Werk

Titel: Klassische theoretische Physik

Jahr: 1942

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0026|log5

Kontakt/Contact

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

info@digizeitschriften.de

jene von einem strengen Gesichtspunkt aus ersetzt wird. Darauf entwickelt Verf. die entsprechenden Beziehungen für die von ihm vorgenommene Erweiterung des Problems auf das Gravitationsfeld des dreiachsigen Ellipsoids und zeigt, wie diese Erweiterung zum Studium neuer transzendenter Funktionen führt. *C. Tolotti.*

Klassische theoretische Physik.

Philosophie der Physik:

Müller, Aloys: Naturwissenschaft und reale Außenwelt. Naturwiss. **28**, 705—709 (1940).

Verf. hebt sich ab von der Ansicht Plancks, daß die Naturwissenschaft die Überzeugung von einer im metaphysischen Sinn realen Außenwelt brauche. Er unterscheidet die „phänomenologische Welt", d. h. die Welt des täglichen Lebens, in der uns nicht etwa Sinnesempfindungen, sondern Dinge selbst unmittelbar gegeben sind, von der metaphysischen Realität, über welche der „Realist" und der „Idealist" einander entgegengesetzte Aussagen machen. Nur auf die phänomenologische Welt bezieht sich die Naturwissenschaft. Sie bedarf daher in der Tat der Metaphysik im vom Verf. definierten Sinne nicht. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Mechanik:

Mattioli, Gian Domenico: Su di un principio variazionale centrale della dinamica. Atti Accad. Italia, VII. s. **1**, 418—427 (1940).

Verf. schreibt die kanonischen Gleichungen eines dynamischen Systems mit Verwendung einer unbestimmten unabhängigen Veränderlichen τ in der Form $\frac{dq_i}{d\tau} = \frac{1}{\lambda}\frac{\partial H}{\partial p_i}$, $\frac{dp_i}{d\tau} = -\frac{1}{\lambda}\frac{\partial H}{\partial q_i}$, $\frac{dH}{d\tau} = \frac{1}{\lambda}\frac{\partial H}{\partial t}$ — zwischen λ und t besteht natürlich die Beziehung $\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\lambda}$ — und zeigt die Äquivalenz der daraus nach Elimination der p_i entstehenden Gleichungen mit dem Variationsprinzip

$$\delta\int_{\tau_0}^{\tau_1}\left[\frac{1}{\lambda}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot q_i}\dot q_i\right)_{\dot q=\lambda q'} - t'\left(\frac{\partial L}{\partial \dot q_i}\dot q_i - L\right)_{\dot q=\lambda q'}\right]d\tau = p_i\delta q_i - H\delta\tau\Big|_{\tau_0}^{\tau_1},$$

wo $L(q, \dot q, t)$ die Lagrangesche Funktion bedeutet und Ableitungen nach t mit einem Punkt, solche nach τ mit einem Strich bezeichnet sind, bei willkürlichen Variationen δq_i, δt und (im allgemeinen) längs jeder Extremalen beliebig wählbarem λ. Die üblichen Variationsprinzipe der Mechanik sind einfache formale Umformungen dieses „zentralen Variationsprinzips". *Schoblik* (Brünn).

Aymerich, G.: Trasformazione non esattamente adiabatica ed integrazione approssimata di un particolare sistema canonico ad n gradi di libertà. Rend. Semin. mat. Univ. Padova **12**, 51—61 (1941).

Si espone una integrazione approssimata per il sistema canonico:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \qquad \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \qquad (1 \leqq i \leqq n) \tag{1}$$

dove

$$H = \tfrac{1}{2}\sum_1^n{}_i(p_i^2 + \omega_i^2(a)q_i^2) - a'\sum_1^n{}_{ij}(b_{ij}(a)p_iq_j - a'c_{ij}(a)q_iq_j) \tag{2}$$

e ω_i, b_{ij}, c_{ij} sono parametri dipendenti solo dalla a che si suppone funzione nota del tempo; le ω_i si ammettono diverse fra loro e dallo zero, e le q_i e p_i (per ogni i compreso fra 1 e n) non entrambe nulle all'istante iniziale. Viene anche calcolato un limite superiore dell'errore commesso, limite che diventa tanto più basso, quanto più „adiabatica" è la variazione di a. — Equazioni del tipo (1) con H espresso da (2) si incontrano nello studio delle piccole oscillazioni, di un sistema meccanico olonomo a n gradi di liberta, soggetto a forze conservative, ma con vincoli dipendenti dal tempo. *Dario Graffi* (Bologna).

Hulubei, Dan I.: Sur l'annulation de la réaction dans le cas du pendule sphérique. Bull. Math. Soc. Roum. Sci. **42**, Nr 1, 15—18 (1941).

Es werden die Anfangsbedingungen untersucht, die bei einem sphärischen Fadenpendel erfüllt sein müssen, damit die Fadenspannung an einer Stelle der Bahn verschwindet, also der Massenpunkt die Kugeloberfläche verlassen kann, auf der er sich sonst bewegt. Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß die Bewegung stets auf der Kugeloberfläche vor sich geht, wenn der Massenpunkt von einem Punkte A horizontal und normal zur Fadenrichtung losgeschleudert wird, sofern A unterhalb des Aufhängepunktes O liegt und der senkrechte Abstand von A zum Lot durch O größer oder gleich einem Drittel der Pendellänge ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so kann die Fadenspannung nur dann verschwinden, wenn die Anfangsgeschwindigkeit des Massenpunktes zwischen zwei Grenzen liegt. *K. Magnus* (Göttingen).

Chazy, Jean: Sur une généralisation du pendule cycloïdal d'Huygens. C. R. Acad. Sci., Paris **213**, 93—98 (1941).

In einer früheren Arbeit (s. dies. Zbl. **25**, 270) hat Verf. gewisse geradlinige, isochrone Schwingungen eines materiellen Punktes ermittelt, wofür die Kraft nicht mehr proportional der ersten Potenz des Abstandes zu einem festen Punkte ausfällt. Bei solchen Bewegungen ändert sich aber der Mittelpunkt der Schwingungsstrecke mit der Amplitude. Die Kraft X wird durch die Gleichung $X(x) = -mu\frac{du}{dx}$ gegeben, wobei u durch die Beziehung $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \alpha^2 - u^2$ (α = konst.) definiert wird. Falls $\frac{dx}{du}$ gleich einer konstanten Größe plus einer ungeraden Funktion von u ist, so wird die Schwingungsperiode unabhängig von α. Man kann die Lagrangesche Reihe benutzen, um die Kraft als Funktion von x zu ermitteln. Nimmt man $\frac{dx}{du} = 1 - u$, so erhält man $u = 1 - \sqrt{1-2x}$ und $X(x) = m\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-2x}}\right)$ $(x < \frac{1}{2})$. Ferner wird x als Funktion der Zeit durch $\varphi = t + \alpha\sin\varphi$, $u = \alpha\cos\varphi$ bestimmt. Die Schwingungsperiode ist gleich 2π (unabhängig von α). — Dieselbe Rechnung kann man benutzen, um die einer vorgegebenen (bis auf eine additive Konstante) ungeraden Funktion $\frac{dx}{du}$ entsprechende Kurve zu ermitteln, auf welcher ein schwerer Punkt ähnliche Schwingungen vollzieht, wenn ihre Ebene vertikal ist. Auf diese Weise erhält Verf. unendlich viele, eine horizontale Tangente im tiefsten Punkte O besitzende, in bezug auf die Normale in O nicht symmetrische Kurven, welche die Eigenschaft der isochronen Schwingungen des Zykloidenpendels aufweisen. *V. Vâlcovici* (Bucureşti).

Ghermănescu, Michel: Sur le mouvement tautochrone plan. Bull. Sect. Sci. Acad. Roum. **23**, 411—413 (1941).

In einer früheren Arbeit (dies. Zbl. **25**, 112; vgl. jedoch auch das nachst. Ref.) hat Verf. zu einer gegebenen ebenen Kurve $r = r(\theta)$ ein Zentralkraftgesetz $f(r)$ bestimmt, für das die Kurve zur Tautochrone wird; hier leistet er nach der gleichen Methode dasselbe für ein Zentralkraftgesetz der Form $f(\theta)$. *Harald Geppert* (Berlin).

Jacob, Caius: Observation concernant la note de M. M. Ghermănescu „Sur le mouvement tautochrone plan". Disquisit. math. et phys., Bucureşti **1**, 557 (1941).

Zu der in dies. Zbl. **25**, 112 besprochenen Arbeit Ghermănescus bemerkt Verf., daß das in ihr behandelte Problem schon von Puiseux allgemein erledigt wurde. *Harald Geppert.*

Rosenauer, N.: Zur Beschleunigungskonstruktion an der Heusinger-Steuerung. Z. angew. Math. Mech. **21**, 190—192 (1941).

Für die Heusinger-Steuerung werden die Gleitbeschleunigung des Schiebers und die Beschleunigungen der Gelenkpunkte mittels des Plans der Geschwindigkeiten, der Coriolisbeschleunigung und des Plans der relativen Normalbeschleunigungen konstruiert unter der Annahme, daß sich das Treibrad der Lokomotive gleichförmig gegen deren Rahmen dreht. *W. Schmid* (Dresden).

Stoenescu, Alexandru: Einige mechanische und geometrische Eigenschaften der Keplerschen Ellipse. Gaz. mat. **47**, 122—126 (1941) [Rumänisch].

Bei der Keplerbewegung (elliptische Bahnkurve) stellt sich Verf. die Aufgabe, die Richtung der Anfangsgeschwindigkeit graphisch so zu bestimmen, daß die entsprechende Bahnkurve durch einen vorgegebenen Punkt P hindurchgeht. Zu dem Zweck ermittelt Verf. erst die Kurven, die der bewegliche Brennpunkt, das Zentrum der Ellipse und die Enden ihrer kleinen Achse bei variabler Neigung der Anfangsgeschwindigkeit beschreiben. Sodann erscheint der Punkt P als Schnittpunkt zweier Kreise. Die Realitätsbedingung der Lösung ist: der Punkt P muß sich im Innern einer die Bahnkurven umhüllenden Ellipse befinden. *V. Vâlcovici* (Bucureşti).

● **Wintner, Aurel: The analytical foundations of celestial mechanics.** Princeton: Univ. press 1941. XII, 448 pag. $ 6.—.

● **Happel, H.: Das Dreikörperproblem. Vorlesungen über Himmelsmechanik.** Leipzig: K. F. Koehler 1941. XI, 526 S. u. 17 Fig. geb. RM. 30.—.

Inhaltsübersicht: Kap. I. Die Differentialgleichungen in rechtwinkligen Koordinaten, bezogen auf den Schwerpunkt des Systems der n Körper und auf den Mittelpunkt des Zentralkörpers. Das Prinzip von d'Alembert und Hamiltons Prinzip der stationären Wirkung. Die Lagrangeschen Gleichungen. Andere Formen der Bewegungsgleichungen. Kap. II. Die kanonischen Differentialgleichungen und ihre Transformationstheorie. Kap. III. Die partielle Differentialgleichung. Das Zweikörperproblem, behandelt nach der Methode von Jacobi. Keplersche Gleichung. Die Mittelpunktsgleichung. Darstellung der Koordinaten als Funktionen der Zeit. Die Bahnelemente. Kap. IV. Die Differentialgleichungen für die gestörten Bahnelemente sowie für die Delaunayschen und Poincaréschen Koordinaten. Kap. V. Entwicklung der Störungsfunktion. Störungen der Planeten. Kap. VI. Theorie des Mondes. Darstellung der Koordinaten in rein periodischer Form beim restringierten Problem. Kap. VII. Die Variation des Mondes. Konvergenz der dabei auftretenden Reihen. Die Variationsgleichungen und die Ermittlung der von der Mondexzentrizität abhängigen Störungen. Kap. VIII. Periodische Lösungen beim Dreikörperproblem. Kap. IX. Poincarés Theorie der charakteristischen Exponenten. Kap. X. Weitere Fälle, in denen eine strenge oder genäherte Integration möglich ist. Die Lagrangeschen strengen Lösungen. Bahnen in der Nähe des Librationszentrums. Kommensurabilitäten. Kap. XI. Regularisierung des Dreikörperproblems. Arbeiten von Thiele, Levi-Civita und Sundmann. Untersuchungen von Birkhoff. — Aus dem Vorwort: „Von einem Werk, das hinführt bis zu den Forschungen der letzten Jahrzehnte, wird man verlangen, daß es auch eigene Untersuchungen des Verf. enthält. Diese werden durch die Kapitel VI und VII wiedergegeben; neu ist ferner noch der letzte Teil von Kapitel IV, § 14." „Zunächst glaube ich sagen zu können, daß die Grundgedanken der Hillschen Untersuchungen sich wiederfinden — wenn auch in veränderter Fassung — in der in Kapitel VII entwickelten Theorie, eine gewisse Ähnlichkeit zwischen ihr und der von Hill wird der Kundige erkennen. Dazu kommt noch, daß die Störungen, falls man sie gemäß den Vorschriften von Kapitel VII berechnet, sich in einfacherer Weise ergeben wie bei Hill-Brown." *E. Hopf* (Leipzig).

Pylarinos, O.: Über die Lagrangeschen Fälle im verallgemeinerten Dreikörperproblem. Math. Z. **47**, 357—372 (1941).

Verf. betrachtet das verallgemeinerte Dreikörperproblem unter der Wirkung der Zentralkräfte und zeigt: „Wenn die Wechselwirkung von je zwei der drei Körper dem Produkt aus den Massen beider Körper und einer Potenz ihres Abstandes proportional ist, so existiert nur die von Lagrange für das Newtonsche Dreikörperproblem angegebene Lösung, in der die Abstandsverhältnisse der drei Körper während der Bewegung konstant bleiben, ausgenommen den Fall, bei dem die Anziehung der dritten Potenz des Abstandes umgekehrt proportional ist; im letzten Falle gibt es eine weitere derartige Lösung des Problems, bei der aber die Ebene der drei Körper

sich um eine der in dieser Ebene liegenden Zentralhauptachsen der Anfangslage des Systems dreht." *Kyrille Popoff* (Sofia).

Agostinelli, Cataldo: Sul moto asintotico degli $n+1$ corpi. Mem. Accad. Sci. Torino, II. s. **70**, Nr 4, 1—48 (1941).

L'A. ricerca la configurazione asintotica, al crescere indefinito del tempo, del sistema di $n+1$ corpi che si attraggono con la legge di Newton e soggetto a cause interne di dissipazione di energia, cosicchè l'energia totale H del sistema va continuamente degradando mentre rimane costante il vettore K momento della quantità di moto. La configurazione asintotica è determinata dall'equazione $\delta H = 0$ compatibilmente con l'invarianza di K. — Il problema è già stato trattato da G. Krall (questo Zbl. **4**, 331, 332; **5**, 223; **7**, 373) ma la questione è qui impostata in modo completamente generale, senza nessuna limitazione sulla struttura e dimensioni dei corpi. Inoltre nessuna ipotesi si fa sulle cause di dissipazione di energia, che può essere dovuta anche — come l'A. dimostra — agli effetti del termine cosmogonico di recente introdotto dall'Armellini (questo Zbl. **18**, 181). — Ecco i principali risultati ottenuti. Nella configurazione asintotica i corpi devono disporsi in un piano normale a K, e il loro moto rispetto al baricentro del corpo centrale deve essere circolare e con velocità angolare ω uguale per tutti. Inoltre gli assi di rotazione (che inizialmente erano di precessione) dei corpi si dispongono paralleli a K e tutti i corpi ruotano con identica velocità angolare ω. — Se poi il rapporto fra la massima dimensione Δ di uno qualsiasi dei corpi e la minima distanza baricentrale ϱ è trascurabile rispetto all'unità, quando $n > 2$ i baricentri dei corpi sono allineati, quando $n = 2$ (problema dei tre corpi) possono essere allineati o disposti secondo i vertici di un triangolo equilatero. Se invece sono trascurabili solo i termini di ordine superiore a $\frac{\Delta^2}{\varrho^2}$ allora, nel caso $n = 2$, i baricentri possono essere ancora disposti secondo i vertici di un triangolo, però in generale non equilatero, nel caso $n > 2$ sulla retta dei baricentri deve trovarsi uno dei due assi equatoriali d'inerzia di ognuno dei corpi, salvo quelli a struttura giroscopica la cui orientazione rimane arbitraria. Infine, quando non sono trascurabili i rapporti d'ordine superiore a $\frac{\Delta^2}{\varrho^2}$ le condizioni che determinano una configurazione asintotica diventano esuberanti, e si conclude, in tal caso, i corpi tendono alla collisione generale. *Dario Graffi* (Bologna).

Venturelli, Lucia: Sulla riducibilità alle quadrature del moto spontaneo di un sistemo rigido, un punto del quale percorre una retta fissa. Atti Ist. Veneto Sci. etc. **99**, 278—289 (1940).

Ein starrer Körper von gyroskopischer Struktur sei in seiner Bewegungsfreiheit in der Weise eingeschränkt, daß ein fester Punkt O der gyroskopischen Achse (die durch den Schwerpunkt des Körpers gehen soll) auf einer festen Geraden g zu bleiben gezwungen ist und sich auf dieser reibungsfrei bewegen kann; die äußeren Kräfte werden einer Einzelkraft durch O senkrecht zu g äquivalent angenommen. Verf. zeigt, daß die Bewegungsgleichungen eines solchen Systems durch bloße Quadraturen integriert werden können, und führt die Integration auch wirklich durch. *Schoblik.*

Fokker, A. D.: The rising top, experimental evidence and theory. (*Natuurkundig Laborat. v. Teylers Stichting, Haarlem.*) Physica, Haag **8**, 591—596 (1941).

Nach der bisherigen Auffassung richtet sich der auf einer horizontalen Ebene gestützte Spielkreisel so lange auf, bis ein stationärer Zustand des Abrollens ohne Gleitung erreicht ist (entweder bei einer bestimmten Achsenneigung oder der vertikale Zustand des „schlafenden" Kreisels). In der Arbeit wird gezeigt, daß der Kreisel sich auch nach Erreichen eines nahezu stationären Zustandes ohne Gleitung als Folge der Nutationen weiter aufrichtet, solange noch kinetische Energie in den Nutationen steckt. Ursache ist die Unsymmetrie des Moments der Reaktionskraft der Unterlage infolge des mit der Nutationsperiode sich ändernden Hebelarms (des Abstands Schwerpunkt—Auflagepunkt). *E. Schmid* (Berlin-Adlershof).

Weigand, A.: Schwingungen eines elastisch gelagerten Motors mit zweiflügliger Luftschraube. Luftf.-Forschg. **18**, 378—382 (1941).

Die für „kleine Schwingungen" linearisierten Bewegungsgleichungen für den unsymmetrischen Kreisel mit elastischer Fesselung bilden ein System von zwei Differentialgleichungen zweiten Grades mit periodischen Koeffizienten. Setzt man für die beiden Variabeln Fourierreihen an, so ergeben sich insgesamt vier Systeme von unendlich vielen linearen Gleichungen für die Fourierkoeffizienten. Aus den Nullstellen der Determinante dieser Systeme lassen sich die „kritischen Drehzahlen" der Kreiselanordnung bestimmen. Durch eine geschickte Transformation gelingt es, die Determinanten so umzuformen, daß sich die Nullstellen als unendliche Kettenbrüche angeben lassen. Sind die zum Kreisel hinzugekoppelten Massen symmetrisch und ist die Lagerung symmetrisch, so wird die Lösung elementar und reduziert sich auf zwei Glieder der Fourierreihe. Im allgemeinen Fall muß man die kritischen Frequenzen durch zahlenmäßiges Auswerten der Kettenbrüche bestimmen, wobei jedoch der vor den periodischen Anteilen der Koeffizienten stehende Faktor nicht als klein vorausgesetzt zu werden braucht, wie das bei der Behandlung derartiger Aufgaben mit Hilfe der Störungsrechnung üblich ist. *K. Magnus* (Göttingen).

Linteş, I.: Le calcul des corrections balistiques et atmosphériques dans le tir antiaérien. Bull. Math. Phys. École polytechn. Bucarest **11**, 150—155 (1940).

Soient x, z les coordonnées rectangulaires, dans le plan de la trajectoire, du projectile au moment t. En admettant pour x et t les expressions données par Siacci, l'auteur met z sous la forme $z = x\,\mathrm{tg}\,\alpha - \frac{ct^2}{2}$, ce que veut dire que le mouvement dans le sens vertical du projectile est uniformément accéléré, l'accélération étant c. En admettant que la fonction de résistance de l'air est de la forme $F(w) = bw^n$, il calcule dx, dt, dz et dy en fonction de $dv_0, d\alpha$ et de dc, α étant l'angle de tir et v_0 la vitesse initiale. Les variations ainsi calculées sont mises en relation avec les composantes w_x, w_y, w_z de la vitesse du vent et de la pluie. Dans les calculs de dx et de dt c est considéré comme variable; dans les calculs de dz c est traité comme une constante. *Kyrille Popoff* (Sofia).

Elastizität, Akustik:

Higuchi, Seiichi: A method of solving twodimensional elastic problems and its applications. Technol. Rep. Tôhoku Univ. Sendai **13**, 313—333 (1941).

L'A. espone un procedimento per studiare i problemi di elasticità piana e lo applica nei seguenti due casi particolari dei quali dà la soluzione esplicita. I) — Disco circolare sottoposto a forze agenti sul contorno in direzione diametrale. II) — Semipiano sottoposto a forze normali al contorno. *M. Picone* (Roma).

Venturelli, Lucia: Sull'equilibrio di una porzione di ipersuperficie. Boll. Un. Mat. ital., II. s. **3**, 375—383 (1941).

Verf. leitet, mittels einer elementaren Rechnung, die notwendigen Gleichgewichtsbedingungen (zwischen den äußeren Kräften und den inneren Spannungen) für einen Hyperflächenteil im euklidischen R_{n+1} her. Wie üblich (für den Fall eines gewöhnlichen Raumteils: vgl. z. B. M. Lagally, Vektor-Rechnung, 2. Aufl., Leipzig 1934, S. 253 u. f.) gibt der Schwerpunktsatz die Gleichgewichtsgleichungen [das sind hier die Formeln (1), S. 378 oder (6), S. 381]. Infolge des Flächensatzes (vgl. Lagally, a. a. O. S. 254) gilt die Symmetrie des Spannungstensors T_{pq}, und außerdem hat man, wenn v^p einen tangentialen und w^p den normalen Vektor zur V_n im R_{n+1} bedeutet: $T_{rs}v^r w^s = 0$. — Für den Fall $n = 2$ findet Verf. die Gleichungen wieder, die E. Beltrami für das Gleichgewicht einer verbiegbaren und unausdehnbaren Fläche im R_3 gegeben hat [Mem. Accad. Bologna (4) **3**, 217—265 (1882); Opere **3**, 420—464]. Die Gültigkeit dieser Gleichungen, ebenso wie die der entsprechenden Gleichungen in bezug auf den allgemeinsten Fall (n beliebig), ist dann von der Annahme der Unausdehnbarkeit

unabhängig, wie es für $n = 2$ schon von B. Caldonazzo (Sulla meccanica delle superficie; Il Monitore Tecnico, Milano 1920, 22 pag.) geäußert wurde. Die einzige Annahme, die bezüglich der inneren Spannungen von der Verf. gemacht wird, ist die der Eindeutigkeit der Spannungen, bei angegebenem äußeren Kräftesystem. Diese Annahme ist mit jener der Verbiegbarkeit verknüpft; die allgemeine (bekanntlich schwierige) Frage nach der Verbiegbarkeit wird hier aber nicht in Betracht gezogen.

Enea Bortolotti (Firenze).

Egger, Hans: Knickung der Kreisplatte und Kreisringplatte mit veränderlicher Dicke. Ing.-Arch. **12**, 190—200 (1941).

Kreisplatten und Kreisringplatten, die durch gleichmäßigen Außendruck in der Mittelebene belastet sind, sind der Gefahr des Ausknickens ausgesetzt. Für den Fall, daß das Profil einem Potenzgesetz mit dem Exponenten n entspricht, wurde die zugehörige Differentialgleichung von K. Federhofer aufgestellt. Jedoch nur für spezielle Werte von n läßt sich die Lösung auf bekannte Funktionen zurückführen. Vorliegende Arbeit behandelt die Werte $n = {}^1/_{10}, {}^1/_5, {}^2/_3, -{}^1/_5$, wobei die Lösung durch Reihenentwicklung gewonnen wird. Es wird sowohl die außen eingespannte Platte, als auch die frei drehbar gelagerte Platte behandelt. Die Ergebnisse sind hinsichtlich der Abhängigkeit der kritischen Last von den Abmessungen ausgewertet und in Zahlentafeln und Diagrammen dargestellt. *H. Neuber* (Braunschweig).

Tolotti, Carlo: Sul calcolo delle piastre elastiche a forma di settore anulare. Atti Accad. Italia, VII. s. **2**, 517—525 (1941).

Für die Kreisringplatte wurde vom Verf. bereits in einer früheren Mitteilung ein auf Verwendung von Fourierreihen beruhender Rechnungsgang erörtert (s. dies. Zbl. **20**, 227); hier wird der Zusammenhang mit der Greenschen Funktion und dem Verfahren von Picone dargelegt. *H. Neuber* (Braunschweig).

● **Cesari, L., F. Conforto e C. Minelli: Travi continue inflesse e sollecitate assialmente. Prefaz. di Amedeo Fiore.** Roma: Consiglio Naz. d. Ricerche 1941. VIII, 244 S. L. 65.—.

Ein durchgehender Träger von beliebig vielen und beliebig langen Feldern sei durch Querlasten und außerdem durch eine feldweise konstante axiale Last auf Knickbiegung beansprucht. Das Trägheitsmoment sei innerhalb jedes Feldes linear veränderlich. Dann hängen die Koeffizienten der Clapeyronschen Gleichungen in komplizierter Weise vom Verhältnis der Trägheitsmomente an den Feldenden und von der Axiallast ab. Die Verff. entwickeln die Zusammenhänge und geben für die Koeffizienten umfangreiche Tabellen. Ebenso werden auch die Belastungsglieder behandelt. Dadurch bleibt dem Rechner der schwierigste Teil der Arbeit erspart, und die numerische Durchführung der Berechnung macht nicht mehr Mühe wie bei dem entsprechenden Träger ohne axiale Belastung. *W. Flügge* (Adlershof).

Wigglesworth, L. A.: Flexure and torsion of a circular shaft with two cracks. Proc. London Math. Soc., II. s. **47**, 20—37 (1940).

Die Reihe bereits bekannter Lösungen des Problems der Schubspannungsverteilung in prismatischen Stäben bei Torsion und Biegung wird in der vorliegenden Mitteilung um den Fall des zweifach geschlitzten Kreisquerschnittes erweitert, wobei die Schlitze von den Enden eines Durchmessers zu beliebigen Punkten längs dieses Durchmessers laufen. Die allgemeine Lösung erfordert die Ermittlung von drei komplexen Funktionen, welche innerhalb des Querschnittes regulär sind, deren Imaginärteile stetig verlaufen und am Rand vorgeschriebene Werte annehmen. Durch konforme Abbildung des Querschnittes auf eine Halbebene und Anwendung der Schwarzschen Integralformel erzielt Verf. eine Darstellung des Ergebnisses in geschlossener Form, im Gegensatz zu Shepherd [Proc. Roy. Soc. London A **138**, 607—634 (1932)], der in seiner Lösung für einen Schlitz bzw. zwei symmetrisch angeordnete Schlitze unendliche Doppelsummen angab. *H. Neuber* (Braunschweig).

Hostinsky, B.: Sur la densité d'énergie d'une corde vibrante. Mathematica, Timişoara **17**, 30—33 (1941).

Für eine an ihren Enden festgehaltene Saite wird die Gesamtenergie und der zeitliche Mittelwert der Energiedichte (Energie pro Längeneinheit der Saite) für beliebige freie Schwingungen berechnet. Es ergibt sich, daß stets die mittlere Energiedichte unabhängig vom Ort gleich Gesamtenergie dividiert durch Saitenlänge ist. Das Ergebnis wird sowohl von der Bernoullischen wie von der D'Alembertschen Lösung aus hergeleitet. *Schoch* (Berlin).

Hydrodynamik:

Tollmien, W.: Grenzlinien adiabatischer Potentialströmungen. Z. angew. Math. Mech. **21**, 140—152 (1941).

Die durch frühere Beispiele des Verf. bekannten Grenzlinien bei stationären ebenen adiabatischen Strömungen werden in der vorliegenden Arbeit allgemein untersucht; großenteils läuft das auf die Betrachtung der Verhältnisse hinaus, die entstehen, wenn die Funktionaldeterminante der als Funktionen der Polarkoordinaten des Geschwindigkeitsvektors aufgefaßten Ortskoordinaten verschwindet, also der Übergang von der im Ortsplan geltenden Form der Differentialgleichung der Strömung in die Tschapliginsche Form versagt. Dementsprechend werden zunächst die bei dieser Transformation verlorengegangenen Strömungen ermittelt; hier sind Linien konstanter Geschwindigkeit aus Geraden bestehende Machsche Wellen. Für die noch verbleibenden regulären Lösungen der Tschapliginschen Differentialgleichung werden die Grenzlinien als Rückkehrkanten der Strömung nachgewiesen. Auf der wesentlichen Erkenntnis schließlich, daß der (durch Verschwinden der Funktionaldeterminante definierte) Grenzhodograph nie charakteristischer Hodograph sein kann, fußt der (teilweise mit der Theorie des Verdichtungsstoßes [Busemannsche Stoßpolare] arbeitende) Beweis des Hauptresultates der Arbeit: eine stationäre ebene adiabatische Gasströmung ist über eine Grenzlinie hinaus in keiner Weise fortsetzbar, muß also physikalisch schon vorher zusammenbrechen. Verf. setzt sich mit den Resultaten von F. Ringleb zum gleichen Thema (dies. Zbl. **25**, 120) kritisch auseinander. Hinsichtlich einer strengeren Fassung eines Beweises der referierten Arbeit sei verwiesen auf eine ergänzende Mitteilung des Verf. in der Z. angew. Math. Mech. **21**, 308 (1941); auch § 3 bedürfte wohl stellenweise einer einwandfreieren Begründung, da infolge Verschwindens der dortigen Funktionaldeterminante dy zu dx nicht mehr in beliebigem Verhältnis stehen kann. *Grell.*

Jacob, Caius: Sur l'écoulement lent d'un fluide parfait, compressible, autour d'un cylindre circulaire. Mathematica, Timişoara **17**, 1—18 (1941).

Zur Behandlung der kompressiblen Umströmung eines Kreisprofils ersetzt Verf. die Adiabatenkurve durch ihre Tangente in dem der Grundströmung entsprechenden Punkt [vgl. hierzu auch Hsue-Shen Tsien, Two-Dimensional Subsonic Flow of Compressible Fluids; J. Aeronaut. Sciences **6**, 339—407 (1939)] und führt das Problem unter Beschränkung auf das reine Unterschallgebiet auf die Auflösung einer nichtlinearen Integralgleichung zurück. Alsdann zeigt Verf. die eindeutige Lösbarkeit dieser Gleichung unter der weiteren Voraussetzung: $c_0/V_0 \leqq 0{,}67$, wobei V_0 den Betrag der Grundströmung und c_0 die Schallgeschwindigkeit des ruhenden Gases bedeutet. Schließlich wird für die numerische Ermittlung der Lösung die Methode der sukzessiven Approximationen in Vorschlag gebracht, und in dem Falle, wo die Störungsgeschwindigkeit der Strömung klein gegenüber c_0 ist, kurz auf die Berechnung der ersten Approximation eingegangen. *Hans Schubert* (Berlin-Grünau).

Stoenescu, Alexandru: Sur le mouvement d'un solide dans un milieu résistant. Bul. Politehn., Bucureşti **12**, 99—102 (1941).

Mittels des Energiesatzes kommt Verf. zu denselben Ergebnissen, die Ref. in einer in dies. Zbl. **25**, 121 besprochenen Arbeit erhalten hatte. *V. Vâlcovici* (Bucureşti).

Küchemann, Dietrich, und Friedrich Vandrey: Über den Einfluß der Düse (oder des Auffangtrichters) auf Widerstandsmessungen im Freistrahl. (*Inst. f. Theoret. Aerodyn., Aerodyn. Versuchsanst., Göttingen.*) Z. angew. Math. Mech. **21**, 17—31 (1941).

Die vorliegende Arbeit behandelt die Frage, wie sich der Einfluß der Düse auf die Widerstandsmessungen in einem Windkanal mit freier Meßstrecke auswirkt. Dabei wird der Kanalquerschnitt kreisförmig vorausgesetzt und es werden nur solche Widerstandskörper betrachtet, die sich durch eine Quell- und Senkenbelegung auf der Kanalachse darstellen lassen. Die zu untersuchende Strömung ist danach drehsymmetrisch. — Es liegt nahe, den Kanal zur Vereinfachung des Problems als unendlich langen Zylinder anzunehmen, der zum Teil aus fester Wand, zum anderen Teil aus einem Freistrahl besteht. Der Behandlung dieser Aufgabe stellen sich sowohl bei Lösungsansätzen nach der Methode der Differentialgleichungen, als auch bei solchen nach der Methode der Integralgleichungen gewisse Schwierigkeiten mathematischer Art entgegen, über die zunächst berichtet wird. — Auf Grund der bei diesen Lösungsversuchen gewonnenen Erkenntnisse wird die Annahme einer zylindrischen Kanalwand aufgegeben und für den festen Kanal angenommen, daß er sich nach einem kurzen zylindrischen Stutzen erweitert und in eine zur Achse senkrechte Wand übergeht, es wird also der Ausfluß aus einer Druckkammer mit Stutzen untersucht. Für diesen Fall wird die Lösung nach der Methode der Integralgleichungen durchgeführt: Um die Strömung um einen in den Kanal gebrachten Widerstandskörper zu ermitteln, denkt man sich die von dem Widerstandskörper auf der Kanalwand hervorgerufenen Normalgeschwindigkeiten und die auf der freien Strahlgrenze hervorgerufenen Tangentialgeschwindigkeiten kompensiert durch eine Zusatzströmung, die dadurch entsteht, daß die feste Wand der Düse mit Quellringen, die Oberfläche des Freistrahls mit Wirbelringen belegt wird. Auf Grund der Randbedingungen erhält man für diese Belegung eine Integralgleichung 2. Art, die sich durch Iteration numerisch lösen läßt. Die Konvergenz ist (abgesehen von der Umgebung der Kanalmündung, wo bis zur 5. Näherung gerechnet wurde) gut. — Durchgerechnet werden zwei Düsen mit verschiedenen Längen der Stutzen, wobei als Widerstandskörper jeweils Halbkörper und Quellsenkenkörper beliebiger Dicke in verschiedenen Lagen zur Düse angenommen sind. Dabei ergibt sich, daß das Geschwindigkeitsfeld in der Umgebung des Körpers durch die Anwesenheit der Kanalwände und freien Strahlgrenzen oft merklich gestört wird, daß dagegen der zusätzliche Widerstand, also die Kraft, welche der Körper in der Zusatzströmung erfährt, in den praktisch wichtigen Fällen unterhalb der Meßgenauigkeit liegt. Vergleiche mit Messungen liegen nicht vor. *F. Lösch* (Rostock).

Carafoli, E.: Sur la détermination des caractéristiques aérodynamiques des profils déformés. Bull. Math. Phys. École polytechn. Bucarest **11**, 155—161 (1940).

Deformiert man die Skelettlinie oder allgemeiner die Kontur eines Profils, so ändern sich die Druckverteilung und damit die Nullauftriebsrichtung und das bei Nullauftrieb herrschende Moment. Diese Größen, insbesondere die Änderung ε der Nullauftriebsrichtung und die Änderung Δc_{m_0} des Beiwertes des Nullauftriebsmomentes, sollen in einem einfachen Verfahren unmittelbar bestimmt werden. — Das vorgegebene Profil sei durch die Funktion $z'=z'(\zeta)$ konform auf den Kreis $\zeta=a\cdot e^{i\theta}$ der ζ-Ebene abgebildet, das deformierte Profil entstehe aus dem Kreis durch die Abbildung $z=z'+\sum_1^n \frac{a^{n+1}(A_n+iB_n)}{\zeta^n}$. Bezeichnet Δy die Differenz der y-Koordinaten (senkrecht zur Nullauftriebsrichtung) einander entsprechender Punkte auf den Profilkonturen, so sind die A_n, B_n die Fourierkoeffizienten von $\frac{1}{a}\frac{d(\Delta y)}{d\theta}$, können also umgekehrt bei vorgegebenem Δy berechnet werden. Legt man das deformierte Profil so, daß seine Hinterkante und seine Nullauftriebsrichtung mit denen des Ausgangsprofils zusammenfallen, so hängen die A_n, B_n von ε ab, und zur Bestimmung von ε

ergibt sich die Gleichung $\sum_1^n (A_n + iB_n) = 0$. Δc_{m_0} ist in erster Näherung gleich $-\frac{\pi}{4} B_1$, der genaue Wert hängt noch von A_1 ab. — Das Verfahren wird auf zwei Beispiele angewandt: auf die Deformation des Streckenprofils zum Kreisbogenprofil, wo man die aus der Theorie der konformen Abbildung bekannten Ergebnisse erhält, und auf den Ruderausschlag eines symmetrischen Profils endlicher Dicke. Hier ergibt sich u. a. eine Abnahme des durch Ruderausschlag verursachten Δc_{m_0} mit wachsender Dicke. (Vgl. Weinberger, Auftrieb und Moment von Leitwerksprofilen endlicher Dicke verschwindenden Spalts [Luftfahrtforschg. **17**, 3—11 (1940)].) — Zahlreiche sinnstörende Druck- bzw. Rechenfehler. *Weissinger* (Adlershof).

Holst, Erich v., und Dietrich Küchemann: Biologische und aerodynamische Probleme des Tierfluges. Naturwiss. **29**, 348—362 (1941).

Die Verff. geben einen Überblick über das Grenzgebiet, das alle biologischen und physikalischen Probleme des Tierfluges umfaßt und für das sie die Kurzbezeichnung „Flugbiophysik" prägen. In aerodynamischer Hinsicht sind zunächst die verschiedenen Flügelformen der Flugtiere von Interesse, welche die Natur durch Anpassung an verschiedene Zwecke Schritt für Schritt entwickelt hat. Gute Flieger haben eine große Flügelstreckung und bei Vögeln ein vorn verdicktes Profil. Um beim Landen hohen Auftrieb zu erzeugen, wird die Flügelform durch Spreizen von Federn so verändert, daß Formen entstehen, welche dem Vorflügel, der Spaltklappe, dem Fowler-Flügel oder der Spreizklappe ähneln. Die Flügelspannweiten liegen zwischen 2 mm und 9 m, die Maximalgeschwindigkeiten zwischen 4 und 200 km/h, die höchste Reynoldszahl ist etwa $5 \cdot 10^5$. — Die Erzeugung des Vortriebes, und beim Schweben auf der Stelle auch des Auftriebs, erfolgt durch schwingende Bewegungen verschiedenster Art. Es handelt sich hier um instationäre Strömungsvorgänge, welche durch die reduzierte Frequenz $\nu = ns/v$ gekennzeichnet werden. Darin bedeutet n die Schwingungsfrequenz, s die Halbspannweite, v die Fluggeschwindigkeit. Für verschiedene Vogelarten werden für den Schnellflug Werte $\nu = 0{,}06$ bis $0{,}12$ genannt. Bei sehr kleinem ν kann man näherungsweise mit quasistationärer Strömung rechnen. Unter dieser Vereinfachung wird in einem Zahlenbeispiel der zeitliche Verlauf des Auftriebs, Vortriebs und Anstellwinkels eines schwingenden Flügels berechnet. — Zur experimentellen Klärung des Schwingenflugproblems hat der erstgenannte Verf. eine Reihe flugfähiger Modelle verschiedenster Art entwickelt und ihre Flüge in Zeitlupenaufnahmen festgehalten. Aus den Aufnahmen ist die Bahnkurve des Schwerpunktes und der Flügelspitzen aus gemessen worden. Zusammen mit den technischen Daten des Modelles kann daraus die Energiebilanz des Schwingenfluges gewonnen werden. — Die Verff. sind sich über die Schranken im klaren, welche die Ähnlichkeitsmechanik der Übertragung derartiger Modelle in technische Großausführungen setzt, und beurteilen insbesondere das Problem des menschlichen Schwingenfluges mit Muskelkraft als hoffnungslos. *H. G. Küssner.*

Elektrodynamik:

Amerio, Luigi: Tensioni e correnti in una catena di trasduttori quadripolari. Comment. Pontif. Acad. Sci. **4**, 83—145 (1940).

L'A. dimostra come, mediante la trasformazione di Laplace, si possano determinare le tensioni e le correnti in una catena di trasduttori quadripolari comunque varino, nel tempo, le tensioni impresse. — Studia poi, particolarmente, una linea pupinizzata, non dissipativa, di lunghezza finita, che considera come costituita da una catena di N trasduttori (N numero delle bobine della linea) determinando la tensione $u_k(x, t)$ e la corrente $j_k(x, t)$ in un trasduttore generico. A questo scopo risolve il sistema di equazioni differenziali

$$-\frac{\partial u_k}{\partial x} = l\frac{\partial j_k}{\partial t}, \quad -\frac{\partial j_k}{\partial x} = c\frac{\partial u_k}{\partial t} \qquad (1 \leqq k \leqq N)$$

con le condizioni $\lim_{t\to 0} u_k(x,t) = 0$, $\lim_{t\to 0} j_k(x,t) = 0$ $(1 \leqq k \leqq N)$

$$u_k(s,t) - L\frac{dj_k(s,t)}{dt} = u_{k+1}(0,t) + L\frac{dj_{k+1}(0,t)}{dt};\ j_k(s,t) = j_{k+1}(0,t)\ \ (1 \leqq k \leqq N-1)$$

$$u_0(t) = u_1(0,t) + L\frac{dj_1(0,t)}{dt}, \qquad u_N(t) = u_N(s,t) - L\frac{dj_N(s,t)}{dt}$$

dove l, c, h sono costanti, s è la distanza (costante) fra due bobine successive della linea; $u_0(t)$, $u_N(t)$ sono funzioni note che rappresentano le tensioni alle estremità della catena. — Infine nell'ipotesi $u_N(t) = 0$ l'Autore determina il valore di $j_k(x,t)$, $u_k(x,t)$ per $N \to \infty$ ottenendo così la distribuzione della tensione e della corrente in una linea pupinizzata di lunghezza infinita. *Dario Graffi* (Bologna).

Samulon, Heinz: Über die Synchronisierung von Röhrengeneratoren. (*Inst. f. Hochfrequenztechn., Eidgen. Techn. Hochsch., Zürich.*) Helv. phys. Acta **14**, 281—306 (1941).

Verf. zeigt zunächst, daß zwei Wechselspannungen, deren Frequenzen fast in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen, in einem Widerstand mit nichtlinearer Kennlinie, welche durch eine Potenzreihe darstellbar ist, stets Schwebungsströme verursachen, die auch als Wechselstrom mit der niedrigsten Wechselspannungsfrequenz dargestellt werden können, dessen Amplitude und Phase sich periodisch ändern. Diese Erkenntnis wendet er auf den rückgekoppelten Röhrengenerator an. Er stellt angenähert eine Amplitudenbilanz und eine Phasenbilanz auf und löst durch Separation der Variablen angenähert die auftretenden Differentialgleichungen. Bei der Deutung dieser Lösungen wird eine periodische und eine aperiodische Lösung unterschieden, verfolgt und kurvenmäßig dargestellt. Verf. untersucht insbesondere, in welchen Fällen eine Synchronisierung der selbsterregten Wechselspannung durch die Fremdspannung stattfindet. Insbesondere weist Verf. darauf hin, daß man Stromamplituden der verschiedenen Frequenzen durch eine sinngemäße Darstellung der Röhrenkennlinie, z. B. durch eine Summe von Exponentialfunktionen, berechnen kann. Zum Schluß macht Verf. einige Bemerkungen zur Synchronisierung von Kippschwingungen und gibt eine ausführliche Schrifttumsliste. *M. J. O. Strutt* (Eindhoven).

Ruhrmann, Alfred A. W.: Die Energieausbreitung auf Leitungen mit exponentiell veränderlichem Wellenwiderstand. (*Telefunken-Senderlaborat., Berlin.*) Hochfrequenztechn. **58**, 61—69 (1941).

Die Differentialgleichungen $-\frac{dU}{dx} = i\omega J \cdot L(x)$, $-\frac{dJ}{dx} = i\omega U \cdot C(x)$ für die von einem zeitabhängigen Faktor befreiten Größen der Spannung U und des Stromes J im eingeschwungenen Zustand auf einer Doppelleitung lassen sich durch elementare Funktionen integrieren, wenn Kapazität C und Selbstinduktion L die Gestalt $L = L_a e^{-\mu x}$, $C = C_a e^{-\mu x}$ besitzen, wobei L_a, C_a Konstanten sind. Die Ergebnisse werden in eine für technische Anwendungen brauchbare Form gebracht, und ihre technische Bedeutung wird interpretiert. *W. Magnus* (Berlin).

Optik:

Berek, M.: Bemerkungen zu den Eikonalen und Bestimmung der Koeffizienten des Winkeleikonals. Z. Instrumentenkde. **61**, 337—345 (1941).

Der Verf. weist zunächst darauf hin, daß es mit Rücksicht auf die Anwendungen des Winkeleikonals in der Praxis nicht zweckmäßig ist, die Koordinatenanfangspunkte im Ding- und Bildraum in die Ebenen der jeweiligen Aufpunkte zu legen, wie dies i. a. geschieht, um dadurch die Fundamentalgleichungen formal zu vereinfachen. Denn durch diese Vereinfachung geht eine wichtige invariante Eigenschaft des Winkeleikonals verloren: bei festgehaltenen Koordinatenanfangspunkten sind die partiellen Ableitungen des Winkeleikonals gegen Variationen der Aufpunkte invariant, so daß die 9 Koeffizienten dieses Eikonals nur von der Lage der Koordinatenanfangspunkte und den Konstruktionselementen des optischen Systems, nicht aber von den Auf-

punkten, z. B. der speziell vorliegenden Dingweite, abhängen. [Anm. d. Ref.: Die „formelle Vereinfachung", von der oben die Rede ist, ergibt sich auch ohne Verlust der Invarianz gegen Variationen der Lage der Aufpunkte, indem man die von der Lage der Aufpunkte unabhängigen Schnittpunkte des ding- und bildseitigen Strahls mit den — achsensenkrechten — Ebenen einführt, von deren Achsenschnittpunkten die Lote auf den Strahl gefällt sind. Vgl. Ref., Einführung in die Theorie der Elektronenoptik S. 165—166 (Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1939; dies. Zbl. **22**, 37).] Anschließend berechnet der Verf. die 9 Koeffizienten des Winkeleikonals unter Benutzung und im Anschluß an die Seidelsche Entwicklung, wobei wegen der angegebenen Invarianz die Dingweite zweckentsprechend so gewählt wird, daß die Berechnung der Eikonalkoeffizienten möglichst einfach wird. Es ergeben sich so zwei Formelsysteme für die 9 Koeffizienten des Winkeleikonals, in denen sie auf die Kardinalelemente des optischen Systems zurückgeführt sind und — im einen Formelsystem — auf die 5 primären Seidelschen Koeffizienten für den unendlich fernen Dingpunkt und den ersten primären Seidelschen Koeffizienten für den vorderen Brennpunkt bzw. — im anderen Formelsystem — auf die 5 primären Seidelschen Koeffizienten für den vorderen Brennpunkt und den ersten primären Seidelschen Koeffizienten für den unendlich fernen Dingpunkt. *Picht* (Neubabelsberg).

Korff, Günther: Grundlagen für eine Theorie der pankratischen Systeme. (*Opt. Inst., Techn. Hochsch., Berlin.*) Z. Instrumentenkde. **61**, 321—337 (1941).

Der Verf. unterscheidet „panfokale" und „pankratische" Systeme. Bei panfokalen Linsenfolgen wird durch Änderung eines Linsenabstands die Brennweite (der Maßstab β') geändert, die Bildschärfeneinstellung kann besonders erfolgen. Als pankratisch soll eine Folge aber nur gelten, wenn Ding- und Bildebene fest sind, und die Folge aus zwei Gliedern besteht, deren Bewegungen so miteinander gekuppelt sind, daß die beiden Ebenen einander stets entsprechen. — Soll die Linsenfolge auch noch „stabil pankratisch" sein, d. h. für verschiedene Ding-Bild-Abstände verwendbar, so muß noch ein drittes, besonders verschiebbares Glied hinzugefügt werden, durch das eine der beiden Ebenen in der gewünschten Entfernung abgebildet werden kann. — Korff leitet aus den Gaußischen Gleichungen und der pankratischen Bedingung $s+e+s'=l=\text{const.}$ ($s=-s_I$ Abstand Gegenstand — erstes Glied, e Abstand zwischen beiden Gliedern, s' Abstand zweites Glied — Bild) drei Gleichungen ab: Die pankratische Hauptgleichung $\frac{s'^2}{s'-f'_{II}}+\frac{s^2}{s-f'_I}=l$, die Maßstabsgleichung $\beta'=\frac{f'_I}{f'_{II}}\cdot\frac{s'-f'_{II}}{s-f'_I}$ und die Abstandsgleichung $e^2-le+(f'_I+f'_{II})\,l+\frac{(1-\beta')^2}{\beta'}f'_I f'_{II}=0$. — Bei einer gegebenen Folge sind f'_I, f'_{II}, l fest, durch die gekuppelten Bewegungen werden s, s', dadurch auch e und schließlich β' geändert. Telepankratische Folgen ($l=\infty$) haben, wenn beispielsweise $s'=\infty$ sein soll, die Gleichungen $s+e=t=\frac{s^2}{s-f'_I}+f'_{II}$; $f'=f'_{II}-\frac{f'_{II}}{f'_I}\cdot s$. — Es sind nun die Fassungen der beiden Glieder mit einem drehbaren Einstellrohr zu verbinden, dies hat zwei Bewegungsschrauben, durch welche die Drehung in Verschiebung umgesetzt wird, die Steighöhe mindestens einer Schraube ist veränderlich, und zwar so, daß s und s' (s und t) bei der Bewegung ständig der Hauptgleichung genügen. Die zweckmäßige Anlage dieser Vorrichtung wird kinematisch genau untersucht. Zum Schluß wird an Hand der Gleichungen geprüft, wie durch die im Einzelfall gestellten Forderungen, z. B. den Spielraum von β', die Konstanten f'_I, f'_{II}, l bestimmt oder zweckmäßig zu wählen sind. *Hans Boegehold* (Jena).

Tiedeken, R.: Die Seidelschen Bildfehler für Planparallelplatten. Z. Instrumentenkde **61**, 289—298 (1941).

Der Verf. leitet Formeln für die Wirkung ab, die eine in einer Linsenfolge stehende Platte auf die Seidelschen Summen hat; er bemerkt, daß F. Staeble (s. dies. Zbl. **13**, 378) dieselben Ergebnisse auf anderem Wege erhalten habe. Tiedeken geht von einer Form aus, die M. Berek (Grundlagen der praktischen Optik, Leipzig 1930)

den Summen gegeben hat. Berek benutzt 5 Ausdrücke A, B, Γ, P, Φ; P ist die Petzvalsche Summe; für die $\varkappa$-te Fläche ist $A_\varkappa = \left(\frac{h_\varkappa}{h_1}\right)^4 Q_\varkappa^2 \triangle \frac{1}{n s}$, $\Sigma I = \Sigma A$ kennzeichnet den Öffnungsfehler, die übrigen Fehler werden durch etwas verwickeltere Beziehungen dargestellt. Dicken und Abstände erscheinen in der Form $k_\varkappa = \sum_{\lambda=2}^{\varkappa} \frac{h_1}{h_{\lambda-1}} \cdot \frac{h_1}{h_\lambda} \cdot \frac{d_{\lambda-1}}{n_\lambda}$. T. zeigt nun, daß die Anteile der Platte auszudrücken sind durch $A^* = -\frac{1}{s'^4_\varkappa}\left(\frac{h_\varkappa}{h_1}\right)^4 \frac{n^2-1}{n^3} d$; $B^* = t^* A^*$, $\Gamma^* = t^{*2} A^*$, $P^* = 0$, $\Phi^* = t^{*3} A^*$, wo $t^* = k_\varkappa^2 - \left(\frac{h_1}{h_\varkappa}\right)^2 s'_\varkappa$, $\varkappa$ ist der Zeiger der vor der Platte stehenden Fläche. Der Fall, daß die Platte vor der ersten Fläche steht, wird besonders behandelt. — Es wird dann festgestellt, daß die Durchrechnung etwas kleinere Fehlerwerte liefert als die Näherung durch die Seidelschen Formeln; während ferner nach dieser Näherung die Abweichungen stets mit dem Brechungsverhältnis wachsen, kann nach der genauen Rechnung auch das Umgekehrte eintreten. — Endlich werden die Formeln für den Farbfehler der Schnittweite und des Maßstabs mitgeteilt. *Hans Boegehold* (Jena).

Borgnis, F., und E. Ledinegg: Phasenfokussierung höherer Ordnung durch ein Zwei-Linsensystem. 1. (*Physik. Inst., Univ. Graz.*) Z. techn. Physik **22**, 141—148 (1941).

Rule, John T.: The shape of stereoscopic images. J. opt. Soc. Amer. **31**, 124—129 (1941).

Der Verf. untersucht geometrisch eingehend die Lage der Bildpunkte und ihren gegenseitigen Abstand in der Bildebene, wenn die beiden Bildpunkte einem Objektpunkt durch zwei Stereoskop-Objektive zugeordnet sind. Er untersucht die hierbei auftretenden Lageverhältnisse und die durch diese Verhältnisse bedingten Erscheinungen bei der stereoskopischen Betrachtung von Gegenständen. *Picht.*

Glaser, Walter, und Ernst Lammel: Für welche elektromagnetischen Felder gilt die Newtonsche Abbildungsgleichung? (*Inst. f. Theoret. Phys., Techn. Hochsch. u. Univ., Prag.*) Ann. Physik, V. F. **40**, 367—384 (1941).

Für „schwache" Elektronenlinsen, d. h. für solche elektrisch-magnetischen Felder, für die bei einer reellen Abbildung sowohl Gegenstand als auch Bild bereits in (praktisch) feldfreien Räumen liegen, gilt bekanntlich die Newtonsche Abbildungsgleichung $ZZ_1 = ff_1$, wenn Z und Z_1 die Ding- bzw. Bildabszisse in bezug auf die Brennpunkte sind und f und f_1 vordere bzw. hintere Brennweite bedeuten. Bezieht man die Lage von Dingpunkt, Bildpunkt, vorderem und hinterem Brennpunkt auf einen beliebigen Achsenpunkt (des rotationssymmetrisch vorausgesetzten Feldes) als Anfangspunkt, und bezeichnet sie durch z, z_1, z_f, $z_{f'}$, so daß $z = Z + z_f$ und $z_1 = Z_1 + z_{f'}$, ist, so gilt die projektive Beziehung $z_1 = \frac{az+b}{cz+d}$, aus der sich in einfacher Weise die Newtonsche Abbildungsgleichung gewinnen läßt. Die Verff. stellen sich nun die Aufgabe, alle elektrisch-magnetischen „nichtschwachen" Felder zu bestimmen, für die — bei achsenbenachbarten Elektronenstrahlen — gleichfalls die projektive Beziehung zwischen Ding- und Bildpunkt erfüllt ist, für die also mit anderen Worten die Newtonsche Abbildungsgleichung gilt. Dabei ist zu beachten, daß im allgemeinen in den nichtschwachen Feldern wegen des auch in der nächsten Umgebung des Ding- und Bildpunktes noch krummlinigen Strahlenverlaufes die einfache projektive Beziehung nicht bestehen wird. — Die Verff. leiten zunächst noch einmal ausführlich die bekannten Abbildungsgesetze für rotationssymmetrische elektrisch-magnetische Felder ab (S. 369 bis 376), um dann zu zeigen, daß zwischen Ding- und Bildort dann und nur dann die oben angegebene projektive Beziehung besteht, wenn zwischen der axialen elektrischen (Φ) und magnetischen (H) Feldstärke eine Beziehung der Form besteht

$$\frac{3}{16}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 + \frac{\eta^2}{8\Phi} H^2 = \frac{1}{4} \frac{(a-d)^2 + 4bc}{[cz^2 + (d-a)z - b]^2} [1 - J(\zeta)],$$

wobei $J(\zeta)$ eine periodische Funktion des Argumentes

$$\zeta = \operatorname{arc\,cot} \frac{2cz - a + d}{\sqrt{-[(a-d)^2 + 4bc]}}$$

mit der Periode

$$\alpha = \operatorname{arc\,cot} \frac{a + d}{\sqrt{-[(a-d)^2 + 4bc]}}$$

ist. Die zugehörigen Elektronenbahnen sind dann durch Funktionen bestimmt, die in engem Zusammenhang mit den halb- oder ganzperiodischen Lösungen der Hillschen Differentialgleichung $p'' + J(\zeta)p(\zeta) = 0$ mit der Halbperiode (Periode) α stehen. *Picht* (Neubabelsberg).

Schriever, O.: Angleichung der elektromagnetischen Reflexions- und Brechungstheorie an die physikalischen Vorgänge. Ann. Physik, V. F. **40**, 448—462 (1941).

Die Arbeit behandelt Reflexion und Brechung einer elektromagnetischen Kugelwelle an einer ebenen Grenzfläche, wobei das zweite Medium leitend sein, also gegen das erste einen komplexen Brechungsindex haben kann. Es wird zunächst gegen die unzulässige Übertragung von Schlüssen, die für die Reflexion und Brechung ebener Wellen ausgebildet sind, auf diejenige von Kugelwellen angekämpft. (Eine solche Richtigstellung falscher Schlüsse als „Angleichung der Theorie an die physikalischen Vorgänge" zu bezeichnen, scheint dem Berichterstatter verfehlt zu sein. Das Verhältnis von Theorie und Experiment gerät dadurch in ein völlig falsches Licht! Eine Theorie — nämlich eine richtige — braucht nicht erst den wirklichen Vorgängen angepaßt zu werden!) Daraufhin wird für jede der drei Wellen (ankommende, reflektierte, gebrochene) ein Ansatz ihres Hertzschen Vektors aufgestellt und mit diesem die Grenzbedingungen erfüllt. Die vier unabhängigen Grenzbedingungen der Maxwellschen Theorie sind dabei in willkürlicher, aber naheliegender Weise zu sechs Grenzbedingungen vervollständigt, wodurch die Hertzschen Vektoren der reflektierten und durchgehenden Welle bestimmt erscheinen. Es ist demgegenüber zu betonen, daß diese sechs Grenzbedingungen zwar hinreichend, aber nicht notwendig sind, daß vielmehr in jeder der beiden Sekundärwellen die Longitudinalkomponente des Hertzschen Vektors am Rande willkürlich ist. — Die Hauptschwierigkeit für eine Theorie der Brechung von Kugelwellen ist nun die, daß die Phasenflächen der gebrochenen Welle nicht mehr Kugeln sind, ihre Wellennormalen nicht mehr von einer Punktquelle ausgehen. Der Verf., der auf ein strenges Lösungsverfahren nicht eingeht, hilft sich mit folgender Annahme, ohne zu betonen, daß sie höchstens näherungsweise begründet ist: Er setzt für die Normalen der Phasenflächen (obwohl diese keine ebenen Wellen sind) das Brechungsgesetz der ebenen Wellen an. Dann rechnet er auf diesen gebrochenen „Strahlen" mit der unveränderlichen Wellenlänge der Kugel- (bzw. im Grenzfall ebenen) Welle. Da die Phase der Erregung in der Grenzfläche durch die einfallende Welle eindeutig bestimmt ist, kommt er auf diese Weise tatsächlich zu einem vollständigen Ansatz der gebrochenen Welle. Es ist aber bekannt, daß bei Nichtkugelwellen auch im homogenen Medium die Wellenlänge örtlich etwas veränderlich ist, vgl. z. B. die Zylinderwelle mit ihren durch die Zylinderfunktionen bestimmten Phasenflächen. Dies bedingt selbstverständlich auch eine variable Abweichung vom Brechungsgesetz der ebenen Welle. Der Ansatz des Verf. wird deshalb Näherungscharakter tragen und wahrscheinlich immer dann gut berechtigt sein, wenn die Strahlungsquelle viele Wellenlängen weit von der Grenzfläche entfernt ist. Ob er der retardierten Potentialgleichung genügt, ist nicht geprüft. *Fues* (Breslau).

Hámos, L. v.: Formation of true X-ray images by reflection on crystal mirrors. Z. Kristallogr. A **101**, 17—29 (1939).

Im Anschluß an einen Vorschlag von Gouy und an dessen Verwirklichung durch Versuche des Verf. wird auf elementargeometrischem Wege nachgewiesen, daß ein zylinderförmig gebogener Kristall, als Hohlspiegel für monochromatisches Röntgenlicht benützt, reelle Bilder einer ausgedehnten Strahlungsquelle zu erzeugen vermag.

Je nach der Objektlage relativ zum Spiegel können dabei geringe Vergrößerungen erzielt werden, doch sind die Abbildungsfehler am geringsten für Objekt- und Bildlagen nahe der Zylinderachse, d. h. wenn auf Vergrößerung verzichtet wird. Die hauptsächlichsten Bildfehler werden abgeschätzt. Neben Bildverzerrung spielen geometrische und chromatische Aberration eine Rolle. Das optische Auflösungsvermögen ist hauptsächlich durch die letztere begrenzt, die nur durch Verkleinerung des Zylinderhalbmessers herabgesetzt werden könnte. *Fues* (Breslau).

Kochendörfer, Albert: Linienverbreiterung bei cosinusförmigen Gitterstörungen. Z. Kristallogr. A **101**, 149—155 (1939).

In einer vorausgehenden Arbeit von U. Dehlinger und A. Kochendörfer wird gezeigt, daß die Einflüsse von Teilchengröße und (etwa durch Bearbeitung hervorgerufene) Gitterverzerrungen auf die Linienverbreiterung in Debye-Scherrer-Diagrammen nach ihrer verschiedenen Abhängigkeit vom Beugungswinkel getrennt werden können. Hierzu wird in der vorliegenden Arbeit eine Abschätzungsgrundlage errechnet, indem für eindimensionale cosinusförmige Gitterstörungen einer Periode, die von der Größenordnung der Teilchengröße ist, die Intensitätsverteilung in den Interferenzen berechnet wird. Die Verschmelzung der von den Gitterstörungen herrührenden „Gittergeister" mit den Rändern der Interferenzlinie ergibt charakteristische Verbreiterungen bzw. Aufspaltungen der letzteren. *Fues* (Breslau).

Lihl, F.: Intensitätsverteilung in Debye-Scherrer-Linien. Z. Kristallogr. A **101**, 193—229 (1939).

Es wird der Einfluß des geometrischen Abbildungsgangs und der Absorption der Strahlen im Probestäbchen auf die Intensitätsverteilung in Debye-Scherrer-Linien untersucht und in Funktion des Beugungswinkels durch einen entsprechenden Intensitätsfaktor dargestellt. Die notwendigen Integrationen lassen sich in den beiden Grenzfällen sehr hoher und verschwindender Absorption allgemein ausführen, während Zwischenfälle durch graphische Integration eingeordnet werden müssen. *Fues.*

Relativitätstheorie:

● **Dingle, Herbert: The special theory of relativity.** New York: Chem. Publ. Co. 1941. VII, 94 pag. $ 1.50.

Takeuti, Tokio: On the law of universal repulsion. Proc. phys.-math. Soc. Jap., III. s. **23**, 432—433 (1941).

Die bei positivem λ-Glied auftauchenden Abstoßungskräfte werden einer „negativen" Materie zugeschrieben. *Heckmann* (Hamburg-Bergedorf).

Atomphysik.

Kristallbau und fester Körper:

Druyvesteyn, M. J., and J. L. Meyering: An approximate calculation of the thermal expansion of solids. 1. (*Natuurkundig Laborat. d. N. V. Philips' Gloeilampenfabriek., Eindhoven, Holl.*) Physica, Haag **8**, 851—861 (1941).

Druyvesteyn, M. J.: An approximate calculation of the thermal expansion of solids. 2. (*Natuurkundig Laborat. d. N. V. Philips' Gloeilampenfabriek., Eindhoven, Holl.*) Physica, Haag **8**, 862—867 (1941).

Die Berechnung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten α bzw. der mit ihm zusammenhängenden Grüneisenschen Konstante $\gamma = \alpha V/c_v \varkappa$ (mit $\varkappa$ = Kompressibilität) wäre möglich, wenn man die Abhängigkeit der inneren Energie eines festen Körpers nicht nur von den quadratischen Gliedern in den Verzerrungen, sondern auch von den Gliedern 3. Ordnung kennen würde. Im allgemeinen Ansatz treten hierbei neben den gewöhnlichen elastischen Koeffizienten E und μ noch drei weitere Koeffizienten auf, über die vorerst noch nicht viel ausgesagt werden kann. Das Ziel der beiden vorliegenden Arbeiten war die Berechnung von α bzw. γ, wenn man über

diese drei Koeffizienten verschiedene Annahmen macht. Vergleich mit den experimentell gefundenen Werten für Alkalien gibt Aufschluß über die Richtigkeit dieser Annahmen. Setzt man im besonderen diese drei Koeffizienten gleich Null, so erhält man einen universellen Zusammenhang zwischen γ und μ, der für viele Metalle mit Ausnahme der Alkalien gut zu stimmen scheint. *Sauter* (Königsberg).

Burgers, J. M.: Some considerations on the fields of stress connected with dislocations in a regular crystal lattice. 1. Akad. Wetensch. Amsterdam, Proc. **42**, 293—325 (1939).

Verf. betrachtet zunächst eine ausgewählte Folge von flächenhaften Störungen eines Kristallgitters, z. B. Einschiebungen überzähliger Netzebenenstücke, stückweise versetztes Zusammenwachsen benachbarter Netzebenen u. ä. Die Ränder σ der Störungsflächen Σ sind entweder in sich geschlossene Linien oder verlaufen bis an die äußere Kristalloberfläche bzw. im Idealfall ins Unendliche. Vergleicht man eine Verschiebungskomponente $\delta x_i(x_1 x_2 x_3)$ der Gitterbausteine aus der Normallage im ungestörten Gitter bis zu ihrer neuen, von der Störung beeinflußten Gleichgewichtslage mathematisch mit dem skalaren Potential eines Strömungsfeldes, so spielen die Ränder σ die Rolle von „Wirbel"-Linien in dem Sinne, daß sie δx_i zu einer unendlich vieldeutigen Ortsfunktion machen: Bei jedem Umlauf um σ bis wieder zum Ausgangspunkt nimmt die Funktion $\delta x_i(x_1 x_2 x_3)$ um einen festen Betrag, die „Wirbelstärke" des betreffenden Randes zu. — Hierin sowie in dem physikalischen Grundgedanken besteht eine Verwandtschaft mit der von Volterra entwickelten Elastizitätstheorie mehrfach zusammenhängender Medien. In wiederholtem Vergleich zu dieser Theorie werden nun — zunächst unter Zugrundelegung der elastischen Eigenschaften isotroper Körper, um an diesem Rechenbeispiel das Verfahren zu entwickeln — allgemeine Ausdrücke für die Felder des Deformations- und Spannungstensors in Abhängigkeit von Lage und „Stärke" der „Wirbelränder" σ angegeben, wobei einerseits die elastischen Grundgleichungen erfüllt sein müssen, andererseits das Kräftegleichgewicht im großen nicht gestört werden darf, so daß z. B. im unendlich ausgedehnten Medium keine resultierenden Kräfte oder Momente vom einzelnen σ ausgehen dürfen. An Beispielen wird Lösbarkeit und Lösungsverfahren dieses elastischen Problems nachgewiesen. — Zurückkehrend zur physikalischen Anwendung erörtert der Verf. sodann die Wanderung solcher Störstellen beim Gleiten des Gitters. Es ist anzunehmen, daß Störgebiete zwar wandern, aber nicht im Innern des Gitters spontan entstehen, sowie daß sie sich gegenseitig nicht ohne weiteres durchdringen können. Beides ergibt wiederum Vergleichspunkte zum Verhalten der Wirbellinien im Strömungsfeld, das allerdings durch den Einfluß der Kristallstruktur abgewandelt erscheint. Der Verf. verweilt eingehend bei gewissen Knickformen ursprünglich ebener Störflächen, von denen er glaubt, daß sie in besonderem Maß geeignet sind, die bei Scherung eines endlichen Kristalls im Material auftretenden Gegenspannungen zu erklären. Allerdings wird es nötig sein, in irgendeiner Form die Mosaikstruktur der Realkristalle einzuführen, ehe quantitative Messungen auf dieser Grundlage verständlich werden. Einen Schritt in dieser Richtung bedeutet die letzte Betrachtung der Arbeit, in welcher Grenzflächen zwischen zwei geometrisch verschieden orientierten oder elastisch verschieden verspannten Kristallbereichen untersucht werden. *Fues* (Breslau).

Orowan, E.: Theory of the fatigue of metals. Proc. roy. Soc. Lond. A **171**, 79—106 (1939).

Elektronentheorie:

Agostinelli, Cataldo: Sulla risoluzione analitica del problema del moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un dipolo magnetico. Mem. Accad. Sci. Torino, II. s. **69**, Pt 1, 215—243 (1939).

Wie bereits Störmer gezeigt hat, läßt sich die Bewegung eines Elektrons in einem überlagerten elektrischen und magnetischen Feld mit axialer Symmetrie folgendermaßen darstellen: 1. durch eine ebene Bewegung $x(t)$, $y(t)$ in einer durch die

Feldachse und das Elektron gehenden Ebene, die sich nach $\ddot{x} = -\partial U/\partial x$, $\ddot{y} = -\partial U/\partial y$ aus einem skalaren Potential U herleiten läßt, und 2. durch eine Drehung dieser Ebene um die Feldachse. Die Unabhängigkeit dieser beiden Bewegungen ist eine unmittelbare Folge der Rotationssymmetrie, welche die Gültigkeit des Flächensatzes nach sich zieht. Mittels dieses Integrals kann man daher stets die zirkulare Koordinate eliminieren. Ist c die Flächenkonstante, so ist im rein magnetischen Feld das Ersatzpotential U durch $U = -(c - \mu\psi)^2/2y^2$ gegeben, wobei μ eine Konstante, y die senkrechte Entfernung des Elektrons von der Achse ist und ψ=konst. die Gleichungen der magnetischen Feldlinien bedeuten. Die im Zusammenhang mit der Nordlichttheorie von Störmer in dieser Weise gegebene Diskussion der Bewegung eines Elektrons im Feld eines elementaren Dipols wird nun in der vorliegenden Arbeit auf den Fall eines magnetischen Dipols von endlicher Länge ausgedehnt. Das Magnetfeld wird also durch $\mathfrak{H} = \operatorname{grad}\varphi$ mit $\varphi = k\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ bestimmt, wobei k die Polstärke und r_1 und r_2 die Entfernung des Elektrons von den beiden Magnetpolen bedeutet. Ist x die axiale Koordinate, $2a$ der Polabstand und liegt der Koordinatenursprung in der Dipolmitte, so folgt $\psi = a/2[(x + a)/r_1 - (x - a)/r_2]$. Der Energiesatz $\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + [(c - \mu\psi)/y]^2 = v_0^2$ (v_0 Anfangsgeschwindigkeit, $\mu = 2ek/am$, e/m spez. Ladung) zeigt nun, daß beständig $[(c - \mu\psi)/y]^2 \leqq v_0^2$ sein muß. Der wesentliche Inhalt der Arbeit besteht nun in der Diskussion der Gestalt der durch diese Bedingung bestimmten, den Elektronen allein zugänglichen Raumgebiete, für die verschiedenen Werte der Flächenkonstante c. Es ergeben sich zwei wesentlich verschiedene Bereiche für c, nämlich 1: $c \leqq 0$ und $c \geqq \mu a$ und 2: $0 < c < \mu a$. Wegen $0 < \psi < a$ können im ersten Fall die Elektronenbahnen die Dipolachse nicht schneiden (höchstens im Unendlichen für den Grenzfall $c = 0$). In diesem Falle bleiben wegen $y > 0$ die Bewegungsgleichungen beständig regulär, und Verf. zeigt, daß hier eine analytische Lösung in Gestalt einer für alle t-Werte gleichmäßig konvergierenden Reihe gefunden werden kann. Im zweiten Fall, in welchem die Elektronenbahnen einen Magnetpol erreichen oder die Dipolachse schneiden können, wird eine Transformation angegeben, welche die Bewegungsgleichungen auf eine überall reguläre Gestalt bringt.

W. Glaser (Prag).

Brillouin, Léon: La théorie du magnétron. J. Phys. Radium, VIII. s. **1**, 233—241 (1940).

Während in den bisherigen theoretischen Arbeiten über die Wirkungsweise des Magnetrons die Rolle der Raumladung nur ungenügend erfaßt wird, versucht Verf. auf möglichst strenge Weise das elektrische Potential und die dazugehörige Raumladung im Magnetron für den statischen Fall zu berechnen. Da im Magnetron einem homogenen Magnetfeld H ein rotationssymmetrisches elektrisches Feld $V(r)$, das die Richtung des Magnetfeldes zur Achse hat, überlagert ist, kann die Elektronenbewegung in der aus der Elektronenoptik rotationssymmetrischer Anordnungen bekannten Art dargestellt werden: In radialer Richtung als Bewegung $r = r(t)$ in einem Ersatz-Potentialfeld $P(r)$ gemäß $m\ddot{r} = -e\frac{\partial P}{\partial r}$ und einer überlagerten Drehung gemäß $\dot{\theta} = \omega_H\left(1 - \frac{P^2}{r^2}\right)$. Hierbei ist ω_H die sogenannte Larmorfrequenz, also $\omega_H = -\frac{1}{2}\mu_0 e/mH$ und a der Radius des die Kathode bildenden Glühdrahtes. Das Ersatzpotential ist durch $eP(r) = eV(r) + \frac{1}{2}m\omega_H^2 r^2(1 - a^2/r^2)$ bestimmt. Die radiale Komponente der Geschwindigkeit v_r ist somit durch $v_r = -\frac{2e}{m}V(r) - \omega_H^2 r^2(1 - a^2/r^2)^2$ gegeben. Die gesuchte Raumladung ϱ bzw. das dazugehörige Potential $V(r)$ ist, wenn I den konstanten Strom pro Längeneinheit des Fadens bedeutet, durch die beiden Gleichungen $\Delta V = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right) = -4\pi\varrho$ und $I = 2\pi r\varrho v_r$ bestimmt, also durch $\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right) = -\frac{2I}{v_r}$, wobei v_r die obige Funktion von $V(r)$ darstellt. Statt dieser Differentialgleichung für

$V(r)$ wird diejenige für das Ersatzpotential $P(r)$, welches die radiale Elektronenbewegung regelt, betrachtet. Man erhält so $\sqrt{P}\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)-\frac{2m\omega_H^2}{e}\left(r+\frac{a^4}{r^3}\right)\right]=-I\sqrt{-\frac{2m}{e}}$. Diese streng gültige Differentialgleichung für $P(r)$ wird nun zunächst für die beiden Grenzfälle: 1. in unmittelbarer Nähe des Glühfadens und 2. in großer Entfernung angenähert gelöst. Schließlich wird die Lösung im Übergangsgebiet dadurch bestimmt, daß entweder die eine oder die andere der obenerwähnten asymptotischen Grenzlösungen als Ausgangslösung für die sukzessive Approximation verwendet wird. Die Lösung in der Nähe des Fadens stimmt mit der Langmuirschen Lösung des Raumladungsfeldes ohne Magnetfeld überein, während in großer Entfernung gerade das Magnetfeld für $P(r)$ und damit für das Magnetron ausschlaggebend ist. Das Übergangsgebiet liegt bei ungefähr $r=L=\sqrt{-\frac{eI}{m\omega_H^3}}$. Für den Fall von bestimmten Abmessungen, nämlich für einen Radius $a=0{,}0005$ cm des Kathodendrahtes, für einen Anodenradius von $R=0{,}1$ cm und einen Strom $I=7$ mA wurden die so berechneten Ersatzpotentiale $P(r)$ als Funktion von r/a für einige Magnetfelder, d. h. für einige L-Werte $\left(\frac{L}{R}=\frac{1}{30},\frac{1}{25},\frac{1}{20}\text{ und }\frac{1}{15}\right)$ graphisch dargestellt. *W. Glaser* (Prag).

Picht, Johannes, und Josef Himpan: Beiträge zur Theorie der elektrischen Ablenkung von Elektronenstrahlenbündeln. 1. Allgemeine Untersuchungen über den Strahlenverlauf in elektrostatischen Ablenkfeldern. (*Lehrstuhl f. Theoret. Opt., Wehrtechn. Fak., Techn. Hochsch. u. Forschungsanst. d. Dtsch. Reichspost, Berlin.*) Ann. Physik, V. F. **39**, 409—435 (1941).

An die Ablenkung des Kathodenstrahles in Braunschen Röhren stellt man folgende grundsätzliche Forderungen: 1. Die Ablenkung soll streng proportional sein der Ablenkspannung bzw. — bei magnetischer Ablenkung — dem Ablenkstrom. 2. Der Schreibfleck, welcher im unabgelenkten Zustande „punktförmig" ist, soll auch im abgelenkten Zustande punktförmig bleiben. Beide Forderungen lassen sich in der Praxis bei größeren Ablenkungen nicht streng verwirklichen, sondern es treten sowohl Abweichungen von der Proportionalität wie auch Fleckverzerrungen auf. Man wird sich daher fragen: Wie hängen die einzelnen Ablenkfehler von den Eigenschaften des ablenkenden Feldes ab, wie lassen sie sich einteilen und wie hat man schließlich die Ablenkfelder zu gestalten, damit diese Fehler möglichst klein werden? Für ein Ablenkungssystem, bei welchem im allgemeinsten Falle elektrostatische und magnetische Ablenkung gleichzeitig vorhanden sein können, wurde diese Aufgabe von W. Glaser in seiner Arbeit [Z. Physik **111**, 357 (1938)] behandelt, während gleichzeitig und unabhängig davon die Ablenkfehler des rein magnetischen Ablenkfeldes von G. Wendt nach einer anderen Methode in seiner Dissertation Telefunkenröhre **1939**, H. 15, 100 berechnet worden sind. In der vorliegenden Arbeit von J. Picht und J. Himpan wird der Sonderfall aus der obenerwähnten Arbeit bestrachtet, bei welchem man sich auf rein elektrische Ablenkung beschränkt und die Ausdehnung der Ablenkplatten senkrecht zur Strahlrichtung als unendlich lang voraussetzt, so daß das seitliche „Streufeld" vernachlässigt werden kann. Über die erwähnten Arbeiten hinausgehend, setzen sich jedoch die Verff. zum Ziel, die Ablenkfehler zu berechnen, ohne zunächst vorauszusetzen, daß die Ablenkung klein ist, von gleicher Größenordnung wie Strahlneigung und Strahlabstand im unabgelenkten Bündel. Nach Ansicht des Ref. ist diese Voraussetzung jedoch wesentlich für das angewandte Störungsverfahren, so daß konsequenterweise die von den Verff. in der Entwicklung des Potentials noch mitberücksichtigten Glieder zu streichen sind; damit vereinfachen sich die gefundenen Formeln für die Fehlerkoeffizienten sehr stark, und sie werden identisch mit den von Glaser angegebenen, wenn man diese auf rein elektrische Ablenkfelder beschränkt und außerdem den Streufeldeinfluß vernachlässigt. Sollte es sich in der Zukunft aus Gründen der praktischen Anwendung in der Tat als notwendig erweisen, auch die Ablenkfehler

höherer Ordnung zu entwickeln bzw. Strahlabstand und Strahlneigung des unabgelenkten Strahles nicht als klein von erster Ordnung vorauszusetzen, so müßte man eben in konsequenter Weise entweder für den ersten Fall die Störungen zweiter Ordnung berechnen bzw. im zweiten Fall das Potential nicht um die Symmetrieachse des Feldes, sondern in der Umgebung des unabgelenkten Strahles entwickeln. *Glaser.*

Picht, Johannes, und Josef Himpan: Beiträge zur Theorie der elektrischen Ablenkung von Elektronenstrahlenbündeln. 2. Elektrische Ablenkung eines (ausgedehnten) elektronenoptischen Bildes und die dabei auftretenden Bild- und Ablenkfehler bis zur dritten Ordnung. (*Lehrstuhl f. Theoret. Opt., Wehrtechn. Fak., Techn. Hochsch. u. Forschungsanst. d. Dtsch. Reichspost, Berlin.*) Ann. Physik, V. F. **39**, 436—477 (1941).

In diesem Abschnitt werden die Ablenkfehler Δx und Δy, welche in bekannter Weise durch die Strahlkoordinaten x_b, y_b und Strahlneigungen x_b', y_b' des unabgelenkten Strahles in der Bildebene dargestellt werden, diskutiert, indem jeweils die Aberrationskurven in der Bildebene betrachtet werden, welche sich ergeben, wenn man allein die Fehlerkoeffizienten als von Null verschieden voraussetzt, die zu Gliedern gleicher Ordnung in x_b, x_b', y_b, y_b' gehören. In einer Anmerkung wird darauf hingewiesen, daß die berechneten Ablenkfehler nur für kleine Werte der Ablenkung gültig sind, womit das ursprüngliche Ziel der Arbeit wieder aufgegeben wird. Bei der sehr ausführlich gehaltenen Diskussion der Aberrationskurven fällt auf S. 453 auf, daß hier die Verzerrungskurven $\Delta x = -e r y_b \cos\varphi - 2 g r x_b \sin\varphi$, $\Delta y = l r y_b \sin\varphi - 2 g r x_b \cos\varphi$, wobei e, r, l, g, x_b, y_b Konstante sein sollen und φ einen variablen Parameter bedeutet, als „ellipsenähnliche" Kurven bezeichnet werden und daß ausdrücklich darauf hingewiesen wird, daß hier im allgemeinen keine Ellipsen vorliegen. In einer Fußnote glauben Verff. feststellen zu müssen, daß in der oben angeführten Arbeit von G. Wendt in ähnlichem Zusammenhange auftretende, schief liegende Verzerrungsovale irrtümlich als Ellipsen bezeichnet werden. Auf den folgenden Seiten stellen Verff. die allgemeine Bedingung dafür auf, daß die Verzerrungsovale Ellipsen werden. Es ist dem Ref. unerklärlich, wie es den Verff. entgehen konnte, daß die obige Gleichung im allgemeinen Falle eine Ellipse darstellt. *Glaser* (Prag).

Picht, Johannes, und Josef Himpan: Beiträge zur Theorie der elektrischen Ablenkung von Elektronenstrahlenbündeln. 3. Dynamischer Bildaufbau mittels gekreuzter elektrischer Ablenksysteme und die dabei auftretenden Abbildungsfehler bis zur dritten Ordnung. (*Lehrstuhl f. Theoret. Opt., Wehrtechn. Fak., Techn. Hochsch. u. Forschungsanst. d. Dtsch. Reichspost, Berlin.*) Ann. Physik, V. F. **39**, 478—501 (1941).

Im 3. Teil werden unter Benützung der Resultate aus den vorhergehenden Abschnitten die Ablenkfehler von zwei gekreuzten elektrischen Ablenksystemen besprochen [vgl. hierzu auch die Arbeit G. Wendt, Z. Physik **118**, 593 (1942)]. *Glaser.*

Nicht-relativistische Quantentheorie:

Persico, Enrico: Fondamenti della meccanica atomica. (Nuova ediz.) Bologna: N. Zanichelli 1940. 510 S. L. 100.—.

Gombás, Paul: Über eine vereinfachte Formulierung der Besetzungsvorschrift der Quantenzustände von Atomen und deren Anwendung zur Bestimmung der Atomterme. Z. Physik **118**, 164—180 (1941).

Da nach dem Paulischen Ausschließungsprinzip in der Fassung der statistischen Methode von Thomas und Fermi in ein Gebiet, das schon viele Elektronen enthält, neue Elektronen nur mit hoher Energie eingebaut werden können, kann die Wirkung eines elektronenreichen Atomrumpfes auf die Valenzelektronen (abgesehen von der elektrostatischen Wirkung) durch eine Abstoßungskraft angenähert werden. Unter Verschärfung früherer Ergebnisse (vgl. z. B. dies. Zbl. **21**, 79) wird damit eine Methode ausgearbeitet, um Terme von Atomen mit wenig Valenzelektronen zu berechnen.

F. Hund (Leipzig).

Kozma, B., und A. Kónya: Berechnung mehrerer Terme der Na- und K-Atome und des Grundtermes der Al^+- und Al^{++}-Ionen. Z. Physik **118**, 153—163 (1941).

Nach der von Gombás angegebenen Methode (s. vorstehendes Referat) werden Atomterme berechnet unter Benutzung Hartreescher oder Fockscher Tabellen über das elektrostatische Potential des Atomrumpfes. *F. Hund* (Leipzig).

Sponer, H., and E. Teller: Electronic spectra of polyatomic molecules. Rev. Modern Physics **13**, 75—170 (1941).

Der Bericht geht über andere zusammenfassende Darstellungen des Gebietes dadurch weit hinaus, daß er die theoretische Grundlage zur Analyse der Spektren mehratomiger Molekeln ausführlich und in einer zum praktischen Gebrauch sehr geeigneten Form gibt. So wird der Einfluß der Symmetrie des Kerngerüstes auf die Eigenschaften der Elektronenterme für die vorkommenden Fälle in einigen Tabellen wiedergegeben, aus denen sich die Auswahlregeln leicht ablesen lassen. Die Kopplung zwischen Elektronenbewegung und -schwingung ist besonders als Hilfsmittel zur Feststellung von Eigenschaften der Elektronenterme behandelt. Als Anwendung werden einige in neuester Zeit analysierte Molekeln behandelt: Quecksilberhalide, C_2N_2, N_2O, OsO_4, Methanderivate, Benzol und Derivate. Eine lange Tabelle (42 S.) und die zugehörigen Literaturangaben, angelegt wie die entsprechenden Tabellen und Literaturangaben in H. Sponer: Molekülspektren, Berlin 1935, ergänzen jene durch die seitdem gemachten Feststellungen. *F. Hund* (Leipzig).

Sidgwick, N. V., and H. M. Powell: Stereochemical types and valency groups. Proc. roy. Soc., Lond. A **176**, 153—180 (1940).

Kohler, Max: Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit von Wärmeleitfähigkeit und Thermokräften in Metallen und zur Frage nach der Gültigkeit des Gesetzes von der Additivität des Wärmewiderstandes. Ann. Physik, V. F. **40**, 1—16 (1941).

Für einen isotropen einwertigen Leiter mit oder ohne Restwiderstand im starken magnetischen Querfeld H wird eine strenge Lösung der statistischen Fundamentalgleichung der Elektronentheorie der Metalle gegeben, die im ganzen Temperaturbereich gilt. Die Methode läuft auf eine Entwicklung nach steigenden Potenzen von $1/H$ hinaus. Daraus werden Wärmeleitfähigkeit und Thermokraft berechnet. Im Falle verschwindenden Restwiderstandes haben Wärmeleitfähigkeit und Thermokraft im starken magnetischen Querfeld denselben Wert wie ohne Magnetfeld. Für mittlere Temperaturen dagegen dürften Abweichungen eintreten. Im isotropen Metall mit Gitterunregelmäßigkeiten (Restwiderstand) gilt im starken Magnetfeld streng das Gesetz der Additivität der Wärmewiderstände, die durch die Streuung der Elektronenwellen an den Gitterwellen bzw. der Gitterwellen untereinander verursacht sind. Ohne Magnetfeld gilt dies nach Dube [Proc. Cambridge Philos. Soc. **34**, 559 (1938)] nicht streng. Das Wiedemann-Franzsche Verhältnis in isotropen Metallen mit Restwiderstand in starkem magnetischem Querfeld besitzt in hohen und tiefen Temperaturen den Sommerfeldschen Wert. Im Zwischengebiet durchläuft es ein Minimum, das um so ausgeprägter ist und bei um so tieferen Temperaturen liegt, je kleiner der Restwiderstand ist. Die Abhängigkeit der Thermokraft in hohen und tiefen Temperaturen vom Restwiderstand wird ausführlich diskutiert. *J. Meixner* (Berlin).

Kohler, Max: Die Wärmeleitfähigkeit und die thermoelektrischen, galvanomagnetischen Effekte des isotropen Metalles im transversalen Magnetfeld. (*I. Inst. f. Theoret. Phys., Univ. Berlin.*) Z. Physik **118**, 37—47 (1941).

Für ein isotropes Elektronengas mit einer von der Energie abhängigen freien Weglänge und für hohe Temperaturen werden die Wärmeleitfähigkeit, die thermoelektrischen Erscheinungen und die transversalen galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte bei beliebig starkem magnetischem Querfeld H untersucht. Wie bekannt, hat man bei diesen Erscheinungen den adiabatischen Fall vom isothermen zu unterscheiden. Im isothermen Fall ist die Änderung des Wärmewiderstandes proportional zu H^2 bei beliebig starkem Magnetfeld; die thermoelektrischen Effekte zeigen Sättigung für hohe

Feldstärken. Die adiabatische Wärmeleitfähigkeit dagegen wird ebensowenig wie die thermoelektrischen Konstanten durch das Magnetfeld beeinflußt. Experimentell beobachtete Änderungen dieser Effekte sind daher auf die Bindung der Elektronen und sonstige Anisotropien der wirklichen Metalle zurückzuführen. Die Konstanten der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Transversaleffekte sind weder im adiabatischen noch im isothermen Fall vom Magnetfeld abhängig. Auch dieses Ergebnis gilt nicht für wirkliche Metalle. Zwischen den Konstanten dieser Effekte gelten die bekannten Beziehungen. Das Vorzeichen des adiabatischen Ettingshausen-Nernst-Koeffizienten ergibt sich für das freie Elektronengas allgemein negativ. Das Vorzeichen der Konstanten des Ettingshausen-Effekts kann negativ oder positiv sein; zwischen dieser Konstanten und dem Thomson-Koeffizienten ohne Magnetfeld ergibt sich ein einfacher Zusammenhang, der für die Alkalien an Hand der experimentellen Werte geprüft wird. *J. Meixner* (Berlin).

Groot, S. R. de, et M. M. Biedermann: Sur l'énergie au zéro absolu de l'hydride et du deutéride du lithium. Physica, Haag **8**, 905—922 (1941).

Es werden die Nullpunktenergien der Kristalle von LiH und LiD auf zwei verschiedenen Wegen bestimmt: Erstens wird eine Formel angewandt, die London durch interpolatorische Verknüpfung zweier Quantenformeln für die Nullpunktenergie einer Gesamtheit von starren Kugeln aufgestellt und auf das flüssige Helium angewandt hat. Zweitens wird sie nach einem Verfahren von Lyddane und Herzfeld aus dem Frequenzspektrum der Schallschwingungen bestimmt, welch letzteres unter Verwendung der von Hylleraas berechneten Potentialkurven ermittelt wird. Die nach der zweiten Methode ermittelten Nullpunktsenergien sind etwa fünfmal, ihr Unterschied rund doppelt so groß als die nach der ersten Methode bestimmten Werte. *Sauter.*

Koch, Karl Michael: Grundsätzliches zu einigen Beobachtungen an supraleitenden Hohlkörpern. Z. Physik **118**, 1—21 (1941).

Verf. geht von der Tatsache aus, daß nach den Gesetzen der Magnetostatik von Supraleitern ($\mu = 0$) die magnetische Feldstärke in der Wandung einer in einem schwachen, äußeren, homogenen Feld befindlichen, supraleitenden Hohlkugel bei hinreichend dünner Wandung an den Kugelpolen die kritische Feldstärke übersteigt und daß daher dort eine Zerstörung des supraleitenden Zustandes eintreten muß. Dies vergleicht Verf. mit den Versuchsergebnissen von Shalnikov, der die Abhängigkeit der Feldstärke am Äquator einer Hohlkugel von der äußeren Feldstärke mißt und dabei eine bemerkenswerte Hysteresiskurve bei zu- und abnehmendem Feld beobachtet. Sie läßt sich durch die Annahme deuten, daß der Übergang zum supraleitenden Zustand in Mikrobereichen stattfindet, die zunächst von nicht-supraleitenden Zuständen umgeben sind und sich allmählich verdichten, so daß der Durchschnittswert der Permeabilität vom Wert 1 kontinuierlich abfällt. Diese Annahme wird eingehend diskutiert. *Sauter* (Königsberg).

Relativistische Quantentheorie:

Petiau, Gérard: Sur la répresentation unitaire de l'électro-magnétisme et de la gravitation en mécanique ondulatoire. C. R. Acad. Sci., Paris **212**, 1126—1128 (1941).

Die Gleichungen, die zum Spin 1 bzw. 2 gehören und in R_5 irreduzibel sind, werden betrachtet. Falls man annimmt, daß die Feldgrößen von x_5 unabhängig seien, erhält man im 1. Fall eine Zusammenfassung der Gleichungen für Spin 1 und 0 in R_4, im 2. Fall eine solche für Spin 2, 1, 0, 0. Ein Zusammenhang mit der Gravitationstheorie wird im 2. Fall angegeben. *M. Fierz* (Basel).

Schönberg, M.: Règles relativistes de commutation dans la théorie quantique des champs. J. Phys. Radium, VIII. s. **1**, 201—209 (1940).

Die Vertauschungsrelationen zwischen den Feldgrößen einer linearen, kanonischen Theorie werden allgemein diskutiert für den Fall, daß die betrachteten Feldgrößen zu verschiedenen Zeiten t und t' genommen werden. Der Wert der betreffenden Klam-

merausdrücke hängt eng mit der Greenschen Funktion der betrachteten linearen Differentialgleichung zusammen. *M. Fierz* (Basel).

Fierz, M.: Über die Konsequenzen der Annahme, daß die schweren Elementarteilchen Zustände negativer Ladung besitzen. Helv. phys. Acta **14**, 105—110 (1941).

Nach Heitler [Nature **145**, 29 (1940)] und Bhabha [Proc. Indian Acad. Sci., Sect. A **9**, 348 (1940)] könnte man durch die Einführung von Zuständen der schweren Elementarteilchen mit der Ladung $-e$ bzw. $+2e$ den berechneten Wirkungsquerschnitt für die Streuung des Mesons an schweren Teilchen mit dem empirischen gleich groß machen, wenn man annehmen dürfte, diese neueingeführten Zustände hätten eine um nur etwa 17 MeV größere Masse als das Proton. Verf. zeigt, daß dann Atomkerne, welche Teilchen der Ladung $-e$ enthielten, stabil wären und das empirische Verhältnis A/Z der Kerne aus der Theorie nicht mehr verständlich wäre. Diese Folgerung läßt sich nur vermeiden, wenn der Massenüberschuß über das Proton wenigstens 55 MeV ist. Damit fällt aber der Effekt, dem zuliebe das Teilchen postuliert wurde, dahin. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Yukawa, Hideki: Outline of the meson theory. Scientia **70**, 97—102 (1941).

Bericht über die Grundgedanken, die neueren Modifikationen und die noch bestehenden Schwierigkeiten der Mesonentheorie. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Williams, E. J., and G. R. Evans: Transformation of mesotrons into electrons. Nature, Lond. **145**, 818—819 (1940).

Wiedergabe einer neuen Wilson-Aufnahme einer Umwandlung eines Mesons in ein Elektron. Abschätzung der Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses. *C. F. v. Weizsäcker.*

Schoenberg, Mario: On the theory of integer spin mesons. Phys. Rev., II. s. **60**, 468 (1941).

Verf. weist darauf hin, daß die häufig gemachte Unterscheidung zwischen skalaren und pseudoskalaren Mesonfeldern überflüssig ist, da man jedem skalaren Felde mit Hilfe des totalantisymmetrischen Tensors ε^{iklm} einen dualen Pseudoskalar zuordnen kann. Das Entsprechende gilt für das vektorielle Mesonfeld. *M. Fierz* (Basel).

Wilson, A. H.: The calculations of processes involving mesons by matrix methods. Proc. Cambridge Philos. Soc. **36**, 363—380 (1940).

Die Formulierung der Mesonentheorie von Kemmer [Proc. Soc. Roy. London A **173**, 91 (1939)], welche vom Teilchenbild der Mesonen ausgeht und zur Diracschen Theorie des Elektrons analog ist, wird hier, anschließend an eine vorangegangene Arbeit von Wilson und Booth, in der sie auf Wechselwirkung der Mesonen mit dem elektromagnetischen Feld angewandt worden war, auf die Wechselwirkung mit schweren Teilchen angewandt. In diesem Fall erweist sich die Kemmersche Methode nicht als einfacher als die Wellendarstellung. Behandelt werden die Streuung von Mesonen am Kern und die Erzeugung von Mesonen durch die Wechselwirkung von Licht mit Kernen. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Landau, L., and J. Smorodinski: On the scattering of light by mesotrons. J. Physics Acad. Sci. USSR **4**, 455—460 (1941).

Landau [J. Physics Acad. Sci. USSR **2**, 485 (1940)] hat als Kriterium für die Gültigkeit einer Formel, welche die Wechselwirkung von Mesonen mit anderen Teilchen beschreibt, die Forderung aufgestellt, daß das Meson nicht als Punkt, sondern als Gebilde des Radius $e^2/\mu c^2$ (μ = Mesonenmasse) behandelt werde. Unter Anwendung dieses Kriteriums werden hier die Wirkungsquerschnitte berechnet für 1) den Compton-Effekt an einem Meson, 2) die Erzeugung von Mesonenpaaren durch Zusammenstoß zweier Lichtquanten, 3) Coulomb-Streuung eines Mesons. Die Querschnitte sind für hohe Mesonenenergien konstant. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Iskraut, Richard: Über den Compton-Effekt an Mesonen. Z. Physik **118**, 181—198 (1941).

Der Comptoneffekt an Mesonen wurde zwar allgemein bereits von Kobayasi und Utiyama behandelt, jedoch genauer nur für die beiden Grenzfälle extrem schneller

und sehr langsamer Mesonen diskutiert. Verf. betrachtet nun den Fall langsamer Mesonen insofern genauer, als er noch die Frequenzänderung berücksichtigt. Durch Weglassen von Gliedern höherer als erster Ordnung in v/c wird der nichtrelativistische Grenzfall der vektoriellen Mesonentheorie gefunden und zur Weiterrechnung benutzt. Man kommt dabei zu den gleichen Ausdrücken für die Streuwahrscheinlichkeit wie in der Schrödingerschen Wellenmechanik und im unrelativistischen Grenzfall der Diracgleichung. Bei langsamen Teilchen ist somit die Größe des Spinmomentes (0, $^1/_2$ oder 1) ohne Einfluß auf die Comptonstreuung. Dies gilt jedoch für Mesonen bei kleinen Ablenkwinkeln nur dann, wenn die Strahlung nicht zu hart ist, d. h. wenn die Wellenlänge der Strahlung klein gegen die Comptonwellenlänge ist. *Sauter.*

Sokolow, A.: Remarks on the scattering of mesons. C. R. Acad. Sci. URSS, N. s. **29,** 16—18 (1940).

Berechnung der Streuung neutraler Mesonen durch freie schwere Teilchen. Ist k der Anfangsimpuls des Mesons, so nimmt der quasimagnetische Anteil der Streuung (der allein berücksichtigt ist) nach der Rechnung für kleines k wie k^2, für großes k wie k zu. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Tanikawa, Yasutaka, and Hidekei Yukawa: On the scattering of mesons by nuclear particles. Proc. phys.-math. Soc. Jap., III. s. **23,** 445—454 (1941).

Das Mesonfeld soll neben einer vektoriellen noch eine pseudoskalare Komponente besitzen. Die Streuung eines derartigen Mesonfeldes an Atomkernen wird untersucht. Für schnelle Mesonen ergeben sich Streuquerschnitte zwischen 10^{-27} und 10^{-26} cm^2, welche mit der Erfahrung unvereinbar sind, sie sind zu groß. Es wird weiter noch der Einfangquerschnitt langsamer Pseudoskalar-Mesonen durch Atomkerne berechnet. Im Falle $v/c \ll 1$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt der Größenordnung $10^{-28} \cdot \frac{c}{v}$ cm^2. *M. Fierz* (Basel).

Solomon, Jacques: Sur une propriété remarquable des mésons lents. C. R. Acad. Sci., Paris **212,** 1144—1145 (1941).

Ein negatives Meson kann mit einem Proton auf Grund der Coulombkraft ein Atom analog dem Wasserstoffatom bilden (das natürlich instabil ist, da nach einiger Zeit das Meson entweder zerfällt oder vom Proton mittels der Kernkräfte unter Bildung eines Neutrons „absorbiert" wird). Größe und Wirkungsquerschnitt der Entstehung wird abgeschätzt. Ein analoges Gebilde kann ein positives Meson mit einem Elektron erzeugen. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Ferretti, Bruno: Sulla teoria dell'urto fra protoni e neutroni veloci. 1. Ric. Sci. progr. tecn. **12,** 843—857 (1941).

Eine allgemeine Formel für den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung schneller Neutronen an Protonen wird auf Grund der „neutralen" Mesonentheorie von Bethe [Phys. Rev. **57**, 390 (1940)] berechnet und mit der spezielleren Formel von Breit und Kittel [Phys. Rev. **56**, 744 (1939)] verglichen. *C. F. v. Weizsäcker.*

Badarau, Gabriel M.: Contributions à l'étude des barrières de potentiel, niveaux de résonance des particules-α. Disquisit. math. et phys., Bucureşti **1,** 391—465 (1941).

Die vorliegende Doktorarbeit bringt eine ausführliche Zusammenstellung der verschiedenen Berechnungsmethoden für den Durchgang von Teilchen durch eine Potentialschwelle und im besonderen für den Stoß gegen Kerne unter Anregung der Kern-Resonanzniveaus. Dabei werden verschiedene statische Potentialkurven als Kernmodelle diskutiert. Leider sind die sehr ausführlich gehaltenen mathematischen Entwicklungen, in denen auch bekannte Funktionen wie die Lösungen der Schrödingergleichung im Coulombfeld in extenso abgeleitet und diskutiert werden, als Nachschlagewerk nicht geeignet, da die Formeln ungewöhnlich viel Druckfehler enthalten. — Ein Vergleich der Rechenresultate mit an Aluminium gefundenen Resonanzkurven scheint eine annehmbare Übereinstimmung zu ergeben. *Sauter* (München).

Hylleraas, Egil A., und Vidar Risberg: Über die Anwendbarkeit des Yukawa-Potentials bei leichten Kernen. Avh. Norske Vid. Akad. Oslo **1941**, 1—22 (Nr 3).

Die Wellengleichung des Deuterons wird für ein Yukawa-Potential ($\sim e^{-r/a}/r$) durch Variationsverfahren mit den Ansätzen

$$\psi_1 = \sum_n c_n r^n e^{-\frac{\nu r}{2n+2}}, \qquad \psi = \sum_n c_n r^n e^{-\frac{\nu r}{2}},$$

gelöst, wobei die c_n und ν variiert werden. Die Konvergenz der Verfahren ist ziemlich langsam. Dagegen läßt das Potential

$$-V_0 \frac{e^{-kr}}{1-e^{-kr}},$$

das sich bei geeigneter Wahl der Konstanten sehr wenig vom Yukawa-Potential unterscheidet, eine strenge Lösung der Wellengleichung zu und liefert so eine praktisch strenge Lösung für das Yukawa-Potential. Die Anwendung auf die Kerne mit drei und vier Teilchen ergibt, daß die empirischen Energien der Grundzustände und die aus der Proton-Neutron-Streuung zu schließende Energie des Deuteron-Singulett-Zustandes nicht gleichzeitig dargestellt werden können. *F. Hund* (Leipzig).

Koyenuma, N.: Zur Theorie der Kernisomerie. Z. Physik **117**, 358—374 (1941).

Angesichts des großen numerischen Unterschieds zwischen den beiden von verschiedenen Modellbetrachtungen ausgehenden Formeln für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen isomeren Kernen [C. F. v. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813 (1936); H. Bethe, Rev. Modern Physics **9** (1937)] wird für ein Einkörpermodell die Integration über die Kugelfunktionen exakt durchgeführt. Das Ergebnis liegt zwischen den beiden älteren Formeln. Für eine genaue Diskussion der Erfahrung sind die gemachten Annahmen aber noch zu sehr idealisiert. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Flügge, S.: Das Isomerieproblem der Kernphysik. Physik. Z. **42**, 221—254 (1941).

Zusammenfassender Bericht. A. Der allgemeine Teil enthält die experimentellen Grundtatsachen und die Theorie: das Drehimpulsmodell, die Diskussion der möglichen Übergänge zwischen den metastabilen Zuständen (γ-Aktivität) und andere Modelle. Bei letzteren wird unter „Lageisomerie" die Theorie verlängerter Flüssigkeitströpfchen, aber nicht der mögliche Einfluß der Wefelmeierschen Kristallmodelle behandelt; diskutiert wird ferner das Modell von Sachs [Phys. Rev. **57**, 194 (1940)], das den Unterschied „gerader" und „ungerader" Zustände heranzieht, und der Einfluß der Kernoszillation nach höheren Kugelfunktionen [Flügge, Ann. Physik **39**, 373 (1941)]. B. Der spezielle Teil diskutiert die bisher bekannten einzelnen Fälle von Isomerie. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Berestetzky, V., and A. Migdal: Mechanism of nuclear fission. C. R. Acad. Sci. URSS, N. s. **30**, 706—707 (1941).

Die Deformation eines spaltenden Kerns im Augenblick des Überschreitens der Energieschwelle [vgl. Bohr und Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939)] kann nicht als klein betrachtet werden. Daher ist es nicht möglich, mit dem von Bohr und Wheeler benutzten Modell kleiner Deformationen Fragen wie die nach der Form der Energieschwelle und der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie zu behandeln. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Flügge, S.: Die Herstellung natürlich radioaktiver Elemente auf künstlichem Wege. Zusammenfassender Bericht. Naturwiss. **29**, 462—467 (1941).

Bericht über die Herstellung von RaE und RaF aus Wismut, von UY aus Th, von AcC″ aus Pb, und von AcC′ aus Wismut. Sämtliche Arbeiten sind mit Zyklotrons durchgeführt. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Strassmann, Fritz: Die Auffüllung und die Erweiterung des periodischen Systems. Naturwiss. **29**, 492—496 (1941).

Bericht über die Herstellung der in stabiler Form anscheinend nicht vorhandenen Elemente 43, 61, 85, 87 und 93 und ihre chemischen Eigenschaften. *C. F. v. Weizsäcker.*

Bruins, E. M.: Zur Schauertheorie. (*Natuurkund. Laborat., Amsterdam.*) Physica, Haag 8, 988—1006 (1941).

Zum Vergleich mit der Erfahrung muß das Energiespektrum in einer gewissen Tiefe ausgerechnet werden, nicht unter der Annahme eines einfallenden einzelnen Teilchens, sondern eines einfallenden Energiespektrums. Verf. berechnet „invariante" Spektren, d. h. solche, die ihre Form durch die Multiplikation nicht ändern und bei Störung wiederherstellen. Es sind die E^{-s}-Spektren. Das Maximum der weichen Komponente in der Atmosphäre muß vom Abschneiden des Primärspektrums durch das erdmagnetische Feld herrühren. Das primäre Energiespektrum der Elektronen erweist sich gleich dem der Mesonen. Daher muß der Wirkungsquerschnitt für die Mesonenentstehung proportional dE/E sein. Die Minimalenergie im Furry-Modell wird berechnet. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Corben, H. C.: The theory of cascade showers in heavy elements. (*Palmer Physic. Laborat., Univ., Princeton.*) Phys. Rev., II. s. **60**, 435—439 (1941).

Die eindimensionalen Gleichungen der Kaskadentheorie werden gelöst unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der elementaren Wirkungsquerschnitte. Die übliche Theorie wird dadurch modifiziert für schwere Elemente, bei denen in einem Energieintervall (10—200 MeV für Pb) der Paarerzeugungsprozeß wichtig ist, aber durch die üblichen Formeln falsch dargestellt wird. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Landau, L.: On the theory of secondary showers. J. Physics Acad. Sci. USSR **4**, 375—376 (1941).

Berechnung der Anzahl und Größe der von Mesonen durch Vermittlung von „knock-on"-Elektronen erzeugten Schauer. Verwendet werden die Kaskadentheorie in der Form von Landau und Rumer [Proc. Roy. Soc. London A **166**, 213 (1938)] und der aus der älteren Theorie folgende Wirkungsquerschnitt für den Anstoß eines Elektrons, der zu dE/E^2 proportional ist. *C. F. v. Weizsäcker* (Berlin).

Lyons, Detlof: Über das Verhalten der durchdringenden Komponente in der kosmischen Strahlung. Physik. Z. **42**, 166—183 (1941).

Berechnung der Absorptionskurve der Mesonen von hohen Atmosphärenschichten an bis zu über 1000 m Wasseräquivalent Tiefe. Als absorbierende Prozesse sind vorausgesetzt: im festen Boden bzw. Wasser nur die Ionisation, in der Atmosphäre auch der Zerfall der Mesonen. Für die Ionisation sind zwei Prozesse maßgebend, die in verschiedener Weise von der an das freigemachte Elektron abgegebenen Energie ε abhängen: 1. die normale elektrostatische Wechselwirkung, deren Wirkungsquerschnitt zu $d\varepsilon/\varepsilon^2$ proportional ist; 2. eine für die Mesonentheorie charakteristische, vom Spin des Mesons herrührende Wechselwirkung, deren Wirkungsquerschnitt mit $d\varepsilon/\varepsilon$ geht. Der erste Prozeß erzeugt bevorzugt langsame Sekundärelektronen. Wäre er allein wirksam, so hätte jedes Meson einen festen Energieverlust pro Zentimeter Weg und daher eine nur von einer Primärenergie abhängige feste Reichweite. Dieser Vorgang erklärt die Umsetzung des Energiespektrums $\sim E^{-\gamma}$ der erzeugten Mesonen in einen räumlichen Intensitätsabfall mit der Potenz $T^{-\gamma}$ der Tiefe T unter dem Entstehungsort. Der zweite Prozeß erzeugt auch schnelle Sekundärelektronen, die einen merklichen Bruchteil der Mesonenenergie mit sich führen. Er bewirkt damit eine „Auskämmung" der Mesonen ohne Rücksicht auf ihre Energie. In großen Tiefen, in denen der Prozeß wirksam wird, kann sein Einfluß durch einen Faktor e^{-T/T_0} an der Abfallskurve dargestellt werden. Empirisch ist $T_0 \approx 2000$ m H_2O. Die Theorie würde einen etwa 7mal größeren Wert von T_0 ergeben. Verf. postuliert daher einen zusätzlichen Bremsprozeß (dieser besteht wohl in der von Christy und Kusaka [Phys. Rev. **59**, 405 (1941)] diskutierten, vom Spin der Mesonen ausgelösten Bremsstrahlung). Die „herausgekämmte" Energie muß sich in der in sehr großen Tiefen auftretenden weichen Komponente wiederfinden, in befriedigender Übereinstimmung mit dem Experiment. Auch der Abfall in und nahe der Atmosphäre läßt sich mit etwas schematisierenden Annahmen über die Mesonenentstehung befriedigend darstellen. *C. F. v. Weizsäcker.*