

klare Wechselwirkungen maßgebend sind<sup>1</sup>. Nimmt man z. B. beim  $^{200}_{80}\text{Hg}$ -Kern die in Abb. 3 angedeutete Ladungsverteilung an, dann zeigt die einfache Durchrechnung mittels der Bornschen Näherung, daß diese Ladungsverteilung für die Streuung von Elektronen äquivalent ist einer homogenen Ladungsverteilung (bei derselben Gesamtladung) mit dem Radius  $R_e = R + 1/2 \Delta R \approx 8 \cdot 10^{-13}$  cm. Dasselbe gilt für die Radiusausmessung mittels des Spektrums der  $\mu$ -Mesonatome, da hierbei dasselbe maßgebende Wechselwirkungsintegral auftritt. Bei der Radiusausmessung mittels Streuung schneller Nukleonen ist dagegen zu erwarten, daß wegen der starken nuklearen Wechselwirkung (Bohr-

sches Sandsackmodell) auch noch eine ziemlich weit außen liegende Randzone bzgl. Nukleoneneinfang und unelastischer Streuung als schwarz erscheint. Nehmen wir z. B. an, daß der Kernradius, der durch die Nukleonenstreuung bestimmt wird,  $R_{\text{Nukl}} = R + 4/5 \Delta R$  sei, so ergibt sich ein

$$\Delta R_0^{\text{III}} \approx 0,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (12)$$

D. h., das gesamte resultierende  $\Delta R_0^{\text{res}}$  kommt in die richtige Größenordnung von  $2 \cdot 10^{-13}$  cm. Genauere Untersuchungen zu den eben gebrachten groben Abschätzungen werden vorbereitet.

## NOTIZEN

### Über die Halbleitereigenschaften von Galliumphosphid

Von O. G. Folberth und F. Oswald

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG. Erlangen

(Z. Naturforschg. 9a, 1050—1051 [1954]; eingeg. am 1. November 1954)

Die Breite der verbotenen Zone der im Zinkblendegitter kristallisierenden Halbleiter vom Typus  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  nimmt mit abnehmender Ordnungszahl der Komponenten zu<sup>1</sup>. Bei Galliumphosphid ( $\text{GaP}$ ) ist deshalb ein größerer Bandabstand zu erwarten als bei Galliumarsenid (1,35 eV) bzw. Indiumphosphid (1,25 eV)<sup>2</sup>.

Die Verbindung wurde erstmals von V. M. Goldschmidt<sup>3</sup> durch Erhitzen von Galliumhydroxyd in einem mit Phosphor-Dampf gesättigten Wasserstoffstrom bei etwa 500°C hergestellt. Die Strukturbestimmung der entstandenen feinkristallin gesinterten Masse ergab ein Gitter des Zinkblendetyps mit einer Kantenlänge der Elementarzelle von  $a = 5,436$  Å.

Zur Bestimmung der optischen und elektrischen Halbleitereigenschaften sind jedoch größere, homogene, gutkristallisierte Bereiche der Substanz notwendig. Durch Zusammenschmelzen der Elemente im abgeschmolzenen Quarzrohr und anschließendes langsames, gerichtetes Erstarren der Schmelze ist es gelungen, Galliumphosphid der gewünschten Güte zu erhalten. Die Verbindung ist orange gefärbt, durchsichtig und zeigt bei streifender Betrachtung metallischen Glanz.

Zur Bestimmung der Lage der Absorptionskante, welche in enger Beziehung zur Breite der verbotenen Zone steht, wurde die Lichtdurchlässigkeit von planparallelen, polierten Proben von 0,1 bis 1,0 mm Dicke mit einem registrierenden Spektralphotometer im Wellenlängenbereich von 0,5 bis 15  $\mu$  aufgenommen. Die Absorptionskante, bei allen bisher hergestellten  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -Verbindungen im infraroten Spektralbereich liegend<sup>2</sup>, ist hier in das sichtbare Gebiet gerückt. Durch

Messungen bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von etwa 100°K bis 500°K konnte die Verschiebung der Kante mit der Temperatur bestimmt werden. Dabei ergab sich für die Lage der Kante (ausgedrückt in Elektronenvolt) eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ , die sich in dem gemessenen Bereich darstellen läßt durch

$$\Delta E = 2,4 - 5,5 \cdot 10^{-4} \cdot T \text{ [eV].}$$

Die Lage der Absorptionskante am absoluten Nullpunkt (2,4 eV) wurde durch Extrapolation ermittelt.

Die Durchlässigkeitsmessungen wurden noch durch Aufnahme des Reflexionsvermögens der Substanz in dem genannten Spektralbereich ergänzt. Aus beiden Größen ließen sich dann nach dem in einer früheren Arbeit<sup>2</sup> angegebenen Verfahren die optischen Konstanten (Absorptionskonstante  $K$  und Brechungsindex  $n$ ) von Galliumphosphid berechnen (Abb. 1). Im Bereich

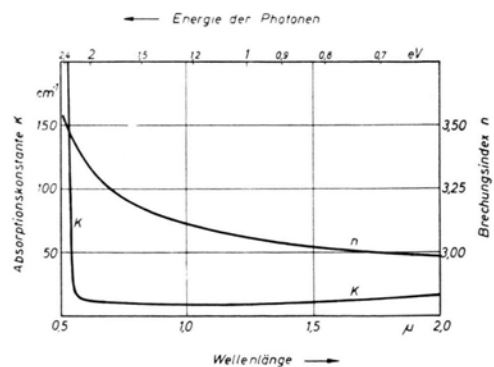


Abb. 1.

von 0,51 bis 0,77  $\mu$  wurde der Brechungsindex außerdem durch Messungen der Lichtbrechung an einem Galliumphosphid-Prisma von etwa 15° brechendem Winkel und 1 mm Basisbreite bestimmt. In diesem

<sup>1</sup> H. Welker, Z. Naturforschg. 7a, 744 [1952]; Sa, 248 [1953].

<sup>2</sup> F. Oswald u. R. Schade, Z. Naturforschg. 9a, 611 [1954].

<sup>3</sup> Gmelins Handbuch der anorg. Chemie, System Nr. 36, 95 [1936].



Bereich zeigt die untersuchte Substanz einen für durchsichtige Medien ungewöhnlich hohen Brechungsindex ( $n_D = 3,37$ ) und sehr hohe Dispersion  $(dn/d\lambda)_D \approx -1,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ , so daß die Na-D-Linien von dem benutzten Prisma noch getrennt werden. Im infraroten Spektralgebiet nimmt der Brechungsindex auf etwa 2,9 und die Dispersion auf weniger als  $-1 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$  ab. Die Absorptionskonstante durchläuft ein Minimum bei etwa  $1 \mu$  und steigt nach längeren Wellen wieder an.

Die erschmolzenen Proben waren im allgemeinen p-leitend, durch Dotieren der Schmelze mit Schwefel konnten jedoch auch n-leitende Kristalle hergestellt werden.

Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Dr. R. Gremmelmaier zeigt Galliumphosphid Spitzengleichrichterwirkung; außerdem wurde ein lichtelektrischer Effekt festgestellt.

Über die elektrischen Eigenschaften von Galliumphosphid wird noch ausführlich berichtet werden.

## Über die Erhaltung der Fermionenladung

Von G. Marx

Institut für Physik der Roland Eötvös Universität,  
Budapest

(Z. Naturforschg. 9a, 1051—1052 [1954]; eingeg. am 26. Oktober 1954)

Im letzten Jahrzehnt trat an die Stelle der Annahme von der Unveränderlichkeit der Elementarteilchen die Erkenntnis, daß die Neigung, sich umzuwandeln — die Instabilität — eher eine Regel als eine Ausnahme bei den Elementarteilchen darstellt. Man kann sagen, daß sie jede Umwandlung erleiden, die nicht durch irgendein physikalisches Gesetz (Erhaltungssatz) untersagt wird. Hier sind die dynamischen Sätze (Erhaltungssätze von Energie, Impuls und Drehimpuls) sowie der Erhaltungssatz der elektrischen Ladung zu erwähnen. Bei der Untersuchung der zwischen den Elementarteilchen vorkommenden Umwandlungen folgte Wigner in den letzten Jahren das Bestehen eines weiteren Erhaltungssatzes, der in der klassischen Physik unbekannt war, nämlich die Erhaltung der Nucleonenladung<sup>1,2</sup>. Dieses Gesetz erklärt die Beobachtung, daß die Zahl der Nucleonen bei den Umwandlungen unverändert bleibt, sowie die Gleichheit der zwischen den verschiedenen Nucleonen wirkenden Kernkräfte (vgl. I. c.<sup>3,4</sup>).

Mehrere Forscher wiesen darauf hin, daß die oben erwähnten Erhaltungssätze keine befriedigende Erklärung für sämtliche Gesetzmäßigkeiten geben, die sich bei den Wechselwirkungen der Elementarteilchen beobachten lassen<sup>5</sup>. Es ist bekannt, daß die Kopplungskonstante der zwischen den vier Fermionen auftretenden Wechselwirkungen ( $\beta$ -Zerfall und K-Einfang, Zerfall bzw. Einfang des  $\mu$ -Mesons) innerhalb der empirischen und theoretischen Genauigkeit von gleicher Größe ist<sup>6</sup>. Klein zog auf ähnlicher Grundlage den Schluß, daß zwischen vier beliebigen Fermionen stets eine universale Fermionenwechselwirkung besteht<sup>7</sup>. Aus dieser Annahme würden sich allerdings auch Zerfallsprozesse ergeben, die man in der Natur nicht beobachten kann<sup>8,9</sup>.

Zur Erklärung der erwähnten Erscheinungen folgerten der Verfasser<sup>10</sup> und, unabhängig von ihm und in einer etwas anderen Form, Seldowitsch<sup>8</sup> einen neuen Erhaltungssatz. Nach dieser Annahme besitzt jedes Fermion (außer der eventuellen elektrischen und Nucleonenladung) eine sog. Fermionenladung, und auch diese Ladung bleibt bei allen Umwandlungen erhalten. (In der Fassung von Seldowitsch heißt es Neutrino-ladung, und nach ihm besitzen nur die leichten Fermionen — Neutrino, Elektron-Positron,  $\mu$ -Meson — eine Neutrino-ladung.) Berücksichtigt man den eingeführten Erhaltungssatz und die Fähigkeit der Fermionen, sich ineinander umzuwandeln, so gelangt man zur Folgerung, daß der Zahlenwert der Ladung sämtlicher Fermionen gleich ist, und zwar beträgt die Ladung der „wirklichen“ Teilchen  $+f$  und die der im Diracschen Sinn genommenen Antiteilchen  $-f$ . Seldowitsch betrachtet den Zahlenwert von  $f$  als durch Messung unbestimmbar. Nach Ansicht des Verfassers wird die Stärke der Fermionenwechselwirkung durch die  $f$ -Ladung bestimmt. Die Fermische Wechselwirkungskonstante  $F$  des  $\beta$ -Zerfalls und anderer Prozesse ergibt sich aus dem Produkt der  $f$ -Ladungen der an der Wechselwirkung teilnehmenden vier Fermionen. Die aus dem Erhaltungssatz folgende Gleichheit der  $f$ -Ladungen gibt die Erklärung für die beobachtete Übereinstimmung der Wechselwirkungskonstante  $F$  bei den verschiedenen Prozessen. Zieht man die aus Messungen ermittelte Größe der Kopplungskonstante  $F$  in Betracht, so erhält man einen Wert von ungefähr

$$f = F^{1/4} = (5 \cdot 10^{49} \text{ erg cm}^3)^{1/4} \\ = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{3/4} \text{ g}^{1/4} \text{ sec}^{1/2}.$$

Mit dem Erhaltungssatz der Fermionenladung läßt sich auch jene von Konopinski und Mahmoud empirisch aufgestellte Forderung<sup>9</sup> erklären, daß der Hamilton-Operator der universalen Fermionenwechselwirkung die Form

$$H = F \int (\psi_1^* \alpha \psi_2) (\psi_3^* \alpha \psi_4) dx$$

haben müsse. In dieser Gleichung bedeutet  $\psi_i$  einen die Absorption eines Fermions (die Emission eines Antifermions) und  $\psi_j^*$  einen die Emission eines Fer-

<sup>1</sup> E. Wigner, Proc. Amer. Phil. Soc. **93**, 521 [1949].

<sup>2</sup> E. Wigner, Proc. Nat. Akad. Sci. **38**, 449 [1952].

<sup>3</sup> L. I. Schiff, Phys. Rev. **85**, 374 [1952].

<sup>4</sup> A. B. Seldowitsch, Dokl. Akad. Nauk SSSR **86**, 505 [1952].

<sup>5</sup> E. Fermi, Elementary Particles, 1951.

<sup>6</sup> Tiomno-Wheeler, Rev. Mod. Phys. **21**, 153 [1949].

<sup>7</sup> O. Klein, Nature, Lond. **161**, 897 [1948].

<sup>8</sup> A. B. Seldowitsch, Dokl. Akad. Nauk SSSR **91**, 1317 [1953].

<sup>9</sup> E. J. Konopinski u. H. M. Mahmoud, Phys. Rev. **92**, 1045 [1953].

<sup>10</sup> G. Marx, Acta Phys. Hung. **3**, 55 [1953].

mions (die Absorption eines Antifermions) beschreibenden Spinoroperator, während  $\alpha$  eine Dirac-Matrix darstellt. In dieser Form vermindert nämlich  $H$  die Fermionenladung um  $2f$  und erhöht sie um  $2f$ , läßt sie also letztlich unverändert. Konopinski und Mahmoud hatten die oben angesetzte Form des Wechselwirkungsoperators zum Ausschließen folgender, in der Natur nicht vorkommender Umwandlungen postuliert:

$$\begin{aligned} \mu^- + \pi^+ &\rightarrow P^+ + e^-, & {}_A K^Z &\rightarrow {}_A K^{Z+2} + e^- + e^-, \\ \mu^- &\rightarrow e^\pm + e^+ + e^-, & \mu^+ &\rightarrow e^\pm + \gamma. \end{aligned}$$

Hier bedeutet  ${}_A K^Z$  einen Atomkern mit der Ordnungszahl  $Z$  und einem Atomgewicht  $A$ . Alle diese Prozesse werden von den bisher bekannten physikalischen Gesetzen und von der unbeschränkt angewandten Fermionenwechselwirkung zugelassen. Wenn man aber voraussetzt, daß Neutrino, Elektron,  $\mu^+$ -Meson, Proton und Neutron eine Ladung  $+f$  und Antineutron, Positron,  $\mu^-$ -Meson und die Antinukleonen eine Ladung  $-f$  besitzen, während die Teilchen mit ganzem Spin ungeladen sind, dann läßt die Erhaltung der Fermionenladung das Eintreten der aufgezählten Umwandlungen nicht zu. Demgegenüber wird der Erhaltungssatz von den untenstehenden, in der Natur wirklich beobachtbaren Umwandlungen befriedigt:

$$\begin{aligned} {}_A K^Z &\rightarrow {}_A K^{Z+1} + e^- + \nu^*, & {}_A K^Z &\rightarrow {}_A K^{Z-1} + e^+ + \nu, \\ {}_A K^Z + e^- &\rightarrow {}_A K^{Z-1} + \nu, & {}_A K^Z + \mu^- &\rightarrow {}_A K^{Z-1} + \nu^*, \\ N &\rightarrow P^+ + e^- + \nu^*, & \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu^*, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \nu, & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \nu, & \mu^- &\rightarrow e^- + \nu^* + \nu^*. \end{aligned}$$

<sup>11</sup> A. Pais, *Physica* **19**, 869 [1953].

Die Feldtheorie sieht zwischen den Erhaltungssätzen und den Invarianzeigenschaften der physikalischen Gesetze einen engen Zusammenhang. So ist der Energie- und Impulssatz die formale Folge der Invarianz gegenüber der Koordinatenverschiebung, der Drehimpulssatz die der Invarianz gegenüber der Verdrehung des Koordinatensystems, die Erhaltung der elektrischen Ladung die der Eichinvarianz. Pais bringt die Erhaltung der Nukleonenladung mit der Invarianz gegenüber der Verdrehung des isotopen Spinraumes in Zusammenhang<sup>11</sup> (vgl. auch<sup>12</sup>). Die Erhaltung der Fermionenladung folgt aus nachstehendem Invarianzpostulat: Sämtliche Gleichungen müssen kovariant sein, wenn man jeden ein Fermion beschreibenden Spinor  $\psi$  durch  $\psi e^{ic}$  sowie  $\psi^*$  durch  $\psi^* e^{-ic}$  ersetzt ( $c = \text{const}$ ) und die Bose-Teilchen beschreibenden Potentiale unverändert läßt. Der oben angeschriebene Wechselwirkungsoperator befriedigt offenbar diese Bedingung (Invarianz gegenüber der „Phasentransformation“).

Neben den dynamischen Gesetzen, die aus den Bewegungsgleichungen folgen (Energie-, Impuls- und Drehimpulssatz) bestehen auch Erhaltungssätze für die elektrischen, Nukleonen- und Fermionenladungen. Diese können als ein sich auf die Kopplungskonstanten beziehender allgemeiner Erhaltungssatz zusammengefaßt werden. Die endgültige Antwort auf die Frage, ob die drei Wechselwirkungstypen (Maxwellsche, Yukawasche und Fermische Wechselwirkung) wirklich zur quantitativen Behandlung aller Prozesse genügen, die sich zwischen den Elementarteilchen abspielen, ist vom Ergebnis der Forschungen der nächsten Zukunft zu erwarten.

<sup>12</sup> P. Jordan, *Z. Naturforschg.* **7a**, 78, 701 [1952].

## Über eine $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation beim Zerfall von ${}^{42}\text{K}$

Von U. Cappeller und R. Klingelhöfer

Physikalisches Institut der Universität Marburg/Lahn  
*Z. Naturforschg.* **9a**, 1052—1054 [1954]; eingeg. am 1. November 1954

Der Kern  ${}^{42}\text{K}$  zerfällt nach den bisher bekannt gewordenen Untersuchungen mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 12,44$  h durch einen  $\beta^-$ -Zerfall in den Kern  ${}^{42}\text{Ca}$ . Aus der Energieverteilung im  $\beta^-$ -Spektrum lassen sich zwei Übergangsenergien  $E_{\beta_1} = 3,58$  MeV und  $E_{\beta_2} = 2,05$  MeV herauslesen. Die Beobachtung einer  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von  $E_{\gamma_1} = 1,51$  MeV stimmt hiermit gut überein<sup>1-3</sup>.

Die Untersuchung eines Präparates aus  ${}^{42}\text{K}$  in einer Koinzidenzapparatur führte uns indes zu der Beobachtung, daß beim Zerfall von  ${}^{42}\text{K}$   $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen

mit einer vom Winkel zwischen den beiden emittierten Quanten abhängigen Rate auftreten<sup>4</sup> (Abb. 1). Die aufgefundene Anisotropie beträgt etwa 20%.

Aus diesen Messungen folgt zunächst, daß es für den  ${}^{42}\text{K}$ -Kern neben dem bekannten mit der Emission eines 1,5 MeV- $\gamma$ -Quants verbundenen Zerfall noch eine weitere Zerfallsmöglichkeit mit einer  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade geben muß. Die Existenz einer zweiten  $\gamma$ -Strahlung ist schon vor längerer Zeit von Bleuler und Zünti<sup>2</sup> zur Deutung ihrer Absorptionsmessungen an den von der  ${}^{42}\text{K}$ - $\gamma$ -Strahlung an Pb ausgelösten Sekundärelektronen herangezogen worden. Kürzlich publizierte Messungen von Lazar und Bell<sup>5</sup> bestätigen diese Vermutung; von diesen Beobachtern ist eine  $\gamma$ -Strahlung  $E_{\gamma_2}$  von 0,309 MeV aufgefunden worden. Ihr Anteil an der Gesamt- $\gamma$ -Strahlung kann aber nach den Messungen von Kahn und Lyon<sup>3</sup> nur gering sein; er läßt sich aus unseren Messungen auf ungefähr 10% abschätzen.

<sup>1</sup> K. Siegbahn, *Arkiv Mat. Astron. Fysik* **34** A, Nr. 10 [1947]; **34** B, Nr. 4 [1947].

<sup>2</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, *Helv. Acta* **20**, 195 [1947].

<sup>3</sup> B. Kahn u. W. S. Lyon, *Phys. Rev.* **91**, 1212 [1953].

<sup>4</sup> Solche  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen sind schon von Siegbahn<sup>1</sup> gesucht, aber nicht gefunden worden.

<sup>5</sup> N. H. Lazar u. R. R. Bell, *Phys. Rev.* **95**, 612 [1954].

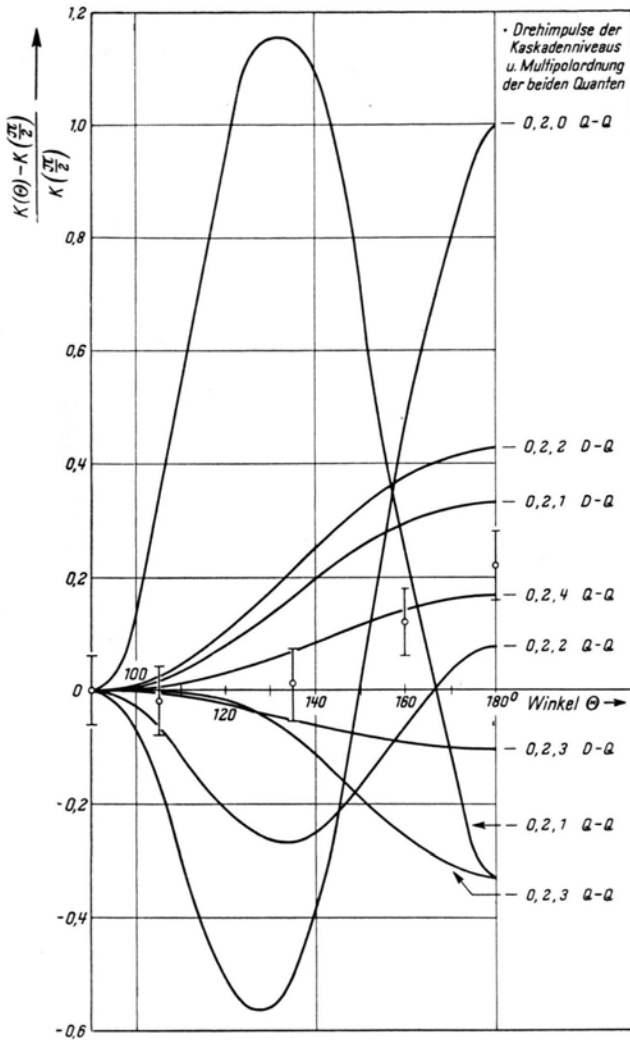


Abb. 1. Winkelkorrelation der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade beim Zerfall von  $^{42}\text{K}$ . Die eingetragenen Meßpunkte sind das Ergebnis der von uns durchgeführten Untersuchungen. Die ausgezogenen Kurven sind unter der Annahme: Grundzustand  $(0, +)$ , erster angeregter Zustand  $(2, +)$  berechnet worden.

Die von uns beobachtete Anisotropie der Winkelkorrelation kann unter folgenden Voraussetzungen (a–d) zu den weiter unten stehenden Schlüssen herangezogen werden. (vgl. Abb. 2):

a) Der Grundzustand des  $^{42}\text{Ca}$ -Kernes dürfte hinsichtlich seines Drehimpulses und seiner parity durch

<sup>6</sup> E. H. Bellamy u. K. F. Smith, Phil. Mag. **44**, 33 [1953].

<sup>7</sup> Siehe z. B. L. W. Nordheim, Nuclear Shell Structure and  $\beta$ -Decay, Argonne National Laboratory ANL 4626, Rev. Mod. Phys. **23**, 322 [1951], und A. G. G. Mitchell, Rev. Mod. Phys. **22**, 36 [1950].

<sup>8</sup> F. B. Shull u. E. Feenberg, Phys. Rev. **75**, 1768 [1949].

die Angabe  $0, +$  zu beschreiben sein. Der Drehimpuls des  $^{42}\text{K}$ -Kernes ist zu  $I=2$  beobachtet worden<sup>6</sup>. In Übereinstimmung mit der von Nordheim<sup>7</sup> aufgestellten Regel für die Kopplung in odd-odd-Kernen ( $f_{7/2}$  Neutron,  $d_{3/2}$  Proton) dürfte es sich hierbei um den Grundzustand des  $^{42}\text{K}$ -Kernes handeln.

Der beobachtete  $\log ft$ -Wert (8,0) für den  $\beta$ -Übergang ( $\beta_1$ ) zwischen diesen beiden Zuständen ordnet diesen  $\beta$ -Übergang in die Gruppe der durch die Angabe:  $\Delta I=2$ , yes, first forbidden klassifizierten Übergänge ein. Der  $\log ft$ -Wert bestätigt damit die oben vorgenommenen Drehimpulszuordnungen und spricht darüber hinaus dem Grundzustand des  $^{42}\text{K}$ -Kernes ungerade parity zu. Eine Analyse der Form des  $\beta$ -Spektrums dieses Überganges durch Shull und Feenberg<sup>8</sup> bestätigt gleichfalls diese Zuordnung.

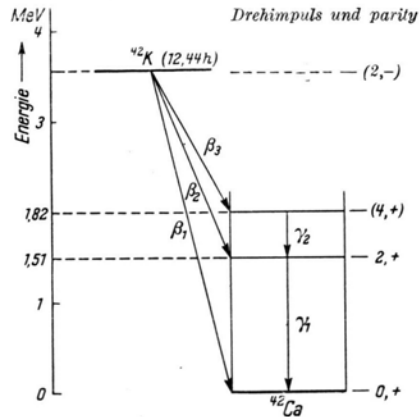


Abb. 2. Zerfallsschema des Kernes  $^{42}\text{K}$ . Das bisher angenommene Zerfallsschema ist auf Grund der Beobachtungen von Lazar und Bell und der von uns durchgeführten Messungen um den  $\beta$ -Übergang  $\beta_3$  und um die  $\gamma$ -Strahlung  $E_{\gamma_2}$  erweitert worden. Für den neuen Term bei 1,82 MeV werden der Drehimpuls 4 und gerade parity (eingeklammelter Wert) vorgeschlagen.

b) Der  $\log ft$ -Wert des zweiten Überganges ( $\beta_2$ ) führt für diesen Übergang zu der Klassifikation  $\Delta I=0$ , yes, first forbidden. Dementsprechend haben schon Shull und Feenberg<sup>8</sup> dem 1,5 MeV-Niveau den Drehimpuls  $I=2$  zugesprochen.

c) Aus der Beobachtung der  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation beim Zerfall von  $^{42}\text{K}$  läßt sich mit einiger Sicherheit auf den Drehimpuls  $I=2$  für das 1,51 MeV-Niveau schließen<sup>9,10</sup>.

d) Nach der von G. Scharff-Goldhaber<sup>11</sup> aufgestellten Regel ist für das erste angeregte Niveau des  $^{42}\text{Ca}$ -Kernes der Drehimpuls-parity-Wert  $2, +$  zu erwarten.

<sup>9</sup> I. R. Beyster u. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **79**, 728 [1950].

<sup>10</sup> D. T. Stevenson u. M. Deutsch, Phys. Rev. **84**, 1071 [1951].

<sup>11</sup> G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **90**, 587 [1953]; M. Goldhaber u. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **83**, 906 [1951].

Unter diesen Voraussetzungen erscheint es sinnvoll, die von uns beobachtete Winkelkorrelation einer Kaskade zuzuordnen, deren Ausgangsniveau höher als das bekannte 1,51 MeV-Niveau des  $^{42}\text{Ca}$ -Kernes liegt.

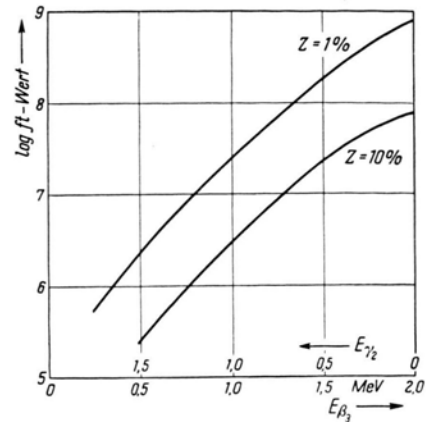
Dementsprechend sind in Abb. 1 zum Vergleich mit den experimentellen Werten nur solche (nach Hamilton<sup>12</sup> berechnete) Winkelkorrelationen herangezogen, deren zweiter Übergang ein  $(2, +) \rightarrow (0, +)$ -Übergang ist. Man erkennt, daß unter den dann noch zur Auswahl stehenden Drehimpuls-Kombinationen nur noch das Tripel 0, 2, 4 zur Deutung der Meßdaten herangezogen werden kann.

Eine Stütze erhält diese Deutung durch die folgende Überlegung. Abb. 3 enthält in einer Gegenüberstellung die für die  $\beta$ -Übergänge  $\beta_1$  und  $\beta_2$  resultierenden  $\log ft$ -Werte zusammen mit denjenigen, die unter der Annahme einer bestimmten Lage des neuen Niveaus für diesen neuen  $\beta$ -Übergang  $\beta_3$  zu errechnen sind. Man erkennt, daß für eine Lage des neuen Niveaus bei etwa 1,8 MeV ( $E_{\gamma_2} = 0,3$  MeV) und bei einem Anteil dieses neuen  $\beta$ -Zerfalls von etwa 3% am Gesamt- $\beta$ -Zerfall wieder die erforderliche Größe des  $\log ft$ -Wertes ( $\log ft = 8,0$ ) erreicht wird, um auch diesen Übergang als  $\Delta I = 2$ , yes, first forbidden — dem Übergang  $(2, -) \rightarrow (4, +)$  entsprechend — einordnen zu können.

Ein derartig geringer Anteil einer energiearmen  $\beta$ -Strahlung dürfte in der Gesamtheit einer energiereichen  $\beta$ -Strahlung kaum durch die Messung zu erfassen sein. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn dieser schwache Anteil im Gesamtspektrum der  $\beta$ -Strahlung bisher noch nicht aufgefunden worden ist.

Mit einer entsprechend geringen Intensität sollte nach diesen Überlegungen auch die neu aufgefundene  $\gamma$ -Strahlung neben der bekannten 1,51 MeV- $\gamma$ -Strahlung auftreten. Leider sind in der Mitteilung von Lazar und Bell<sup>5</sup> keine Intensitätsangaben zu finden. Eventuell könnte die kleine Irregularität in der Meßkurve von Kahn und Lyon<sup>3</sup> bei einer Impulsgröße

von 24 Einheiten als Ausdruck der gesuchten  $\gamma$ -Strahlung gedeutet werden<sup>13</sup>.



| Übergang   | Anteil am Gesamtzerfall          | $E_{\beta}$ max | $\log ft$ | Klassifikation                        |
|------------|----------------------------------|-----------------|-----------|---------------------------------------|
| $\beta_1$  | $\approx 75\%$                   | 3,58 MeV        | 8,0       | $\Delta I = 2$ , yes, first forbidden |
| $\beta_2$  | $\approx 25\%$<br>$\approx 10\%$ | 2,04 MeV        | 7,4       | $\Delta I = 0$ , yes, first forbidden |
| $\beta_3$  |                                  |                 | 7,8       |                                       |
| siehe Abb. |                                  |                 |           |                                       |

Abb. 3. Zur Klassifikation des Übergangs  $\beta_3$ . In dem Diagramm ist der  $\log ft$ -Wert des Übergangs  $\beta_3$  für verschiedene Übergangsenergien ( $E_{\beta_3}$ ) und verschiedene Anteile ( $Z$ ) dieser Übergänge am Gesamtzerfall des  $^{42}\text{K}$  aufgetragen.

Messungen zur genaueren Überprüfung der Winkelkorrelation sind in Vorbereitung.

Herrn Prof. W. Walcher danken wir für sein stets förderndes Interesse und zahlreiche anregende Diskussionen.

z. B. D. Maeder u. V. Wintersteiger, Helv. Phys. Acta 25, 465 [1952].

<sup>12</sup> D. R. Hamilton, Phys. Rev. 58, 122 [1940].

<sup>13</sup> Die Irregularität läßt sich aber ebenso als Ausdruck der Geometrie des Zählkristalls deuten. Siehe

## BERICHTIGUNG

Zu K. Clusius, J. Goldmann und A. Perlick, Die Molwärmen der Alkalihalogenide LiF, NaCl, KCl, KBr, KJ, RbBr und RbJ von  $10^\circ$  bis  $273^\circ$  abs, Band 4a, 424 [1949].

Herr Dr. D. L. Martin vom National Research Council, Ottawa, lenkt meine Aufmerksamkeit auf ein Versehen, das in der Tab. 3 für die durchschnittliche Atomwärme des Natriumchlorids unterlaufen ist. Hier ist für die Temperatur von  $25,1$  bis  $35,4^\circ$  K die an sich

kleine Korrektur  $(C_p - C_v)$  1,5-mal zu groß angesetzt worden. Tatsächlich ist in diesem Gebiet  $(C_p - C_v)$  schon kleiner als  $0,001 \text{ cal}$ , so daß bei der angegebenen Meßgenauigkeit  $C_v$  mit  $C_p$  identisch wird. Die charakteristischen Temperaturen  $\Theta$  werden durch diese Änderung kaum beeinflusst; doch berechnet sich bei  $34,9^\circ$  K der  $\Theta$ -Wert zu  $284^\circ$  und nicht zu  $276^\circ$  wie angegeben wurde. Die genannten Korrekturen sind auf die in der Arbeit gezogenen Schlußfolgerungen ohne Einfluß.

Nachdruck — auch auszugsweise — nur mit schriftlicher Genehmigung des Verlages gestattet.

Verantwortlich für den Inhalt: A. Kl em m

Satz und Druck H. Laupp jr Tübingen