Werk

Titel: Quantentheorie

Ort: Berlin

Jahr: 1954

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0051|log92

Kontakt/Contact

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

info@digizeitschriften.de

Combe, René et Marc Feix: Mouvement d'un électron dans un ondulateur magnétique. C. r. Acad. Sci., Paris **237**, 1318—1320 (1953).

Die relativistische Elektronenbewegung in einem durch $B_x = 0$, $B_z = 0$ und $B_y = B \cos \gamma x$ (B = konst.) gegebenen Magnetfeld mit einer in der x-Richtung liegenden Anfangsgeschwindigkeit wird bestimmt. Die Differentialgleichung für die x-Koordinate des Elektrons stimmt mit der Pendelgleichung überein und kann daher durch ein elliptisches Integral erster Art gelöst werden. *W. Glaser.*

Glaser, Walter und Peter Schiske: Bildstörungen durch Polschuhasymmetrien bei Elektronenlinsen. Z. angew. Phys. **5**, 329—339 (1953).

Es wird zunächst das Potentialproblem behandelt für den Fall, daß zwei zur z-Achse annähernd rotationssymmetrische, mit geringem Luftzwischenraum hintereinander stehende Polschuhe von schwach elliptischer Form der Bohrung benutzt werden, von denen noch angenommen wird, daß 1. ihre Achsen gegeneinander parallel versetzt sind, gleichzeitig 2. der zweite Polschuh um eine beliebige Gerade der achsensenkrechten Ebene schwach gedreht ist, wobei diese Drehung durch eine um die y- und eine um die x-Achse ersetzt gedacht werden kann. Es werden hierfür die Gleichungen der Innenflächen F_1 und F_2 der beiden Polschuhe aufgestellt. Die gesuchte Lösung der Potentialgleichung $\Delta\varphi = 0$ soll dann die Randwerte $+ V$ bzw. $- V$ auf F_2 und den zugehörigen Stirnflächen S_2 des Polschuhes 2 bzw. auf F_1 und S_1 besitzen. Das Feld selbst folgt aus $\mathfrak{B} = -$ grad φ. Zur Bestimmung von φ wird $\varphi = \chi(r, z) + \mu(r, z, \vartheta)$ angesetzt, wo $\chi(r, z)$ Lösung von $\Delta\varphi = 0$ für das „ungestörte", also das rotationssymmetrische Problem ist. Wegen $\Delta\varphi = 0$, $\Delta\chi = 0$ ist auch $\Delta\mu = 0$. Für $\Delta\chi = 0$ ist die Lösung für den Fall, daß im Spalt zwischen den beiden Polschuhen das Potential von $- V$ auf $+ V$ linear ansteigt, bekannt (nach S. Bertram). Für μ wird ein durch die „Störung" der Polschuhform nahegelegter Ansätz gemacht, nach dem die Randbedingungen für μ diskutiert sind. Der Ansatz von μ enthält neue Funktionen $\psi(r, z)$, $w(r, z)$, $\lambda(r, z)$ mit voneinander verschiedenen Randbedingungen. Die zugehörigen Differentialgleichungen werden anschließend behandelt und gelöst. Es wird weiter die Reihenentwicklung von $\varphi(x, y, z)$ mit Benutzung der Lösungen von ψ, ω, λ angegeben und hieraus die x- und y-Komponenten des zugehörigen Magnetfeldes berechnet. Ferner: Differentialgleichung der Elektronenbahnen in dem gestörten Problem, deren Lösung und Bestimmung der störbedingten Bildaberrationen, insbesondere des axialen Astigmatismus. *J. Picht.*

Quantentheorie:

Park, David: Scattering theory. A second Note. Amer. J. Phys. **21**, 540—541 (1953).

Husimi, Kôdi and Masuhiko Ôtuka: Miscellanea in elementary quantum mechanics. III. Progress theor. Phys. **10**, 173—190 (1953).

(Teil I und II, dies. Zbl. **50**, 220). Zwischen dem Grundzustand eines quantenmechanischen Systems und der Heisenbergschen Unschärferelation besteht eine enge Beziehung. Verff. führen Varianten der Unschärferelation vor, in welche sie ortsabhängige Zusatzglieder eingebaut haben, und geben eine Methode zur Bestimmung der Zustände einer Anzahl von Systemen, z. B. des harmonischen Oszillators, des Wasserstoffatoms, des rotierenden Oszillators. Sie formulieren zusammenfassend ein Theorem, das ihre Behandlungsweise von dem allgemeinen Standpunkt beleuchtet, die Eigenfunktion des Grundzustandes der Schrödingergleichung vorzugeben und daraus das Potential zu bestimmen, anstatt umgekehrt. Das Theorem hat zur Folge, daß die Eigenfunktion des Grundzustandes zusammen mit allgemeinen Voraussetzungen auch alle angeregten Zustände eindeutig bestimmt. Diese erstaunliche Tatsache rührt daher, daß nicht ein beliebiger hermitescher Operator bestimmt werden muß, sondern der Schrödingersche Hamiltonoperator. Weiterhin behandeln sie ein Potential mit symmetrischen Doppelminima und eindimensionale Beispiele von Energiebandpotentialen. Sie schließen mit der Untersuchung gewisser Verschiebungsoperatoren im Wasserstoffproblem, welche auf die Schrödinger-Infeldsche Leitermethode zur Gewinnung von Eigenfunktionen hinführt. *W. Kofink.*

Gell-Mann, M. and M. L. Goldberger: The formal theory of scattering. Phys. Review, II. Ser. **91**, 398—408 (1953).

Die bekannten Lösungen der zeitunabhängigen Schrödingergleichung für Streu-

probleme (samt S-Matrix-Formalismus) werden aus der zeitabhängigen Schrödingergleichung abgeleitet, wobei das sog. adiabatische Einschalten der Wechselwirkung besonders sorgfältig diskutiert wird. Als Beispiele werden behandelt: Die Streuung eines Teilchens an 2 Potentialen (z. B. Coulomb- und Kern-), der Photoeffekt und der „pick up process", d. h. der Einfang eines Neutrons durch ein an ein Molekül gebundenes Proton. Zum Schluß werden Theorien betrachtet, bei denen die Gesamtenergie durch die Wechselwirkung verändert wird, oder i. a. W. in denen die Teilchen durch die Wechselwirkung eine zusätzliche Selbstenergie bekommen.

E. Freese.

Corinaldesi, E.: On the scattering theory of relativistic equations. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1673—1680 (1953).

Der Verf. behandelt im Anschluß an eine Reihe von Untersuchungen von G. Parzen [dies. Zbl. **40**, 130; **42**, 312; Phys. Review, II. Ser. **80**, 355 (1950)] das Verhalten der Phasenverschiebung bei der hochenergetischen Streuung nach der Diracschen Theorie. Während Parzen den Fall untersucht, daß das Potential $V(r)$ in $r = 0$ keinen Pol besitzt und in großen Abständen stärker als das Coulombpotential abfällt, wird vom Verf. der entgegengesetzte Fall erörtert, in dem $V(r)$ gerade im Ursprung einen Pol aufweist und ebenfalls in großen Abständen stärker als $1/r$ absinkt. Er zeigt, daß die Phasenverschiebung wie $\alpha_{-1} \ln k$ für $k \to \infty$ wächst, wobei α_{-1} das Residuum des Potentials im Ursprung $r = 0$ bedeutet. Diese Untersuchungen zeigen, daß bei relativistischen Energien die Verhältnisse von denen bei der Streutheorie nach der Schrödingergleichung abweichen.

P. Urban.

Mullin, Charles J.: Solution of the wave equation near an extremum of the potential. Phys. Review, II. Ser. **92**, 1323—1324 (1953).

Payne, W. T.: A geometric approach to nonrelativistic spin theory. Amer. J. Phys. **21**, 621—628 (1953).

Im Anschluß an eine frühere Arbeit (dies. Zbl. **46**, 437) gibt Verf. eine geometrische Formulierung der Paulischen Spintheorie. *G. Höhler.*

Winogradzki, Judith: Contribution à la theorie des grandeurs physiques attachées aux particules de spin 1/2. Ann. de Physique, XII. Sér. **8**, 763—812 (1953).

Verf. studiert ohne Benutzung der Diracschen Wellengleichung die mit dem Spin 1/2 zusammenhängenden physikalischen Größen, deren Operatoren nur auf die Spinvariable wirken und gegenüber eigentlichen Lorentztransformationen invariant sind. Ein Grundpostulat, von dem sie bei der Herleitung der allgemeinen Spinorform der Dichten der Mittelwerte von physikalischen Größen ausgeht, ist, daß diese Dichten Tensoren sind. Aus der Form der Dichten zeigt sie, daß man die Observablen in 8 Familien einteilen kann, deren Elemente sich nur durch Parameterwerte unterscheiden. Die Struktur der Operatorengesamtheit, die zu den Observablen gehört, läßt sich danach sofort bestimmen. Sie sind jedoch voneinander nicht unabhängig. Ihre Strukturformeln zeigen, daß man jede solche Größe von ungeradem Rang in 2 vom ersten Rang und jede von geradem Rang in 2 vom Rang Null und eine antisymmetrische vom zweiten Rang zerlegen kann. Geeignete Basis einer solchen Zerlegung ist eine Gesamtheit physikalischer Größen, deren Operatoren die Basis eines Systems von hyperkomplexen Zahlen sind. Auf diese Weise kommt Verf. aus sehr allgemeinen Voraussetzungen zu den Diracmatrizen für die Spinbeschreibung zurück. Aus der allgemeinen Spinorschreibweise der Dichten gewinnt sie schließlich einige bilineare und quadratische Relationen zwischen den Dichten, die ein wenig spezialisiert in die sogenannten Pauli-Kofink-Relationen übergehen. *W. Kofink.*

Takahashi, Yasushi: On the gauge invariancy and the structure of elementary particle. Progress theor. Phys. **10**, 366—367 (1953).

Within the framework of quantum electrodynamics a connection is shown between the vacuum polarization current and the vacuum expectation value of the spur of the energy-momentum tensor. Dimensional analysis shows that the photon self-energy should vanish. *J. Rayski.*

Pratelli, Aldo M.: Leggi integrali del campo di Proca-Yukawa nell'interpretazione di Bopp. Atti IV. Congr. Un. mat. Ital. **2**, 550—558 (1953).

Verallgemeinerung einer im Grundsätzlichen von der Elektrodynamik her

bekannten Integralformulierung der Feldgesetze auf den Fall von Feldern, die zu Partikeln mit Ruhmasse gehören (Proca-Kemmer, Mie-Bopp). *F. L. Bauer.*

Petiau, Gérard: Sur une nouvelle théorie des corpuscules de spin quelconque et son application au calcul des sections efficaces de diffusion coulombienne. J. Phys. Radium **14**, 501—509 (1953).

Ausgehend vom Lubanskischen Ergebnis in der Theorie der Spinwellengleichungen, daß der Zustand höchsten Spins und kleinster Masse durch totalsymmetrische Fusion der Wellenfunktionen gekennzeichnet ist, gibt Verf. den zugehörigen symmetrisierenden (Projektions-)Operator explizit an. Anwendung auf den Wirkungsquerschnitt der Streuung zweier Teilchen beliebigen Spins aneinander.
F. L. Bauer.

Petiau, Gérard: Sur le calcul de la diffusion des corpusculus de spin $\hbar/2$ par un potentiel pseudoscalaire coulombien. C. r. Acad. Sci., Paris **236**, 2303—2305 (1953).

Das Massenglied einer Diracgleichung wird ergänzt durch einen pseudo-skalaren, und zwar (Spezialisierung eines allgemeineren Ansatzes des Verf., dies. Zbl. **45**, 135) mit $1/r$ gehenden Term. Es wird die Streuung einer ebenen monochromatischen Welle durchgerechnet. *F. L. Bauer.*

Silveira, Adel da: Note on the non-relativistic approximation for particles of spin 3/2. Anais Acad. Brasil. Ci. **25**, 197—199 (1953).

Verf. zeigt mit Hilfe der Methode von Foldy und Wouthuysen (dies. Zbl. **39**, 226), daß die nichtrelativistische Näherung der Theorie von Pauli und Fierz (dies. Zbl. **23**, 430) für Teilchen von Spin 3/2 mit der von Tiomno [Centro Brasil. Pesq. Fis., Notas Fis., n° 8 (1952)] angegebenen nichtrelativistischen Näherung der Theorie von Rarita und Schwinger (dies. Zbl. **26**, 287) übereinstimmt. *F. Penzlin.*

Koppe, H.: The quantum radiation of a given current. Amer. J. Phys. **21**, 548—550 (1953).

Der Strom wird als vorgegebene Quelle des quantisierten Strahlungsfeldes angesehen. Verf. führt die Berechnung der ausgesandten Strahlung im Heisenbergbild durch. *G. Höhler.*

Costa de Beauregard, Olivier: Sur l'introduction de la théorie du photon de M. L. de Broglie dans l'électromagnétisme quantique de Schwinger. C. r. Acad. Sci., Paris **236**, 2215—2217 (1953).

Einer Übertragung des Schwinger-Dysonschen Vorgehens auf die de Broglieschen Spinwellengleichungen bereitet das Auftreten des Viererstroms in den zugrunde liegenden Gleichungen vom Typus der Diracschen gewisse Schwierigkeiten. Eine Maßnahme zu ihrer Beseitigung wird vorgeschlagen. *F. L. Bauer.*

Kita, Hideji: On the solution of the equation of motion. Progress theor. Phys. **10**, 231—232 (1953).

Es wird gezeigt, daß die von Yang und Feldman (dies. Zbl. **38**, 407) definierten Operatoren $\psi_{in}(x)$ usw. nicht identisch mit den Wechselwirkungsoperatoren $\psi_w(x)$ sind: In den Integralgleichungen für die Feldoperatoren der Heisenbergdarstellung müssen als inhomogenes Glied die Operatoren ψ_{in}, nicht aber die ψ_w auftreten.
E. Freese.

Kilmister, C. W.: A new quaternion approach to meson theory. Proc. Roy. Irish Acad., Sect. A **55**, 73—99 (1953).

The ideas of quaternion algebra are extended to the algebra of E-numbers. An element f of this algebra can be written as $f = A + B E_5 + c^\mu E_\mu + D^\mu E_{\mu 5} + \frac{1}{2} H^{\mu\nu} E_{\mu\nu}$. An involution $f \to f^c$ is defined by: $A \to -A$, $D_\mu \to -D_\mu$, $H_{\mu\nu} \to -H_{\mu\nu}$. This involution is invariant under the group G_6, the group which leaves a 4-space $S_4(E_1, E_2, E_3, E_4)$ invariant. In the application S_4 is interpreted as space-time and the tensors in V_4 are considered as spin-space tensors. The wave equation is $\Sigma E_\mu \partial_\mu \psi = \varkappa \psi$, where ψ is an E-number satisfying $\psi = \pm \psi^c$. It is shown that

this equation gives the field equations for particles of spin 0 and 1. Using the algebra of the linear transformations of the elements f (the double frame) a wave equation describing mesons is obtained. These equations differ from the usual particle formulation. *J. Haantjes.*

Mugibayashi, Nobumichi and Mikio Namiki: Perturbation theory of relativistic eigenvalue problem. Progress theor. Phys. **10,** 108—109 (1953).

Salpeter hatte in einer früheren Arbeit (dies. Zbl. 48, 225) eine störungstheoretische Behandlung des relativistischen Eigenwertproblems für zwei Spin-1/2-Teilchen beschrieben, bei denen die ungestörte Wechselwirkung momentan wirksam vorausgesetzt ist. Die Verff. geben eine einfache (sich im wesentlichen an die übliche Schrödingersche Theorie anschließende) Methode der Störungsrechnung an, bei der diese Voraussetzung nicht notwendig ist und auch äußere Felder mit berücksichtigt werden können. Die Salpetersche Methode ist ein Spezialfall hiervon. *H. Kümmel.*

Baumann, Kurt: Die relativistische Beschreibung von Bindungszuständen. Acta phys. Austr. 8, 4—15 (1953).

„Bericht".

Goldstein, Jack S.: Properties of the Salpeter-Bethe two-nucleon equation. Phys. Review, II. Ser. **91,** 1516—1524 (1953).

Die Salpeter-Bethe-Gleichung für 2 gebundene Teilchen wird unter der Annahme gelöst, daß die Gesamtenergie der beiden gebundenen Teilchen Null ist, während die Kopplungskonstante g als Eigenparameter behandelt wird. Ergebnis: Es gibt für jede Wahl von g eine Lösung. Da es aber physikalisch bei richtiger Wahl von g zur Energie Null überhaupt keine Lösung geben kann, wird die Lösungsmannigfaltigkeit durch Normierungsbedingungen eingeschränkt. Allerdings ohne ein physikalisch vernünftiges Ergebnis zu liefern. *E. Freese.*

Katayama, Yasuhisa: Theory of the interactions with higher derivatives and its application to the non-local interaction. Progress theor. Phys. **10,** 31—56 (1953).

Der Verf. konstruiert mit Hilfe einer Potenzentwicklung nach der Kopplungskonstanten die Hamiltonfunktion für Feldtheorien mit höheren Ableitungen der Feldvariablen in der Lagrangefunktion. Der Zusammenhang mit der orthodoxen Quantisierung nach Heisenberg und Pauli wird diskutiert. *G. Källén.*

Rzewuski, J.: Differential conversation laws in non-local field theories. Nuovo Cimento, Ser. IX **10,** 784—802 (1953).

Verf. untersucht Feldtheorien, die sich aus einem Variationsprinzip:

$$(*)\quad \delta W = \delta \sum_n \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \cdots \int dx_1 \cdots dx_n L_n [x_1, \ldots, x_n; q^\alpha(x_1), \ldots, q^\alpha(x_n); \ldots, q^{\varkappa}_{\nu_1 \ldots \nu_s}(x_n)] = 0$$

herleiten lassen. Als „nicht-lokal" bezeichnet er nur Theorien, bei denen sich die Summe in (*) nicht auf den einzigen Term $n = 1$ reduziert. Aus den Forderungen der Eich-, Translations- und Lorentzinvarianz folgen integrale Erhaltungssätze. Durch eine (dem Ref. nicht einleuchtende) Verallgemeinerung des aus der Theorie lokaler Felder bekannten Grenzübergangs erhält Verf. differentielle Erhaltungssätze jedoch nur für den (aus $n = 1$ stammenden) lokalen Anteil. Daß die Integranden der in den integralen Sätzen auftretenden Größen (bei geeigneter Normierung) differentiellen Erhaltungssätzen genügen, wird durch explizite Rechnung unter Heranziehung der Feldgleichungen gezeigt. Als Beispiel behandelt der Verf. die Theorie von MacManus (dies. Zbl. **31,** 230). *F. Penzlin.*

Ôno, Yôrô: On the constants of motion for the case of non-localised interactions. Progress theor. Phys. **10,** 125—136 (1953).

The energy-momentum-stress tensor, the angular momentum tensor, and the charge and current density four-vector satisfying continuity equations are constructed with the aid of methods known in the theory of general relativity. The resulting

expressions for the constants of motion (energy, etc...) are equivalent to those given previously by Rzewuski (this Zbl. **50**, 225) and Pauli [Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 648—667 (1953)]. *J. Rayski.*

Peaslee, D. C.: A speculation on V-spin. Progress theor. Phys. **10**, 227—230 (1953).

Cap, Ferdinand: Nonlinear pseudoscalar meson theory. Progress theor. Phys. **10**, 235—236 (1953).

Weber, G. P.: Zur zweiten störungstheoretischen Näherung der Meson-Nukleon-Streuung. Ann. der Physik, VI. F. **13**, 369—380 (1953).

Der Verf. berechnet mit Hilfe der geladenen pseudoskalaren Mesontheorie in pseudoskalarer Kopplung in zweiter störungstheoretischer Näherung die Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der Pion-Nukleon-Streuung. Hierbei wird angenommen, daß die Mesonenmasse verschwindet. Die Energieabhängigkeit des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnittes wird im nicht relativistischen Grenzfall und im Grenzfall extrem großer Geschwindigkeiten diskutiert. Bei der Störungsrechnung zeigt sich, daß die Entwicklungskoeffizienten in der Reihe nach wachsenden Potenzen von $g^2 \sim 1$ nur sehr langsam abnehmen, so daß z. B. im extrem relativistischen Energiebereich die g^6-Näherung die g^4-Näherung überwiegt. Das Störungsverfahren ist also nur für einen gewissen kleinen Energiebereich gültig. Die Arbeit vermag nicht, die experimentellen Werte zu erklären, läßt es jedoch als möglich erscheinen, daß in pseudovektorieller Kopplung bessere Ergebnisse erzielt werden könnten. *F. Cap.*

Alaga, G., O. Kofoed-Hansen and A. Winther: On the pseudoscalar interaction in β-decay. Danske Vid. Selsk. mat.-fys. Medd. **28**, Nr. 3, 10 S. (1953).

Les AA. étudient en utilisant la transformation de L. L. Foldy-S. A. Wouthuysen (ce Zbl. **39**, 226), l'influence d'une interaction pseudoscalaire sur la forme des spectres β en tenant compte du recul du noyau. La forme des spectres β est déterminée pour un mélange d'interactions tensorielles et pseudoscalaires dans le cas des transitions permises avec échange maximum de spin et dans le premier cas d'interdiction $0 \to 0$ (oui). Les estimations numériques de la limite supérieure de la valeur de la constante de couplage pseudoscalaire, obtenues par comparaison avec la forme des spectres observés semble difficile à concilier avec les résultats obtenus par A. G. Petschek et R. E. Marshak [Phys. Review, II. Ser. **85**, 698—699 (1953)] à partir du spectre de RaE. *G. Petiau.*

Pniewski, J.: β-spectrum of RaE in the low energy region. Acta phys. Polon. **11**, 215—225 (1953).

Das kontinuierliche β-Spektrum von RaE (^{210}Bi), das bekanntlich einfach ist und einem in erster Ordnung verbotenen Übergang entspricht, wurde in dem Intervall von 4,6—100 keV mit einem magnetischen Siegbahnschen Spektrographen untersucht. Zum Nachweis der Elektronen wurden Ilford-Kernplatten benutzt und die β-Intensität durch Auszählen der Spuren gewonnen. Es ergab sich — im Gegensatz zu Messungen von Waltner und Roggers, Phys. Review, II. Ser. **74**, 699—700 (1948), **75**, 1445—1446 (1949) —, daß die β-Intensität in Abhängigkeit von der β-Energie bei niedrigen Energien einem endlichen Grenzwert zustrebt.

L. Waldmann.

Yamada, Masami: Correction to the beta-decay nuclear matrix elements. Progress theor. Phys. **10**, 245—251 (1953).

L'A. considère les corrections à apporter à la théorie actuelle des transitions β résultant de la considération des valeurs exactes des parties radiales des fonctions d'ondes de l'électron dans le noyau et non plus seulement de leurs valeurs à la surface du noyau. Bien que les éléments de matrices nucléaires ne puissent être calculés exactement, l'introduction d'un potentiel régularisé convenable à l'intérieur du noyau permet de réduire une partie de l'arbitraire de la théorie actuelle.

G. Petiau.

Yamada, Masami: Theoretical reinvestigation of the β-spectrum of RaE. Progress theor. Phys. **10**, 252—264 (1953).

L'A. reprend le calcul théorique de la forme du spectre β du RaE en tenant compte de l'effet de la longueur d'onde finie signalé par M. E. Rose, C. L. Perry et N. M. Dismuke [Oak Ridge Nat. Lab. Rep. Nr. 1459 (1953)], et des corrections résultant de la considération des parties radiales des fonctions d'ondes à l'intérieur du noyau étudiées par l'A. dans l'article précédent. Ces corrections permettent d'expliquer correctement la forme expérimentale du spectre et conduisent à rejeter les conclusions de A. G. Petschek et R. E. Marshak (Phys. Review, II. Ser. **85**, 698 (1952)]. *G. Petiau.*

Bouchez, R. et R. Nataf: Sur les transitions β et la structure nucléaire. III. Les transitions super-permises. J. Phys. Radium **14**, 217—225 (1953).

(Pour la II^{e} p^{te} v. ce Zbl. **46**, 443). Les AA. généralisent le critère de Konopinski (classification des transitions β par le produit $f_0 T$) en définissant pour les transitions $(\Delta L, \Delta J)$ un produit $f_n T$ (f_n, fonction de probabilité exacte). Ils discutent ensuite en détail les mélanges d'interactions susceptibles de rendre compte de l'ensemble des données expérimentales pour les transitions β entre noyaux miroirs (paires isobares telles que $N - Z = \pm 1$) et entre noyaux légers du type $A = 4n + 2$. On montre notamment que certaines transitions sont caractérisées par une valeur trop élevée de l'élément de matrice nucléaire si l'on admet une interaction de Gamow-Teller pure et que la valeur devient convenable si l'on admet un mélange d'interactions du type Fermi (S ou V) et Gamow-Teller (T ou A) avec des proportions $0{,}25 \pm 0{,}05$ et $0{,}75 \mp 0{,}05$. *G. Petiau.*

Finkelstein, R. and P. Kaus: Note on the beta interaction. Phys. Review, II. Ser. **92**, 1316—1319 (1953).

La discussion de la forme la plus générale compatible avec les règles de l'invariance par rapport à la transformation de Lorentz pour l'interaction entre quatre champs de Fermions conduit l'A. à l'élément de matrice d'interaction

$$(S - T + P)\, f_1(n, m) + (V - A)\, f_2(n, m) + (S - A - P)\, f_3(n, m),$$

$n = n_f - n_i$, nombre de particules produit dans l'interaction, $m = n_+ - n_-$, différence entre les nombres de particules et d'antiparticules. f_1, f_2, f_3 sont des fonctions associées aux différents types de graphes de Feynman possibles. Un choix simple de f_1, f_2, f_3 permet de retrouver les différentes combinaisons proposées pour l'interprétation de la forme des spectres β. *G. Petiau.*

Peaslee, D. C.: The linear combination in β decay. Phys. Review. II. Ser. **91**, 1447—1457 (1953).

L'A. étudie la forme des spectres β interdits en vue de déterminer la combinaison linéaire des invariants S, V, T, A, P, intervenant dans l'interaction β. La discussion des résultats expérimentaux et notamment du cas du RaE conduit l'A. à proposer la combinaison linéaire $S \mp T + \delta^{-1} P$, le signe $\mp$ correspond aux émissions $\beta^{\pm}$, δ est un facteur numérique positif de l'ordre de l'unité. La comparaison de cette loi avec le spectre de désintégration du méson μ montre que si la combinaison linéaire est la même, la constante de couplage est également la même et a pour valeur moyenne $|f| = (1{,}44 \pm 0{,}04)\, 10^{-49}$ erg cm^3. *G. Petiau.*

Tanikawa, Yasutaka: On the interaction forms of the beta-decay. Progress theor. Phys. **10**, 361—362 (1953).

Ahrens, Tino: Pseudoscalar interaction in the theory of beta-decay. II. Phys. Review, II. Ser. **90**, 974 —977 (1953).

Morita, Masato: Note on coexistence of tensor and axialvector interactions in β-decay. Progress theor. Phys. **10**, 364—366 (1953).

Yamada, Masami: Note on the finite nuclear size effect in beta-decay. Progress theor. Phys. **10**, 241—243 (1953).

Morita, Masato: Interference terms of β-ray angular correlations. Progress theor. Phys. **10**, 363—364 (1953).

Abragam, A. and R. V. Pound: Influence of electric and magnetic fields on angular correlations. Phys. Review, II. Ser. **92**, 943—962 (1953).

Eine sehr allgemeine Ableitung und Formulierung für die bei mehrfachen Kernzerfällen zu erwartenden Winkelkorrelationen wird angegeben. Die Methode gestattet vor allem die explizite Berücksichtigung einer zeitabhängigen äußeren Störung im Zwischenzustand. Die Gültigkeitsgrenzen der Methode werden diskutiert und mit denen früherer Autoren verglichen. Der Einfluß von Kernquadrupolmomenten wird für folgende Fälle angegeben: Statische Wechselwirkungen in Pulvern (statistische Verteilung der Kristallvorzugsrichtung) von Kristallen mit axialer und rhombischer Symmetrie, Einkristallen und freien Molekülen; zeitabhängige Störungen wie Brownsche Bewegung in Flüssigkeiten und elektronische paramagnetische Relaxation; Einfluß von statischen Magnetfeldern und Kernresonanzfeldern.

W. Humbach.

Skornjakov, G. B.: Die Ausstrahlung von γ-Quanten beim Zerfall eines μ-Mesons. Doklady Akad. Nauk SSSR, n. Ser. **89**, 431—434 (1953) [Russisch].

Die beim Zerfall eines μ-Mesons herausfliegenden Elektronen besitzen eine relativistische Energie, derart daß die Wahrscheinlichkeit der Ausstrahlung eines γ-Quants relativ groß ist. Es wird diese Wahrscheinlichkeit berechnet durch die Anwendung der üblichen S-Matrix-Methoden. Es wird die Form des Spektrums der γ-Quanten im Grenzfall kleiner und großer Energie gegeben. Das Spektrum der γ-Quanten, im Gegensatz zu dem der Elektronen, hängt weder von den Zerfallsschemata noch von der Variante der Wechselwirkung wesentlich ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Meson beim Zerfall ein Photon mit einer Energie größer als 1 MeV auslöst, ist gleich 0,04. Die mittlere Energie der γ-Quanten ergibt sich zu etwa 7 MeV.

P. Budini.

Eguchi, T. and M. Ohta: Capture of μ-mesons by atomic nuclei. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1415—1423 (1953).

Bei der Theorie des μ^--Einfanges in Atomkernen hat man die Umstände zu berücksichtigen, daß im Elementarprozeß $P + \mu^- \to N + \nu$ das absorbierende Proton eine kinetische Energie hat, daß das μ^- vor dem Einfang in der innersten Bohrschen Bahn an den Kern gebunden war und daß das entstehende Neutron eine Energie haben muß, die oberhalb der Grenzenergie liegt, die der Neutronenzahl des Anfangszustandes entspricht. Das wird in der vorliegenden Arbeit durchgeführt, wobei skalare bzw. Vektor-Kopplung angenommen wird. Das Ergebnis weicht von den von Wheeler bzw. Wheeler und Tiomno [Reviews modern Phys. **21**, 133 bzw. **21**, 153 (1949)] berechneten Werten ab, indem für die schweren Kerne ein Korrekturfaktor hinzutritt, der von 0,831 (Fe^{56}) über 0,640 (Ba^{138}) auf 0,487 (U^{238}) abfällt. Damit werden die theoretischen Werte zwar verbessert, aber noch nicht mit dem Experiment in Einklang gebracht. Insbesondere zeigt sich entgegen der Erfahrung mit zunehmender Massenzahl eine Abnahme der wahrscheinlichsten Anregungsenergie. — In der Arbeit wird eine Gleichgewichtsbedingung wesentlich benutzt, die besagt, daß bei verschiedenen Potentialtopftiefen (wegen Coulombscher Abstoßung) für Protonen und Neutronen die Fermischen Grenzenergien für beide Nukleonensorten gleich hoch liegen müssen. Bekanntlich führt diese Vorstellung nicht zum richtigen Wert des Neutronenexzesses $\theta(A) = (N - Z)/(N + Z)$. Möglicherweise ließe sich nach Vermutung des Ref. an dieser Stelle durch Anwendung einer auf die empirische Formel für $\theta(A)$ gegründeten halbempirischen Gleichgewichtsbedingung eine Verbesserung erzielen.

R. Hagedorn.

Sil, N. C.: Classical theory of charged meson. Indian J. Phys. **27**, 311—322 (1953).

Wenn Strahlungskorrekturen nicht in Betracht gezogen werden, werden bekanntlich die Wirkungsquerschnitte mancher Prozesse mit anwachsender Energie sehr groß. Um den Einfluß dieser Korrekturen genau erfassen zu können, geht Verf. auf die klassische Feldtheorie zurück. Für neutrale Mesonen haben Bhabha (dies. Zbl. **22**, 187; **26**, 382) und Harish-Chandra [Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **185**, 269—287 (1946)] und für geladene Mesonen Fierz (dies. Zbl. **25**, 285) und insbesondere Le Couteur (dies. Zbl. **33**, 134) solche klassische Theorien angegeben.

Da in einer klassischen Theorie nach Meinung des Verf. (der Ref. nur bedingt zustimmen möchte) kein Unterschied zwischen einer skalaren und einer pseudoskalaren Theorie gemacht werden könne, untersucht Verf. die klassische geladene skalare Theorie. Die Bewegungsgleichung des mit einem solchen Mesonfeld in Wechselwirkung stehenden Nukleons wird klassisch gelöst, und der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung geladener Mesonen an Nukleonen wird unter Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung abgeleitet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. *F. Cap.*

Werle, J.: On mutual nucleon-nucleon interaction through meson fields. Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III **1**, 95—98 (1953).

Feldman, David: The invariant forms of the nucleon-nucleon interaction. Phys. Review, II. Ser. **92**, 824 —826 (1953).

Es wird eine neue Methode angegeben, die möglichen invarianten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen zu bestimmen. Verf. geht aus von der allgemeinsten invarianten Form der Matrix der elastischen Streuung, wie sie von L. Wolfenstein und J. Ashkin (dies. Zbl. **46**, 439) sowie von R. H. Dalitz (dies. Zbl. **46**, 226) angegeben wurde. Durch Entwicklung der Koeffizienten (die in dieser Matrix vor den verschiedenen Operatoren stehen) nach entweder n^2 ($\vec{n} = \vec{k}_i + \vec{k}_f$; End- bzw. Angangsimpuls) oder m^2 ($\vec{m} = \vec{k}_f - \vec{k}_i$) gewinnt man im Ruhsystem des Schwerpunktes die Wechselwirkungen entweder ohne oder im zweiten Falle mit Austausch. Die erhaltenen Ausdrücke werden dann für eine beliebiges Galileisystem verallgemeinert. Benutzt man noch den Isotopenspin, so ergeben sich dieselben Wechselwirkungen wie nach der Methode von E. P. Wigner (dies. Zbl. **15**, 380) sowie E. P. Wigner und L. Eisenbud [Proc. nat. Acad. Sci. USA **27**, 281 (1941)]. Die Benutzung des Isotopenspinformalismus ist aber nur von Vorteil, solange man entweder den Massenunterschied Neutron-Proton vernachlässigt oder sich auf das Schwerpunktruhsystem beschränkt. *R. Hagedorn.*

Banerjee, C. C.: Proton-proton scattering and the pseudoscalar meson theory. Indian J. Phys. **27**, 173—182 (1953).

In nichtrelativistischer Bornscher Näherung berechnet Verf. die Proton-Proton-Streuung für 150, 240 und 340 MeV für die pseudoskalare Theorie (Potential 2. Ordnung) und kommt zum Schluß, daß weder diese Theorie noch irgendeine andere Kombination von Zentral- und Tensorkräften die experimentell gefundene Isotropie zu erklären vermag. Verf. weist darauf hin, daß Jastrows hard core (Abstoßung für $r < 10^{-13}$ cm, um den experimentellen Wert von $\sigma = 4{,}5 \cdot 10^{-27}$ cm^2 für $15° < \vartheta < 90°$ zu erreichen) das Problem nicht löst, da die Voraussetzung für eine solche Erklärung, nämlich $\lambda_{\text{Proton}} > 1{,}0 \cdot 10^{-13}$ cm nicht zutrifft. Der Einfluß des $1/r^3$ Terms auf den Gang des Wirkungsquerschnittes mit der Energie wird besonders hervorgehoben — für andere radiale Abhängigkeiten des PS-Potentials dürften daher die Schlüsse des Verf. nicht mehr zutreffen. *F. Cap.*

Brueckner, K. A., M. Gell-Mann and M. Goldberger: On the damping of virtual nucleon-pair formation in pseudoscalar meson theory. Phys. Review, II. Ser. **90**, 476—478 (1953).

Die Verff. untersuchen im Rahmen der pseudoskalaren Mesonentheorie die Dämpfung der für die Bildung von Nukleonenpaaren verantwortlichen, gerade in dieser Theorie sehr großen, Matrixelemente. Es zeigt sich, daß die Strahlungskorrekturen die Nukleonenpaarterme und in nichtrelativistischer Näherung auch die Mesonenpaarterme stark dämpfen. Dies hat zur Folge, daß die S-Wellen-Streuung der Pionen viel schwächer wird und daß der Teil des Potentials 4. Ordnung, der von Mesonenpaaren erzeugt wird, praktisch verschwindet. Damit überwiegt aber — zumindest für niedere Energien — der für kleine Geschwindigkeiten praktisch ungedämpfte lineare pseudovektorielle Kopplungsterm. Auf die Tatsache, daß Strahlungseffekte die Emission virtueller Mesonen hoher Energie stark einschränken, (so daß die von der Gradientenkopplung herrührenden Divergenzen wegfallen) hat übrigens schon Hu (dies. Zbl. **40**, 431) hingewiesen. *F. Cap.*

Biswas, S. N.: Covariant theory of radiation damping and the scattering of charged scalar mesons by nucleons. Indian J. Phys. **27**, 197—207 (1953).

Das von der Gradientenkopplung herrührende starke Ansteigen von Wirkungsquerschnitten mit anwachsender Energie, das auch von der invarianten Feynmanschen Störungstheorie nicht beseitigt werden konnte, kann durch Einschluß der Strahlungsdämpfung beseitigt werden. Um dies zu beweisen, löst Verf. die Heitlersche Integralgleichung nach einem neuen Variationsverfahren von Goldberger (dies. Zbl. **45**, 137) für die skalare Theorie mit Vektorkopplung. Es zeigt sich, daß die Lösung sich an experimentelle Meson-Nukleon-Streuwirkungsquerschnitte und an theoretische Ergebnisse anderer Autoren gut anpassen läßt. *F. Cap.*

Hasegawa, Kazu and Shûkô Azuma: The π-nucleon scattering and the damping effect. Progress theor. Phys. **10,** 240—241 (1953).

Matsumoto, Tokuji, Tetuo Hamada and Masao Sugawara: On the effects of excited states of nucleons upon static nuclear potential in symmetrical pseudoscalar meson theory. I. Derivation of nuclear potential and qualitative conclusions. Progress theor. Phys. **10.** 199—226 (1953).

Es wird der Einfluß der Existenz angeregter Nukleonenzustände auf das statische Potential der symmetrischen pseudoskalaren Mesonentheorie untersucht. Das Nukleon wird nach Rarita-Schwinger (dies. Zbl. **26**, 287) als Spin-3/2-Teilchen angesehen und durch eine zusätzliche Hamiltonfunktion beschrieben. Die Verff. geben die nichtrelativistischen statischen Beiträge vierter Ordnung zum Nukleonenpotential an und weisen auf einen Fehler in der Arbeit von Taketani, Machida und Onuma (dies. Zbl. **46**, 227) hin. Es ergibt sich, daß der Einfluß der angeregten Zustände unerwartet groß ist; das Potential enthält eine sehr starke Zentralkraft und eine sehr schwache Tensorkraft, beide mit hohen Singularitäten (bis r^{-6}). Für Ladungs-Triplettzustände sind die Einflüsse der angeregten Zustände weitaus größer als für Ladungssingulettzustände. *F. Cap.*

Hamada, Tetuo: Effect of nucleon excited state on magnetic moment anomaly. Progress theor. Phys. **10,** 309—322 (1953).

Verf. diskutiert den Einfluß angeregter Nukleonen-Zustände auf das magnetische Moment einzelner Nukleonen. Die angeregten Nukleonenzustände werden durch Spinorfelder höherer Masse, Ladung und Spins beschrieben. Diese Felder sind durch Wechselwirkungsglieder mit neuen Kopplungskonstanten mit dem Feld verbunden, welches die unangeregten Nukleonen beschreibt. Diese neuen Kopplungskonstanten erhöhen natürlich die Zahl der anpaßbaren Parameter; Verf. hofft aber, auf diese Weise die Effekte höherer Ordnung der starken Nukleon-Meson-Kopplung in einer groben Näherung zum Teil berücksichtigen zu können. Die Berechnung der Erwartungswerte der magnetischen Momente für 1 Proton bzw. 1 Neutron geht mit Hilfe des Dyson-Feynmanschen Formalismus vonstatten, führt aber im Falle angeregter Nukleonen des Spin 3/2, isotopen Spin 1/2 auf nichtrenormierbare Divergenzen. Im Falle angeregter Nukleonen des Spin 1/2, isotopen Spin 3/2 (der wohl keine reale Bedeutung hat) gibt es jedoch vernünftige Resultate. Bei geeigneter Wahl der beiden Kopplungskonstanten (Nukleon-Meson, Nukleon-angeregtes Nukleon) lassen sich die magnetischen Momente besser darstellen als bisher. *G. Heber.*

Wentzel, Gregor: Many-nucleon forces. Phys. Review, II. Ser. **91,** 1573—1574 (1953).

Bohr, Aage and Ben R. Mottelson: Collective and individual-particle aspects of nuclear structure. Danske Vid. Selsk. mat.-fys. Medd. **27,** Nr. 16, 174 S. (1953).

In der ersten Zeit der Theorie der Atomkerne war es eine große Enttäuschung, als sich herausstellte, daß man mit dem Einteilchenbild die wesentlichsten Züge der Erfahrung selbst qualitativ verfehlte. Das Tröpfchenmodell Niels Bohrs war — wenigstens für die schwereren Kerne — eine glänzende Lösung, und es ließ eine Menge Erscheinungen verstehen. Als man im Laufe der folgenden Jahre die Feinheiten des Kernbaues systematisch untersuchte, zeigten sich die Mängel dieses doch recht groben Modells deutlich. Insbesondere bestand keine Hoffnung, mit ihm die „magic numbers“ und die systematische Änderung fast aller wesentlichen Kerneigenschaften etwa mit Annäherung an eine von ihnen erklären zu können. Hier begann mit der Entwicklung des Schalenmodells [M. Goeppert-Mayer, Phys. Review, II. Ser. **78**, 16 (1950); O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Süss, Ergebn. exakt. Naturwiss. **26**, 244 (1952)] eine neue Periode des Verstehens, und diesmal konnte man gerade eine Menge individueller Eigenschaften der Kerne behandeln. Merkwürdigerweise konnten beide Modelle nur einen Teil der Erscheinungen beschreiben und das, ohne miteinander in Konflikt zu geraten. Als jetzt immer noch mehrere

gut untersuchte Kerneigenschaften, wie z. B. die Quadrupolmomente, von keinem der beiden Modelle erfaßt wurden, lag es nahe zu fragen, ob nicht das eine oder das andere, sondern beide miteinander zu benutzen wären. Erste Versuche, auf diese Weise an die Quadrupolmomente heranzukommen (J. Rainwater, dies. Zbl. **40**, 432) und Anomalien im Spin des Grundzustandes zu verstehen (A. Bohr, dies. Zbl. **42**, 221) hatten einen vielversprechenden Erfolg. Das damit gestellte Problem wurde von verschiedenen Seiten angegriffen, und die vorliegende Arbeit ist (im Zusammenhang mit ihrer Vorläuferin: A. Bohr, dies. Zbl. **47**, 229) die bisher wohl wichtigste. In dieser Arbeit werden Schalen- und Tröpfchenmodell in solcher Weise vereinigt, daß, grob gesagt, das Schalenmodell mit einem deformierbaren Potential gekoppelt wird. Nun wäre der Idealzustand der, den Kern durch eine $(N + P)$-Teilchen-Schrödingergleichung zu beschreiben, wobei die Lösungen nicht nur alle Zustände des Kerns (N, P) repräsentieren, sondern auch alle Aufteilungen der $N + P$ Nukleonen von ihrer restlosen Vereinzelung über mehrere kleinere Kerne bis zu dem aus allen zusammen gebildeten Kern (N, P). Selbst wenn die Natur der Kernkräfte restlos bekannt wäre, würde es aussichtslos sein, dieses Problem zu lösen. So blieb also vorerst nichts anderes übrig, als den oben erwähnten Weg zu beschreiten und ad hoc eine Deformierbarkeit des Kerns anzunehmen und deren Einfluß auf das Schalenmodell zu diskutieren. Hier ergeben sich ganz ähnliche Verhältnisse wie in der Molekülphysik: Die Deformierbarkeit des Kerns erlaubt Kollektivbewegungen, die durch passende Parameter beschrieben und quantisiert werden können. Auf der anderen Seite stehen die Bewegungen der Einzelnukleonen in dem nun nicht mehr konstanten und kugelförmigen Potential. Die Wellenfunktionen der Einzelnukleonen hängen vom Zustand des Gesamtkerns mehr oder minder stark ab, bestimmen aber umgekehrt auch den Kollektivzustand. So werden z. B. Kerne mit abgeschlossenen Schalen einer Deformation starken Widerstand leisten, wogegen Kerne mit teilweise gefüllten Schalen spontan in abgeplattete oder verlängerte Rotationskörper übergehen. Daher bieten sich hier von selbst zwei qualitativ völlig verschiedene Grenzfälle an, die die Autoren mit schwacher bzw. starker Kopplung (der Einzelnukleonen an die Kollektivbewegung) bezeichnen. Im ersten Fall ist der Kern annähernd kugelförmig mit einer leichten Kräuselung durch Oberflächenwellen (d. h. Schwingungen um die kugelförmige Gleichgewichtslage, von denen nur die Grundschwingung betrachtet wird) und die Wellenfunktion vom Typ $\Phi_\nu(\alpha) \cdot \Psi_n(x, \alpha)$, wo α die Parameter der Kollektivbewegung, x die Nukleonenkoordinaten, $\Phi_\nu(\alpha)$ die der Kollektivbewegung und $\Psi_n(x, \alpha)$ die den Nukleonen entsprechenden Wellenfunktionen sind. Daß die Parameter α selbst Funktionen der Nukleonenkoordinaten sind, wird zwar angedeutet, aber nicht explizit durchgeführt. [Die Separation des Hamiltonoperators in einen Kollektivteil, der als Koordinaten die α, und einen Nukleonenteil, der die Teilchenkoordinaten enthält, wobei aber die α als Funktionen der Teilchenkoordinaten ausgedrückt werden, und das Aufsuchen von Lösungen der Schrödingergleichung zu diesem Operator ist eine der wichtigsten Aufgaben der Kernphysik, die gegenwärtig angegriffen sind.] Im zweiten Fall ist der Kern zu einem (ebenfalls von Kräuselwellen überzogenen) abgeplatteten oder länglichen Rotationskörper verformt. Die Wellenfunktion ist dann vom Typ $\varphi(\beta, \gamma)\, \chi_\Omega\, D(\theta_i)$ wobei $\varphi(\beta, \gamma)$ die Schwingungen um die Gleichgewichtslage (hier werden wieder nur die längsten „Kräuselwellen" berücksichtigt), χ_Ω die Einteilchenwellenfunktion für den verformten Kern und $D(\theta_i)$ Kreiseleigenfunktionen darstellen. In der Tat kann ja [im Gegensatz zum kugelsymmetrischen Kern] ein verlängerter oder abgeplatteter Kern eine gewisse Rotation ausführen, zwar nicht wie ein starrer Körper, sondern durch eine Art umlaufende Flutwelle, deren Höhe genau die Deformation darstellt. Das damit verbundene Trägheitsmoment ist viel kleiner als das des entsprechenden starr rotierenden Körpers. Die seit einiger Zeit bekannten Rotationsniveaus verformter Kerne entsprechen quantitativ diesem Bild. — Zwischen beiden Grenzfällen liegt das wie immer schwierig zu behandelnde Gebiet mittlerer Kopplung. Hier wird — in erster Näherung in den Deformationsparametern α — ein Wechselwirkungsoperator $H_{\text{int}} = -\sum_p k(r_p) \sum_{\nu\mu} \alpha_{\nu\mu}\, Y_{\nu\mu}(\vartheta_p, \varphi_p)$ benutzt ($r_p, \vartheta_p, \varphi_p$ Teilchenkoordinaten) und die Wellenfunktion nach den bekannten Einteilchenfunktionen des ungestörten Systems entwickelt. Mit diesen drei Kopplungen werden dann die wichtigsten Kerneigenschaften durchdiskutiert und die Ergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen. Einzelheiten würden hier zu weit führen. Es zeigt sich aber bei einer überzeugenden Übereinstimmung in den allgemeinen Zügen, daß die „hydrodynamischen" Daten des alten Tröpfchenmodells quantitativ oft versagen. — Auf insgesamt 167 Seiten werden behandelt: Die Kopplungsschemata, Grundzustandspins, magnetische Momente, Quadrupolmomente, Struktur der Energieniveaus, Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung, β-Zerfall. 32 Tafeln und 17 Abbildungen geben ein umfangreiches Zahlenmaterial an. *R. Hagedorn.*

Lane, A. M.: Studies in intermediate coupling. The energy states of ^{13}C and ^{13}N belonging to the configuration 1 p^9. Proc. phys. Soc., Sect. A **66**, 977—994 (1953).

Verschiedene Eigenschaften der leichten Kerne zeigen, daß im Schalenmodell eine zwischen den Extremfällen *L-S-* und *j-j*-Kopplung liegende Kopplungsart angenommen werden muß, wobei mit zunehmender Nukleonenzahl die *j-j*-Kopplung die Oberhand gewinnt. Die Verhältnisse sind aber kompliziert, denn der Übergang (vor allem in der Gegend von $A = 12$) geht nicht stetig vor sich. Um diese Situation zu klären, wurden für die Kerne ^{13}C und ^{13}N solche Eigen-

schaften herausgesucht und im Schalenmodell behandelt, die im wesentlichen nur von der Art der Kopplung und nicht von anderen ungenügend bekannten Kerneigenschaften abhängen: Magnetische Dipolübergänge, magnetische Momente, reduzierte Termbreiten für Nukleonemission. Es werden reine L-S-, reine j-j- und gemischte Kopplung diskutiert. Bei der Rechnung wird die Methode der „fractional parentage" benutzt. Es zeigt sich nach Definition eines Kopplungsparameters, der ein Maß für die Anteile von L-S- bzw. j-j-Kopplung angibt, daß die untersuchten Eigenschaften sämtlich mit annähernd demselben Parameterwert verträglich sind. *R. Hagedorn.*

Cini, M. and S. Fubini: Adiabatic nuclear potential for large values of the coupling constant. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1695—1703 (1953).

In der Wechselwirkungsdarstellung wird ein allgemeiner Ausdruck für das adiabatische Potential zwischen 2 Nukleonen (gültig für große Abstände der Nukleonen und bei Vernachlässigung des Nukleonenrückstoßes) in Operatorform abgeleitet. Zur genäherten Berechnung des Potentials wird dann ein Variationsprinzip vorgeschlagen, mit dessen Hilfe die unbestimmten Koeffizienten eines versuchsweise angesetzten Lösungsoperators bestimmt werden können. Die Lösung ist eine meromorphe Funktion der Kopplungskonstanten, stellt also eine analytische Fortsetzung der üblichen Entwicklung nach der Kopplungskonstanten dar und damit evtl. eine bessere Näherung. Die Methode hat leider den Nachteil, daß außer den üblichen renormierbaren Divergenzen auch physikalisch nicht abseparierbare Divergenzen auftreten, die davon herrühren, daß man sich auf das Vakuum freier Teilchen und nicht auf das Heisenbergvakuum bezieht. *H. Freese.*

Corben, H. C.: Long range nuclear forces. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1485 (1953).

Der Verf. knüpft an die Neutrino-Paar-Theorie der Gravitation von Gamow und Teller [Phys. Review, II. Ser. **71**, 550 (1947)] an und zeigt, daß andererseits auch die gewöhnliche Fermikopplung des Betazerfalles zu Termen 4. Ordnung führt, die als Gravitationskräfte gedeutet werden können. Größenordnungsmäßig läßt sich die Gravitationskonstante ableiten, so daß eine genaue Berechnung dieser weitreichenden Kräfte zwischen zwei Nukleonen und Vergleich dieser Terme mit den Gravitationskräften wichtige Aussagen für die Fermikopplung ermöglichen. *F. Cap.*

Yoshida, Shiro: Deuteron stripping reaction. Progress theor. Phys. **10**, 1—10 (1953).

Verf. berechnet die Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen vom Typus $Z^M(d, p)Z^{M+1}$ („deuteron stripping reaction") auf Grund der üblichen Annahmen, nämlich Vernachlässigung 1. der Wechselwirkung zwischen Proton und Folienkern; 2. der Wechselwirkung zwischen Proton und Neutron außer im Anfangszustand; 3. der Coulombschen Wechselwirkung; 4. des Beitrages des D-Zustandes für den Deuterongrundzustand und 5. einer γ-Ausstrahlung. Aus den beobachteten Winkelverteilungskurven des bei der Reaktion freigemachten Protons können Rückschlüsse auf die Struktur des Folienkernes gezogen werden. *Th. Sexl.*

Roth, Benjamin: Two-body scattering at low energy. Phys. Review, II. Ser. **92**, 1250—1252 (1953).

Verf. entwickelt die Streuwelle des Zweikörperstreuproblems im Falle kleiner Energien nach Potenzen von $i\,k$. Er zeigt ferner, daß die übliche Reihe für $k \cot \delta$ daraus hergeleitet werden kann. Auf Grund der vorgenommenen Ableitung wird eine Energieschranke für die Reihe von $k \cot \delta$ gefunden, welche für große und kleine Streulängen wirkt. Die Größe der Streulänge entscheidet, welche der zwei abgeleiteten Ausdrücke Verwendung findet. Für die Analyse von Streuversuchen von Neutronen an Komplexkernen ist diese Unterscheidung unter Umständen wertvoll. *P. Urban.*

Basu, D.: Production of π-mesons in neutron-proton collisions. Indian J. Phys. **27**, 347—353 (1953).

Verf. berechnet den Wirkungsquerschnitt für die π-Mesonenerzeugung in n-p-Zusammenstößen nach der geladenen pseudoskalaren Theorie mit pseudoskalarer Kopplung. Es wird hierbei angenommen, daß die Mesonerzeugung ein Prozeß 3. Ordnung sei: Nach virtueller Emission und Wiederabsorption erfolgt erst die eigentliche Erzeugung. Die Bornsche Näherung ergibt einen verschwindenden Wirkungsquerschnitt, wenn der Rückstoß des ursprünglich ruhenden Nukleons vernachlässigt wird. Sonst ergibt sich für $g^2 = 0{,}3$ ein totaler Wirkungsquerschnitt von 10^{-29} cm^2, der mit der Energie wie log E_{Nukleon} wächst. Für hohe Energien müßte die Strahlungsdämpfung Berücksichtigung finden. Gegenüber anderen Autoren, insbesondere Tahagi, der dasselbe Problem mit der invarianten Störungstheorie behandelte [Progress theor. Phys. **4**, 557 (1949)] treten nicht aufgeklärte Unterschiede auf. (S. auch Morette, dies. Zbl. **35**, 137.) *F. Cap.*

Horowitz, J. et A. M. L. Messiah: Sur les réactions (dp) et (dn). J. Phys. Radium **14**, 695—706 (1953).

● **Nelms, Ann T.: Graphs of the Compton energy-angle relationship and the Klein-Nishina formula from 10 Kev to 500 Mev.** (National Bureau of Standards Circular 542.) Washington: U. S. Government Printing Office 1953. 89 S. 55 cents.

Goldhaber, M.: A hypothesis concerning the relations among the „new unstable particles". Phys. Review, II. Ser. **92**, 1279—1281 (1953).

Altshuler, Saul: The binary rearrangement collision. Phys. Review, II. Ser. **92**, 1157—1159 (1953).

Es wird die Theorie des binären Umordnungsstoßes diskutiert und gezeigt, daß die Streuamplitude für die Umordnung aus der Integralgleichung für die direkten Streuamplituden abgeleitet werden kann. Außerdem wird die Mehrdeutigkeit der Matrixelemente, welche bei der Bornschen Näherung für Umordnungsamplituden auftritt, beseitigt. Der Verf. behandelt alle Partikeln als unterscheidbar, was aber keinen Verlust an Allgemeinheit darstellt, da durch Bildung von Linearkombinationen der durch Austausch entarteten Wellenfunktionen die Symmetrie in jeder Gruppe identischer Partikeln gesichert erscheint. *P. Urban.*

Łopuszański, J.: Lösung der G-Gleichungen von Jánossy für die kosmischen Schauer. Acta phys. Polon. **12**, 156—159 (1953).

Die Jánossy-Grundgleichungen (L. Jánossy, dies. Zbl. **37**, 141) für die Theorie der Nukleonen- und Elektronen-Photonen-Schauer werden für den einfacheren Fall der Elektronen-Photonenkomponente schrittweise gelöst [für $\varepsilon < 1$ gilt bei $\varepsilon > 1/n$ der $(n-1)$-te Schritt]. Diese Methode läßt sich auch auf den Fall der Approximation B (d. h. mit Berücksichtigung der Ionisierungsverluste) erweitern. *P. Budini.*

Messel, H. and H. S. Green: The general three-dimensional theory of cascade processes. Proc. phys. Soc., Sect. A **66**, 1009—1018 (1953).

Es wird eine Methode angegeben zur Lösung des Problems der dreidimensionalen Entwicklung einer Kaskade. Die Grundgleichungen werden durch Fouriertransformationen auf eine einfachere Form gebracht und durch Reihenentwicklung gelöst. Es wird gezeigt, daß die Koeffizienten der lösenden Reihe gleich den Momenten der Verteilungsfunktionen sind. Die Methode wird bei der Entwicklung einer von einem primären Nukleon ausgelösten Kaskade angewandt. *P. Budini.*

Castagnoli, C., G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini and D. Moreno: An investigation on jets. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**. 1539—1558 (1953).

Die Sterne der kosmischen Strahlung, wie sie in den Photoplatten erscheinen, sind mit den Namen Jet benannt, wenn sie nur Schauer-Spuren (von relativistischen Teilchen, die am Minimum Ionisation erzeugen) enthalten. Es wird oft angenommen, daß diese Sterne aus einem Nukleon-Nukleon-Stoß entstanden sind. Um dieses Phänomen mit der Theorie der Mesonen-Erzeugung bei sehr großen Energien vergleichen zu können, ist es notwendig, die Energie des Primärteilchens zu kennen. In dieser Arbeit wird eine statistische Methode angegeben, um diese Energie aus den

gemessenen Auslauf-Winkeln der einzelnen Schauer-Spuren zu bestimmen. Als Beispiel wird die Theorie auf 43 Jets angewandt, im Rahmen der Fermi- und Heisenberg-Theorien der Mesonen-Erzeugung. Die Energiebestimmung hängt stark von dem angenommenen Energie-Spektrum der erzeugten Mesonen ab. In diesem Beispiel scheint die Energie des Primärteilchens nicht eine eindeutige Funktion der Zahl der Schauer-Teilchen zu sein, was mit der neueren Heisenbergschen Theorie der Explosionsschauer übereinstimmt (Kosmische Strahlung, herausgeg. v. W. Heisenberg, Berlin 1953, S. 148, dies. Zbl. **50**, 444). *P. Budini.*

Cester, R. e E. Clementel: Sul calcolo delle tracce elettrofotoniche. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1441—1450 (1953).

Die Elektronen- und Photonen-Wege $\int_0^\infty \pi(E,t)\,dt$, $\int_0^\infty \gamma(E,t)\,dt$ (track-length der englischen Literatur) werden durch Anwendung der Bhabha-Chakrabarty-Methode zur Lösung der Diffusionsgleichungen (H. J. Bhabha und S. K. Chakrabarty, dies. Zbl. **39**, 431) abgeleitet. Für $E = 0$ wird die Reihe unbestimmt; wenn man aber Energie-Erhaltung verlangt, erhält man auch bei $E = 0$ den von anderen Autoren gefundenen Verlauf. *P. Budini.*

Sjöstrand, Nils Göran: The influence of a cadmium sheet on the distribution of neutrons in graphite. Ark. Fys. **6**, 497—512 (1953).

Es wird die Neutronenverteilung in folgendem System untersucht: 2 quaderförmige Graphitklötze stoßen mit ihren quadratischen Grundflächen zusammen. In der Grenzebene befindet sich eine Cadmiumschicht. In einer dazu parallelen Ebene innerhalb des einen Graphitklotzes soll die Neutronendichte bekannt sein, auf der Oberfläche des Systems soll sie verschwinden. Der Behandlung wird die Boltzmannsche Integralgleichung zugrunde gelegt. Die Neutronendichte wird nach Kugelfunktionen entwickelt und damit die Integralgleichung in ein System von Differentialgleichungen übergeführt. Die auf Grund der Grenzbedingungen zu erfüllenden Gleichungen für die Koeffizienten werden zunächst allgemein angeschrieben und dann für ein spezielles Anordnungsbeispiel zahlenmäßig gelöst. Die berechneten Werte werden mit experimentellen Werten verglichen und sehr gute Übereinstimmung gefunden, wenn Kugelfunktionen bis zum Index 3 mitgenommen werden. *H. Volz.*

Gallone, S.: Sul fattore di utilizzazione termica ed il tratto di diffusione termico in una pila eterogenea. Nuovo Cimento, Ser. IX **10**, 1495—1497 (1953).

Mit Hilfe der Diffusionsgleichung einschließlich passender Erzeugungs- und Vernichtungsglieder wird ein „Pile" durchgerechnet, der aus ebenen, senkrecht zur x-Achse liegenden Schichten von Uran und verlangsamendem Medium besteht. Die Anordnung ist in y-Richtung unendlich ausgedehnt, in z-Richtung durch 2 parallele Ebenen begrenzt. Für die Neutronendichte wird der Ansatz $\Phi(x,z) = n(z)\cdot\varphi(x)$ gemacht und angenommen, daß $n(z)$ einer Gleichung der Form $d^2n/dz^2 + \omega^2 n = 0$ genügt. Unter Berücksichtigung der Diffusionsgleichung und der Grenzbedingungen des Problems zeigt sich, daß ω^2 einer transzendenten Gleichung genügen muß. Physikalisch hängt ω^2 zusammen mit der thermischen Diffusionslänge und dem thermischen Vermehrungsfaktor. Abgesehen von kleinen Zusatzgliedern werden für diese Zusammenhänge bekannte Formeln wiedergefunden und bestätigt. *H. Volz.*

Cohen, Bernard L.: The statistical theory of nuclear reactions. Phys. Review, II. Ser. **92**, 1245—1248 (1953).

Seiden, Joseph: Effet de rotations aléatoires des aimants sur les bandes de résonance du cosmotron à fort convergence. C. r. Acad. Sci., Paris **237**, 560—562 (1953).

Die Arbeit behandelt die Frage nach dem Einfluß kleiner Verdrehungen (oder Lageabweichungen) der einzelnen Magnete eines Betatrons (oder Cosmotrons) auf die Resonanzbanden. Von Sturreck war gezeigt, daß die — näherungsweise adiabatische —