der allgemeinste quadrilineare Ansatz für die Koppelung von vier Fermiteilchen wird untersucht und es wird gezeigt, daß eine Vertauschung der Reihenfolge der Amplituden nur die Koeffizienten der in der Wechselwirkungsenergie auftretenden Linearkombinationen der fünf relativistischen Invarianten ändert. Für ungeladene Teilchen wird sowohl die Majoranasche als auch die Löcher-Theorie benützt. Die Resultate werden auf die Untersuchung des β-Zerfalls-Spektrums des μ-Mesons angewendet. *Touschek* (Glasgow).

Wyk, C. B. van: γ-decay and mesons of spin zero. Proc. phys. Soc. London, Sect. A **63,** 350—357 (1950).

Ausgehend von der Annahme, daß dem Feld der τ-Mesonen wie dem der π-Mesonen nicht zu kleine Kopplung mit den Nukleonen zukommt, ist zu schließen, daß die schweren τ-Mesonen über die virtuelle Erzeugung von Nukleonen mit einer beträchtlichen Wahrscheinlichkeit in π-Mesonen und ein oder zwei weitere Teilchen zerfallen müssen. Da es Hinweise gibt, daß die τ-Mesonen, wenn sie überhaupt existieren, was nach Powell neuerdings zweifelhaft ist (Fußnote), Spin 0 haben dürften, ist die zusätzliche Emission von zwei Lichtquanten nahegelegt. Das τ-Meson wird durch ein skalares Feld, das π-Meson durch ein pseudoskalares Feld beschrieben. Das Verfahren ist das übliche der Störungstheorie und das Ergebnis folglich von deren Problematik abhängig. *K.-H. Höcker* (Stuttgart).

Ling jr., Daniel S. and David L. Falkoff: Interference effects in gamma-gamma angular correlations. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76,** 1639—1648 (1949).

Wenn man annimmt, daß die Aussendung von γ-Strahlen bei stufenweisem Übergang angeregter Atomkerne in den Grundzustand nicht wie bisher angesetzt durch einen reinen Dipol, Quadrupol oder höheren Multipol, sondern durch Mischungen von Multipolen erfolgt, kann durch Interferenzeffekte für die Richtungsverteilung der γ-Quanten sich etwas vollkommen anderes ergeben, als man nach dem bis-

herigen Ansatz errechnet. Insbesondere wird in der Arbeit ein Zweierschritt untersucht, bei dem der eine eine Mischung von elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolstrahlung ist, während der andere entweder durch einen Dipol oder durch einen Quadrupol erfolgt. Auf diese Weise können die bisher als anomal empfundenen experimentellen Ergebnisse bei Sr^{88} theoretisch gedeutet werden. Dagegen bleiben in dem analogen Fall Pd^{106} vorerst Schwierigkeiten bestehen. *K.-H. Höcker.*

Levinger, J. S. and H. A. Bethe: Dipole transitions in the nuclear photo-effect. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 115—129 (1950).

Die Thomas-Kuhnschen Summenregeln werden auf die Berechnung des integrierten Wirkungsquerschnittes und der mittleren Energie für die Absorption von Photonen durch Atomkerne angewendet. Der integrierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu $0{,}015\ A\ (1 + 0{,}8\ x)$ MeVbarns (x = Anteil der Austausch-Kräfte). Die mittlere Energie ergibt sich zu etwa 19 MeV für gewöhnliche Kernkräfte. Quadrupol-Übergänge stellen nur etwa 6% des gesamten Querschnitts dar. Das asymptotische Verhalten der Dipol-Wirkungsquerschnitte wird berechnet. Die Theorie ermöglicht eine qualitative Erklärung der Experimente über die Energie-Abhängigkeit des Kernphotoeffekts. *Touschek* (Glasgow).

Bouchez, R., S. R. de Groot, R. Wataf et H. A. Tolhoek: Sur le rapport d'embranchement émission β^+-capture K: cas des transitions permises. II. J. Phys. Radium **11**, 105—119 (1950).

Das Verhalten der Zerfallskonstanten für K-Einfang und β^--Zerfall wird in seiner Abhängigkeit von den Spinquantenzahlen der Kerne untersucht. Für die Kerne ^{61}Cu, ^{64}Cu und ^{167}Cd ergibt sich ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem Experiment. *Touschek* (Glasgow).

Groot, Sybren R. de et Hendrik A. Tolhoek: La théorie de la radioactivité β utilisant une combinaison linéaire des invariants relativistes pour l'Hamiltonien d'interaction. C. r. Acad. Sci., Paris **230**, 1510—1512 (1950).

Es wird eine Theorie des β-Zerfalls entwickelt, die von einer Hamiltonfunktion für die Wechselwirkung von Nukleonen und leichten Teilchen ausgeht, die eine Linearkombination von 5 relativistischen Invarianten enthält. Man ist mit der Erfahrung im Einklang, wenn man annimmt, daß abgesehen von Einflüssen der elektrischen Kernladung die Emission eines β^-- oder β^+-Teilchens vollkommen symmetrisch zu behandeln ist. *K.-H. Höcker* (Stuttgart).

Feister, I.: Numerical evaluation of the Fermi beta-distribution function. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 375—377 (1950).

Schwinger, Julian: On the charge independence of nuclear forces. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 135—139 (1950).

Die kleine Differenz zwischen den Neutron-Proton- und Proton-Proton-Singulett-Kräften kann unter Annahme eines Yukawa-Potentials auf magnetische Kräfte zurückgeführt werden. *Touschek* (Glasgow).

Blanchard, C. H., R. Avery and R. G. Sachs: Velocity dependent nuclear interactions. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 292 (1950).

Ausgehend von der empirisch im Schalenmodell des Atomkerns geforderten Spinbahnkopplung der Nukleonen diskutieren Verff. 6 verschiedene geschwindigkeitsabhängige Ansätze für das Potential zwischen 2 Nukleonen, die durch Invarianzforderungen nahegelegt werden. — Da die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Potentials ein magnetisches Moment liefert, welches sich zu denjenigen von Bahn und Spin hinzuaddiert, wird durch Vergleich mit den empirischen magnetischen Momenten von ^2H, ^3H und ^3He unter den verschiedenen Möglichkeiten eine Auswahl getroffen, bei der das Potential

$$V_{NP} = J\,(|\mathfrak{r}_N - \mathfrak{r}_P|) \cdot [(\mathfrak{r}_N - \mathfrak{r}_P) \times (\mathfrak{p}_N - \mathfrak{p}_P)] \cdot (\sigma_N - \sigma_P),$$

versehen mit einem noch willkürlichen Ortsaustauschanteil, den Vorzug hat.
Macke (Göttingen).

Goeppert-Mayer, Maria: Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. I. Empirical evidence. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 16—21 (1950).

Goeppert-Mayer, Maria: Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. II. Theoretical considerations. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 22—23 (1950).

Für den Atomkern wird nach den Arbeiten von Haxel, Jensen und Suess folgendes Einteilchenmodell vorgeschlagen: Jedes Nukleon bewegt sich frei in dem Potentialtopf, welcher durch das mittlere Anziehungspotential der übrigen Nukleonen hervorgerufen wird und welcher seiner Form nach zwischen dem Oszillator- und Rechteckpotential liegt. Jedes Teilchen unterliegt einer starken Kopplung von Spin- und Bahndrehimpuls, die die normalen relativistischen Thomaskräfte um etwa einen Faktor 20 überschreitet. Unter dieser Voraussetzung gelingt es mit sehr wenigen zusätzlichen Annahmen, ein widerspruchsfreies Termschema für den Atomkern anzugeben, welches zu dem Erfahrungsmaterial (Kernspin, magnetische Momente, magische Zahlen, angeregte Zustände, isomere Kerne) in Einklang steht. — Das Termschema lautet (in aufsteigender Folge, einzelne Schalen durch Klammern abgehoben):

$(1\,s_{1/2})\ (1\,p_{3/2},\ 1\,p_{1/2})\ (1\,d_{5/2},\ 1\,d_{3/2},\ 2\,s_{1/2})\ (1\,f_{7/2})\ (1\,f_{5/2},\ 2\,p_{3/2},\ 2\,p_{1/2},\ 1\,g_{9/2})$
$(1\,g_{7/2},\ 2\,d_{5/2},\ 2\,d_{3/2},\ 3\,s_{1/2},\ 1\,h_{7/2})\ (1\,h_{9/2},\ 2\,f_{7/2},\ 2\,f_{5/2},\ 3\,p_{3/2},\ 3\,p_{1/2},\ 1\,i_{13/2})\ (1\,i_{11/2},\ \ldots$

Als Annahmen zugrunde gelegt wurden: Geradzahlige Teilchen einer Sorte sättigen ihre Drehimpulse stets zu je zweien ab, so daß Kernspin- und -momente stets durch das letzte ungeradzahlige Teilchen allein hervorgerufen werden. Der bei dieser Absättigung erzielte Energiegewinn wächst mit der Größe der Drehimpulse, wodurch die höheren Drehimpulse zuerst abgesättigt werden. — Im Teil II werden diese Annahmen einer näheren Untersuchung unterzogen. Es stellt sich heraus, daß bei einem Wechselwirkungspotential von kurzer Reichweite (δ-Funktion) sowie reiner jj-Kopplung die Bindungsenergie gerade eine Abhängigkeit erhält, welche die obigen Annahmen rechtfertigt. Durch die Absättigung der Drehimpulse wird ein Energiegewinn von $-E = c\,(2j+1)/A$ gegenüber Zuständen mit nicht abgesättigten Drehimpulsen erzielt. (A = Nukleonenzahl, j = Drehimpulsquantenzahl, $c \sim 25$ MeV).

Macke (Göttingen).

Huby, R.: Investigations on the binding energy of heavy nuclei. Proc. phys. Soc. London, Sect. A **62**, 62—71. (1949).

Es wird untersucht, wie weit sich die Bindungsenergien der schweren Atomkerne auf Grund eines Zwei-Teilchen-Potentials erklären lassen, dessen Parameter aus den empirischen Deuteron- und ^{3}H-Daten bestimmt sind. Dabei wird das aus der Møller-Rosenfeld-Theorie folgende statische Potential benützt:

$$V = (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)\{g^2 + f^2(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)\}\frac{e^{-kr}}{r},$$

wobei $g^2/\hbar c = 0{,}258$, $f^2/\hbar c = 0{,}595$, $k = \mu c/\hbar$, $\mu = 220$ Elektronenmassen gesetzt ist [nach Fröhlich u. a., Proc. R. Soc. London A **191**, 61 (1944)]. Bei der Errechnung der Bindungsenergien der schweren Kerne wird von der Oberflächen- und Coulomb-Energie abgesehen und die Ergebnisse werden demgemäß mit dem entsprechenden Term der Weizsäcker-Betheschen halbempirischen Formel verglichen. Zunächst wird das „Fermi-Gas-Modell" benutzt (ebene Wellen in Kasten) und die Energie nach dem Ritzschen Verfahren durch Variation nach dem Kernradius bestimmt, indem dieser proportional $A^{\frac{1}{3}}$ gesetzt wird. Während sich für den Kernradius die richtige Größenordnung ergibt, erhält man nur etwa 10% der empirischen Bindungsenergie. — In einer zweiten Näherung werden die ebenen Wellen als ungestörtes System und die soeben erhaltene Energie als Störung erster Ordnung betrachtet. Wird wieder nach dem Kernradius variiert, so erhält man etwa 40% der empirischen Bindungsenergie. Der große Unterschied zwischen erster und zweiter Näherung

zeigt die Unsicherheit des Verfahrens. — Versucht man, um richtige Bindungsenergien zu erhalten, angenommene „Viel-Körper-Kräfte" durch Vergrößerung von f^2 (um 25%) zu berücksichtigen, so geht die Übereinstimmung mit den empirischen Kern-Radien verloren. Das gleiche ist der Fall, wenn die Übereinstimmung mit den ^{3}H-Daten aufgegeben wird und die Potential-Parameter nach Deuteron und schweren Kernen bestimmt werden ($\mu = 400$ Elektronenmassen). — Schließlich wird die Möglichkeit der Übertragung eines nicht publizierten Variationsverfahrens für leichte Kerne von Svarthelm auf schwere Kerne diskutiert. *v. Weizsäcker.*

Lax, Malvin: A variational method for non-conservative collisions. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 306 (1950).

In der Schrödingergleichung $(E - H)\,\Psi_a = V\,\Psi_a$ wird V als störendes (Streu-)Potential angesehen. Die Gesamtlösung Ψ_a läßt sich in der Form $\Psi_a = \Phi_a + (E - H)^{-1}\,V\,\Psi_a$ schreiben, wo Φ_a die ungestörte (einfallende) Welle darstellt. Mit $T_{ba} = (\Phi_b, V\,\Psi_a)$ wird die Streuwelle allein $(E - H)^{-1}\,T\,\Phi_a$. T stellt die Matrix der Streu- oder Übergangsamplituden dar. Um für diese ein Variationsprinzip aufzustellen, wird die allgemeinere Integralgleichung $\Psi_a = \Phi_a + L\,V\,\Psi_a$ und die dazu adjungierte $\Psi'_b = \Phi_b + L^+\,V^+\,\Psi'_b$ betrachtet, wo V nicht notwendig hermitisch sein muß. Es ist dann

$$T_{ba} = (\Psi'_b\,V\,\Phi_a)\cdot(\Phi_b\,V\,\Psi_a)/[(\Psi'_b\,V\,\Psi_a) - (\Psi'_b\,V\,L\,V\,\Psi_a)]$$

stationär für unabhängige Variation der Ψ'_b und Ψ_a. Durch passenden Ansatz dieser Größen lassen sich also die Streuamplituden näherungsweise bestimmen. An einem Beispiel — Streuung an absorbierendem Draht — wird in einfacher Weise erhebliche Genauigkeit erreicht. *Volz* (Erlangen).

Lax, Melvin: On a well-known cross-section theorem. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. **78**, 306—307 (1950).

Bei Streuproblemen tritt neben der eigentlichen Streuwelle eine „Schattenwelle" auf, welche im Schattenbereich die primäre Welle durch Interferenz aufhebt. Diese entspricht der Summe aus Absorption + Streuung. Es wird gezeigt, wie sich Streuwelle und Wirkungsquerschnitt in den verschiedenen Fällen (elastische und unelastische Streuung, Absorption) explizit darstellen lassen. *Volz* (Erlangen).

Brueckner, K. A. and K. M. Watson: Proton-proton scattering in charged scalar theory. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **78**, 495—496 (1950).

Die Berkeley-Experimente zur Proton-Neutron- und Proton-Proton-Streuung für Energien der Größenordnung von 300 MeV, zeigen eine beträchtliche Ladungsabhängigkeit. Während der Proton-Proton-Querschnitt in einem weiten Winkelbereich fast isotrop ist, zeigt der Proton-Neutron-Querschnitt eine starke Bevorzugung der Vorwärts- und Rückwärts-Streuung. Die Wirkungsquerschnitte wurden bis zur vierten Ordnung für ein skalares geladenes Mesonfeld berechnet, wobei der Hauptbeitrag vom Austausch zweier virtueller Mesonen herrührt. Die so erhaltenen Korrekturen zeigen zwar das richtige qualitative Verhalten, sind aber für schwache Kopplungen viel kleiner als die experimentell gefundenen Werte. *Touschek.*

Heidmann, J.: Scattering of 90 MeV neutrons by alpha-particles. Phil. Mag., J. theor. exper. appl. Phys., London, VII. S. **41**, 444—457 (1950).

Es wird die Streuung von Neutronen mit einer Energie von 90 MeV an α-Teilchen untersucht. Dabei bedient sich die Störungsrechnung des Bornschen Näherungsverfahrens, dessen Gültigkeit für den Fall der elastischen Streuung besonders nachgeprüft wird. Der verwendete Potentialansatz berücksichtigt den Spinaustausch und wird ebenso wie die Ausgangseigenfunktionen durch passende Wahl von Parametern experimentellen Daten angepaßt. Für den unelastischen Stoß beschränkt sich die Untersuchung auf die Loslösung eines Protons oder Neutrons bzw. die Bildung eines Tritons und Deuterons. Alle übrigen Prozesse werden wegen ihres bedeutenden Energiebedarfs als unwahrscheinlich angesehen. Da keine entspre-

chenden experimentellen Unterlagen vorliegen, wird mit Rücksicht auf das α-Teilchenmodell der Kerne die Streuung von Neutronen an Kohlenstoff und Sauerstoff zum Vergleich herangezogen. *Ecker* (Bonn).

Thomas, Roy: Three-body scattering with central and tensor forces. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1002—1003 (1949).

Das 3-Körper-Problem der Streuung von Neutronen an einem Deuteron-Kern wird in Bornscher Näherung unter Annahme von 77% Tensorkräften berechnet. Für Energien < 10 MeV kann der Beitrag der Tensorkräfte vernachlässigt werden. Bei 20 MeV jedoch ergibt sich eine beachtliche Korrektur zum Wirkungsquerschnitt. Auch die Winkel-Abhängigkeit wird — besonders im Fall von Ladungs- und Ladungs- und Spin-abhängigen Kräften — stark anisotrop. *Touschek* (Glasgow).

Ceallaigh, C. O.: Nuclear scattering of fast β-particles in the cloud-chamber projected form of Mott's and other scattering formulae with tables. Proc. Irish Acad. A **53**, 133—144 (1950).

Die bekannten Streuformeln, die die Ablenkung θ eines Teilchens von der ursprünglichen Richtung angeben, werden so umgeschrieben, daß sie an Stelle von θ die Projektion dieses Winkels auf eine Ebene senkrecht zur Beobachtungsrichtung enthalten. Das Ergebnis erscheint in Form von Tabellen. *K.-H. Höcker.*

Kallmann, H. und M. Päsler: Wellenmechanische Störungsrechnung im „Unterbereich" der Laplaceschen Transformation. (Mit einer Anwendung auf den Stark-Effekt.) Z. Phys., Berlin **126**, 734—748 (1949).

Kallmann, H. und M. Päsler: Zur Integration der gestörten zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung. Z. Phys., Berlin **125**, 749—759 (1949).

Weiterführung früherer Arbeiten [H. Kallmann und M. Päsler, Ann. Phys., VI. F. **2**, 292—304, 305—320; **3**, 305—316 (1948) und folgende Referate] über die Behandlung der Schrödingergleichung im Unterbereich der Laplace-Transformation. *Volz* (Erlangen).

Kallmann, Hartmut und Max Päsler: Behandlung des Oszillators und der Diracschen Gleichungen. Mitteilung III zu „Eine neue Behandlungs- und Darstellungsmethode wellenmechanischer Probleme". Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **4**, 46—56 (1948).

Im Anschluß an frühere Arbeiten [H. Kallmann und M. Päsler, Ann. Phys., VI. F. **2**, 292—304, 305—320 (1948)] werden die Schrödingergleichung des Oszillators sowie die Diracschen Gleichungen des Coulombfeldes nach einer Laplace-Transformation im „Unterbereich" behandelt. Es werden bekannte Ergebnisse wiedergefunden und von einer neuen Seite aus beleuchtet *Volz* (Erlangen).

Kallmann, Hartmut und Max Päsler: Ergänzende Bemerkung zu unserer Arbeit „Allgemeine Behandlung des H-Atoms mit beliebigen Anfangsbedingungen . . .". Ann. Phys., Leipzig, VI. F. **4**, 90—91 (1948).

Ergänzungen zu der Arbeit von H. Kallmann und M. Päsler, Ann. Phys., VI. F. **2**, 305—316 (1948). *Volz* (Erlangen).

Håkansson, H. E. V.: On the Lamb-shift and the ionisation energy of helium-like atoms. Ark. Fysik, Stockholm **1**, Nr. 27, 555—557 (1950).

Eine klassische Berechnung der Ionisations-Energie des Heliums nach der Methode von Hyleraas ergibt einen zu hohen Wert. Es wird gezeigt, daß die Diskrepanz durch Anwendung der Betheschen nicht relativistischen Strahlungskorrektur fast halbiert werden kann. *Touschek* (Glasgow).

Suryanarayana Rao, K.: Term values of f^4 electron configuration. Indian J. Phys. **24**, 51—56 (1950).

Brown, G. E.: Note on a relation in Dirac's theory of the electron. Proc. nat. Acad. Sci. USA **36**, 15—17 (1950).

Verf. zeigt, daß die Hyperfeinstrukturenergie eines Elektrons im Coulombfeld nach der Diracschen Theorie des Elektrons proportional zum Erwartungswert des reziproken Quadrats des Elektronenabstands vom Kern ist. *W. Kofink.*

Boll, Marcel: Une description corpusculaire et déterministe des franges de Fraunhofer. C. r. Acad. Sci., Paris **230,** 1034—1035 avec une remarque de Louis de Broglie 1035—1036 (1950).

Verf. versucht eine korpuskulare Deutung der Beugungserscheinung an einem Spalt durch Annahme eines speziellen, dem Beugungsintegral der Wellentheorie nachgebildeten Ablenkungsgesetzes und bekommt so rechnerisch eine Folge von hellen und dunklen Streifen, welche fast mit dem wellenmäßig ermittelten Beugungsbild übereinstimmt. — In einem Nachwort betont L. de Broglie, daß er zwar die Arbeit des Verf. vorgelegt hat, ihren Inhalt aber nicht billigt, vielmehr nach wie vor die Wellentheorie als einzige Möglichkeit zur Deutung der Beugungserscheinungen betrachtet. *Sauter* (Göttingen).

Boll, Marcel: Une description corpusculaire et déterministe des franges d'Young. C. r. Acad. Sci., Paris **230,** 1144—1146 (1950).

Durch eine Erweiterung des Ablenkungsgesetzes gegenüber der vorstehend referierten Arbeit versucht Verf. nunmehr auch die Beugungserscheinung an einem Doppelspalt korpuskular zu deuten. *Sauter* (Göttingen).

Bau der Materie:

Klemm, Alfred: Das unendlich lange Trennrohr mit Endbehälter. Z. Naturforsch. **3a,** 211—216 (1948).

Es wird der raum-zeitliche Konzentrationsverlauf eines seltenen Isotops in einem unendlich langen Trennrohr mit durchmischtem Endbehälter unter Verwendung des Quellenintegrals berechnet. Die Erstreckung der Anreicherung ins Trennrohr hinein ist $1{,}77\sqrt{D' t}$ für $l \ll \sqrt{D' t}$ und $1{,}50\sqrt{D' t}$ für $l \gg \sqrt{D' t}$. Die theoretische Plattenzahl (Vervielfachung) ist $2w\sqrt{t}/\sqrt{\pi D'}$ für $l \ll \sqrt{D' t}$ und wt/l für $l \gg \sqrt{D' t}$. Dabei ist w die effektive Geschwindigkeit des Gegenstroms, D' die effektive Diffusionskonstante, l die äquivalente Länge des Endbehälters und t die Zeit. Die Größen w und D' werden für den Fall des Thermodiffusionsverfahrens, des chemischen Austauschverfahrens und des elektrolytischen Überführungsverfahrens interpretiert. (Zusammenfassung des Verf.) *L. Waldmann.*

Present, R. D. and A. J. de Bethune: Separation of a gas mixture flowing through a long tube at low pressure. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **75,** 1050—1057(1949).

Wenn ein binäres Gasgemisch (Molekülmassen $m_{1,2}$) durch eine lange Kapillare (Radius r) bei niedrigem Druck, d. h. freie Weglänge $\lambda \gg r$, ins Vakuum ausströmt, so tritt bevorzugt die leichte Komponente aus, und zwar beträgt nach Knudsen der Trennfaktor $(m_2/m_1)^{\frac{1}{2}}$. Dies rührt daher, daß in diesem Fall die beiden Komponenten keinen Impuls austauschen. Anders ist es, wenn $\lambda \ll r$. Dann gleichen sich durch Molekularstöße im Gas die Strömungsgeschwindigkeiten an: der Trenneffekt nimmt mit wachsendem Druck ab. In vorliegender Arbeit wird der Übergangsfall $\lambda \approx r$ mittels eleganter, aber elementarer gaskinetischer Überlegungen behandelt, indem die Impulsübertragung auf die Wand und diejenige von der einen auf die andere Molekülsorte berechnet wird. Der Trennfaktor kann exakt wiedergegeben werden durch den Diffusionskoeffizienten D_{12} des Gemischs. *L. Waldmann* (Mainz).

Schlüter, Arnulf: Dynamik des Plasmas. I. Grundgleichungen, Plasma in gekreuzten Feldern. Z. Naturforsch. **5a,** 72—78 (1950).

Die Bewegungs- und Diffusionsgleichung eines Plasmas in elektrischen und magnetischen Feldern wird abgeleitet unter Berücksichtigung der gegenseitigen Reibung und der elektromagnetischen Wechselwirkung der positiven und negativen Teilchen. Im Fall statischer Felder zeigt sich, daß es nicht erlaubt ist, von einer Verminderung der Leitfähigkeit und von Halleffekt des Plasmas im Magnetfeld zu sprechen. Im allgemeinen ist vielmehr bei einem bestimmten Druck die Leitfähigkeit des Plasmas mit und ohne Magnetfeld dieselbe. Zum Schluß wird der Fall

untersucht, daß das Magnetfeld nur von dem Strom herrührt, der von einem homogenen elektrischen Feld erzeugt wird. Das Plasma zieht sich dann zu einem Faden zusammen. *A. Unsöld* (Kiel).

Weizel, W. und G. Ecker: Einfluß des Eigenmagnetfeldes und der Diffusion auf eine wandstabilisierte Lichtbogensäule. Z. Phys., Berlin **127**, 495—512 (1950).

Die Arbeit bringt eine Vervollständigung der Theorie wandstabilisierter Bogensäulen durch die Berücksichtigung der Thermodiffusion, der ambipolaren Diffusion und des Eigenmagnetfeldes der Entladung in der Träger- und Energiebilanz. Abschätzende Überlegungen und recht weitläufige Zwischenrechnungen führen auf eine Abänderung der Elenbaas-Hellerschen Diff.-Gl. Diese neue Gleichung kann jedoch auf einen Gleichungstyp transformiert werden, der grundsätzlich nach demselben numerischen oder maschinellen Verfahren wie für die Elenbaas-Hellersche Gleichung der weiteren Behandlung zugänglich ist. Er hat die Form

$$l_1 \cdot F_1(G) + l_2 F_2(G) + \frac{1}{\varrho} \frac{d}{d\varrho} \varrho \frac{dG}{d\varrho} = 0$$

mit den Randbedingungen $\varrho = 0$, $dG/d\varrho = 0$; $\varrho = 1$, $G = G_R$, die eine Transformation auf ein Anfangswertproblem erlaubt. Eine quantitative Durchrechung ist wegen der Unsicherheit gewisser eingehender Konstanten noch nicht möglich, aber grundsätzlich sollte nach Ansicht der Verff. nun durch eine Kombination mit neuen Messungen eine rechnerische Beherrschung der wandstabilisierten Bögen möglich sein. *R. Seeliger* (Greifswald).

Rice, O. K.: The thermodynamics of liquid helium on the basis of the two-fluid theory. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **76**, 1701—1707 (1949).

Die Thermodynamik des flüssigen Heliums wird unter der Modellvorstellung untersucht, daß die Flüssigkeit aus einem Zweiphasengemisch von normalem Helium und superfluidem Helium besteht, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Beide Phasen sollen nicht nur im Impulsraum, sondern auch im Ortsraum getrennt sein, wie durch die Versuche von Taconis, Beenakker, Nier und Aldrich an Gemischen von ^{4}He und ^{3}He nahegelegt wird. Dabei läßt sich Übereinstimmung mit dem empirischen Verlauf der spezifischen Wärme zu beiden Seiten des λ-Punktes erzielen mit der Annahme, daß unterhalb des λ-Punktes das Phasengemisch eine faserige Struktur hat, während oberhalb des λ-Punktes die superfluide Phase sich in einzelnen Kugeln von je 60—80 Atomen etwa zu bilden beginnt. — Unter diesem Gesichtswinkel ist der Phasenübergang zweiter Ordnung am λ-Punkt näher untersucht. Es ergeben sich neue Beziehungen für die Abhängigkeit des λ-Punktes von Druckänderungen sowie Änderungen der Konzentration von ^{3}He-^{4}He-Gemischen. *W. Macke* (Göttingen).

Goldstein, L., D. Sweeney and M. Goldstein: On the theory of slow neutron scattering by liquid helium. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 319—329 (1950).

Verff. berechnen die Wirkungsquerschnitte für die unelastische Streuung langsamer Neutronen an flüssigem He_3 und He_4; sie behandeln diese Flüssigkeiten als stark entartetes Fermi- bzw. Bose-Gas. Im flüssigen He_3 wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für Kleinwinkelstreuung durchweg kleiner als für das freie Atom ohne Gasentartung, er nähert sich für große Streuwinkel asymptotisch diesem Wert. Hält man den Streuwinkel fest, so durchläuft der Wirkungsquerschnitt ein Minimum bei Variation der Temperatur der Flüssigkeit vom Nullpunkt zu höheren Temperaturen; er bleibt immer endlich. Die Kernreaktion $n + He_3 = H_3 + p$ jedoch wird vielleicht das thermische Gleichgewicht stören und eine Schwierigkeit beim Vergleich der Theorie mit dem Experiment ergeben. Für flüssiges He_4 ist der Wirkungsquerschnitt immer größer oder mindestens gleich dem Wirkungsquerschnitt des freien Atoms. Bei festgehaltener Temperatur oberhalb des λ-Punktes im He_4I-Bereich erreicht die Streuung ein Maximum bei verschwindendem Streuwinkel. Mit wachsendem Streuwinkel fällt der Wirkungsquerschnitt des Atoms in der Flüssigkeit bis auf denjenigen des freien Atoms; er erreicht ihn desto früher, je größer die kinetische Energie der einfallenden Neutronen ist. In der Nähe des λ-Punktes steigt der Wirkungsquerschnitt für Kleinwinkelstreuung sehr stark an; im flüssigen He_4II-Bereich wächst er umgekehrt proportional zum Quadrat des Streuwinkels und durchläuft ein Maximum als Funktion der Temperatur bei festem Streuwinkel. *W. Kofink* (Stuttgart).

Wirtz, Karl: Platzwechselprozesse in Flüssigkeiten. Z. Naturforsch. **3a**, 672—690 (1948).

Ein wertvoller zusammenfassender Bericht, der zeigt, wie sich mit einfachsten Vorstellungen eine Fülle von Erscheinungen qualitativ und z. T. quantitativ verstehen läßt, und der auch Neues, in der bisherigen Literatur Nichtenthaltenes bringt (exponentielle Abhängigkeit der Viskosität plastischer Gesteine von der Schubspannung, Einfluß des Druckes auf die Viskosität, Abweichungen vom Ohmschen Gesetz bei hohen Feldstärken). Inhalt im einzelnen: Der elementare Platzwechsel. Diffusion. Viskosität. Ionenbeweglichkeit. Thermodiffusion. *L. Waldmann.*

Bauer, E.: A theory of ultrasonic absorption in unassociated liquids. Proc. phys. Soc. London, Sect. A **62**, 141—154 (1949).

Ebenso wie bei Gasen kann die Schallabsorption in Flüssigkeiten nicht allein aus Reibung und Wärmeleitung verstanden werden. Es muß vielmehr auch die endliche Einstellzeit (Relaxation) des thermischen Gleichgewichts zwischen der Translation der Moleküle und deren inneren Bewegungen berücksichtigt werden. Der einfachste Fall nicht assoziierter, mehratomiger Flüssigkeiten, z. B. Benzol, wird behandelt nach der von Herzfeld und Rutgers für Gase entwickelten Methode. Die Absorption hat für C_6H_6 ihr Maximum bei $\nu \approx 10^9\,\mathrm{sec}^{-1}$, während die Frequenz der zwischenmolekularen Schwingungen in der Flüssigkeit schätzungsweise $10^{12}\,\mathrm{sec}^{-1}$ beträgt. Die Relaxationszeit der innermolekularen Schwingung ist also ca. 10^3mal größer als die zwischenmolekulare Schwingungsdauer. Es wird versucht, den kleinen Stoßausbeutefaktor 10^{-3} verständlich zu machen nach der von Zener für Gase entwickelten wellenmechanischen Methode zur Berechnung unelastischer Zusammenstöße. *L. Waldmann* (Mainz).

Hauptman, H. and J. Karle: The structure of atoms from diffraction studies. Phys. Rev., Lancaster Pa., II. S. **77**, 491—499 (1950).

Der Atomfaktor kann bekanntlich durch ein Fourierintegral dargestellt werden, in dessen Integranden die Elektronendichte des betreffenden Atoms steht. Nach einer Fourierumkehr läßt sich umgekehrt die Elektronendichte durch den in einem gewissen Bereich seines Argumentes experimentell bestimmbaren Atomformfaktor ausdrücken. Um die Elektronendichte zu berechnen, ist es jedoch erforderlich, die gemessenen Werte für den Atomformfaktor auf den Gesamtbereich seines Argumentes zu extrapolieren. Die Wahl der zur Extrapolation verwendbaren Funktionen wird stark eingeschränkt durch die Forderung, daß die sich ergebende Elektronendichte überall positiv sein muß. Wenn man den Atomformfaktor $f(s)$ im ganzen Bereich von s darstellt durch eine Funktion von der Form $f(s) = \sum_{i=1}^{p} a_i/(1 + b_i s^2)^{n_i}$ mit a_i, b_i und $n_i > 0$, so ist diese Bedingung von selbst erfüllt. Es wird ein Verfahren entwickelt, das gestattet, die Werte von a_i, b_i und n_i so zu bestimmen, daß $f(s)$ in dem experimentell bestimmten Bereich durch diese Funktionen gut angenähert wird. Durch die noch verbleibende Willkür in der Extrapolation entsteht ein Fehler für die Elektronendichte, der aber nur für sehr kleine Werte des Kernabstandes größer wird. *H. Statz* (Stuttgart).

Emersleben, Otto: Die elektrostatische Gitterenergie eines neutralen ebenen, insbesondere alternierenden quadratischen Gitters. Z. Phys., Berlin **127**, 588—609 (1950).

Die Madelung-Konstante unendlich ausgedehnter, ebener, neutraler Gitter läßt sich nach dem vom Verf. früher angegebenen Verfahren unmittelbar berechnen. Es wird ein vorteilhafter Umweg beschritten, indem für verschiedene Werte von s direkt zunächst die Epsteinsche Zetafunktion ${}^{(2)}Z\left|\begin{smallmatrix}0\\0\end{smallmatrix}\right|(s)_\delta$ und daraus mit Hilfe bekannter Funktionalgleichungen ${}^{(2)}Z\left|\begin{smallmatrix}0\\h\end{smallmatrix}\right|(s)_\delta$ für einige andere Werte der Parameter h abgeleitet wurde. — Die Theorie wird auf die 001-Ebene der Steinsalzstruktur angewendet. Als Anhang wird eine Übersicht über die Epsteinsche Zetafunktion, insbesondere als Mittel zur Gitterenergieberechnung, gegeben. *Nowacki* (Bern).