

mit denen des Fluorapatites und des Silikatsulfatapatites *Ellestadit* [letztere nach D. McCONNELL, Amer. Min. 22, 977 (1937)] verglichen:

$$\text{Ca}_3\text{F}[\text{PO}_4]_3, \quad a = 9,36 \text{ \AA}, \quad c = 6,88 \text{ \AA}, \quad c/a = 0,735.$$

$$\text{Ca}_5(\text{F, OH})[\text{Si}_{1/2}\text{St}_{1/2}\text{O}_4]_3, \\ a = 9,53 \text{ \AA}, \quad c = 6,91 \text{ \AA}, \quad c/a = 0,725.$$

$$(\text{Ce, Ca, Na})_5(\text{F, OH})(\text{Si, P})\text{O}_4]_3, \\ a = 9,61 \text{ \AA}, \quad c = 7,02 \text{ \AA}, \quad c/a = 0,735.$$

Der Ersatz von  $\text{P}^{+5}$  durch  $\text{Si}^{+4}$  und der von  $\text{Ca}^{+2}$  durch  $\text{Ce}^{+3}$  verlangt beim Britholith eine leichte Ausdehnung des Kristallgitters gegenüber Apatit. — Die Dichte des Britholiths berechnet sich aus Zusammensetzung und Gitterkonstanten zu 4,49, von WINTHER wurde sie direkt zu 4,446 bestimmt.

Tübingen, Mineralogisch-Petrographisches Institut, den 9. Februar 1939. G. HÄGELE. F. MACHATSCHKI.

### Zum Wefelmeierschen Modell der Transurane.

W. WEFELMEIER<sup>1</sup> hat bemerkt, daß es für einen hochgeladenen Atomkern energetisch günstig sein kann, die Kugelgestalt zugunsten einer verlängerten Form aufzugeben. Er hat die Vermutung ausgesprochen, daß dies bei den aus Uran durch Neutronenbestrahlung erzeugten Kernen eintrete. Im pänomenologischen Tröpfchenmodell kann man diesen Gedanken quantitativ formulieren und näherungsweise prüfen, wenn man etwa annimmt, die Form des Kerns dürfe durch ein verlängertes Rotationsellipsoid dargestellt werden. Man kann den Energieinhalt des Kerns dann ebenso wie im kugelsymmetrischen Fall als Summe dreier Glieder schreiben: der Volumenenergie, der Oberflächenspannung und der elektrostatischen Energie<sup>2,3</sup>. Man darf annehmen, daß die Dichte des Kerns bei einer Deformation in erster Näherung konstant bleibt; dann ist die Volumenenergie für alle Formen dieselbe. Die günstigste Form ist diejenige, bei der die Summe der beiden anderen Glieder ein Minimum ist.

Heiße  $\epsilon$  das Verhältnis des Abstandes der Brennpunkte zur großen Achse des Ellipsoids und  $r$  der Radius der dem Ellipsoid volumequivalenten Kugel, so ist die Oberfläche des Ellipsoids

$$O = 2\pi r^2 \left[ (1 - \epsilon^2)^{1/2} + \frac{\arcsin \epsilon}{\epsilon(1 - \epsilon^2)^{1/2}} \right].$$

Wir setzen die Oberflächenspannung diesem Ausdruck proportional:  $E_0 = kO$  und bestimmen  $k$  aus den empirischen Formeln für die Energie der kugelsymmetrischen Kerne<sup>3</sup>. Der elektrostatische Energieinhalt des Ellipsoids ist

$$E_C = \frac{3}{10} \frac{Z^2 e^2}{r} \frac{(1 - \epsilon^2)^{1/2}}{\epsilon} \ln \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon}.$$

Die Gesamtenergie ist als Funktion von  $\epsilon$  ein Extremum, wenn

$$\frac{\partial E_0}{\partial \epsilon} + \frac{\partial E_C}{\partial \epsilon} = 0. \quad (1)$$

Für kugelförmige Kerne ist diese Bedingung immer erfüllt, weil jeder der beiden Energieausdrücke einzeln dort ein Extremum hat,  $E_0$  ein Minimum,  $E_C$  ein Maximum. Ob die Summe beider Ausdrücke ein Maximum oder ein Minimum ist, hängt von ihrem Größenverhältnis ab. Die Entwicklung für kleine  $\epsilon$  lautet:

$$E_0 = 4\pi r^2 k \left( 1 + \frac{2}{45} \epsilon^4 + \dots \right)$$

$$E_C = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r} \left( 1 - \frac{1}{45} \epsilon^4 \dots \right)$$

Ist der Ausdruck

$$\lambda = \frac{20\pi r^2 k}{3Z^2 e^2}$$

größer als  $1/2$ , so hat daher die Energie ein Minimum, und die Kugel ist eine stabile Lösung; für  $\lambda < 1/2$  ist sie instabil.

<sup>1</sup> W. WEFELMEIER, Naturwiss. 27, 110 (1939).

<sup>2</sup> G. C. WICK, Nuovo Cimento 11, Nr. 4 (1934) — C. F. v. WEIZSÄCKER, Z. Physik 96, 431 (1935).

<sup>3</sup> H. A. BETHE u. R. F. BACHER, Rev. mod. Physics. 8, 82 (1936); § 30.

Zu jedem  $E \neq 0$  gibt es genau einen Wert von  $\lambda$ , für den die Bedingung (1) erfüllt ist, nämlich

$$\lambda = \frac{(1 - \epsilon^2)^{1/2} \ln \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} - 2\epsilon}{\epsilon(1 - 2\epsilon^2)^{1/2} - \frac{(1 - 4\epsilon^2)^{1/2}}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} \arcsin \epsilon}.$$

Diese Funktion ist in der Figur aufgetragen. Sie konvergiert für kleine  $\epsilon$  gegen den kritischen Wert  $1/2$ , hat zwischen  $\epsilon = 0,85$  und  $\epsilon = 0,9$  ein Maximum vom Wert  $\sim 0,565$  und fällt zwischen den Argumentwerten  $0,98$  und  $1$  von einem Wert über  $1/2$  auf Null ab. Oberhalb von  $\lambda = 0,565$  ist also die Kugel die einzige stabile Lösung. Für  $0,565 > \lambda > 0,5$  existieren drei Extrema, von denen das mittlere ein Maximum

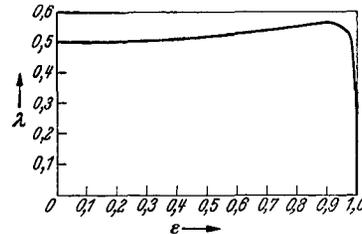


Fig. 1.  $\lambda$  als Funktion der Exzentrizität.

ist. Es gibt dann also zwei, durch einen „Gamow-Berg“ getrennte stabile Formen. Für  $\lambda < 0,5$  ist nur noch eine verlängerte Form mit  $\epsilon > 0,98$  „stabil“, die aber vermutlich sofort in Bruchstücke zerfällt.

Die Energiedifferenzen zwischen den verschiedenen Formen sind in dem kritischen Gebiet prozentual sehr gering und sicher kleiner als der Fehler der Energieberechnung nach dem Tröpfchenmodell. Man darf daher wohl nur folgern, daß nahe bei  $\lambda = 1/2$  eine instabile Zone liegt, in welcher verlängerte Kerne aller Exzentrizitäten von Null bis ganz nahe an Eins heran vergleichbare Energieinhalte haben. Welche Exzentrizität wirklich angenommen wird, hängt dann vermutlich davon ab, in welcher Weise die  $\alpha$ -Teilchen des Kerns zu kristallähnlichen Modellen zusammengesetzt werden können<sup>1</sup>. Der Übergang zwischen zwei wesentlich verschiedenen Formen sollte nicht spontan erfolgen, sondern nur, wenn die klassisch zur Überwindung des zwischen ihnen liegenden Potentialbergs notwendige Energie zugeführt wird; denn für die großen dabei zu bewegendenden Massen wird die quantenmechanische Durchdringlichkeit auch eines niedrigen Potentialbergs sehr gering<sup>2</sup>. Sowohl die Existenz isomerer Reihen der Transurane wie die von HAHN und STRASSMANN<sup>3</sup> nachgewiesene Möglichkeit, durch die bloße Hinzufügung eines langsamen Neutrons einen praktisch stabilen Kern in zwei Bruchstücke zu zerlegen, erscheint so begrifflich.

Um zu prüfen, bei welcher Kernladung die Verlängerung auftritt, setzen wir  $r = r_0 A^{1/3}$ ,  $\lambda = 0,55$  und nach BETHE und BACHER<sup>3</sup>  $3e^2/5r_0 = 0,58 \text{ MV}$  und  $4\pi r_0^2 k = 13,2 \text{ MV}$ . Es folgt  $Z^2/A \approx 40$ , d. h.  $Z \approx 100$ . Eine bessere Übereinstimmung mit der Entfernung ist nicht zu erwarten.

Berlin-Dahlem. Max Planck-Institut, den 9. Februar 1939. C. F. v. WEIZSÄCKER.

### Ein Vergleich zwischen $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ und $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ .

Bei einer vergleichenden Untersuchung über die Telluride, Selenide und Sulfide des Arsens, Antimons und Wismuts ist unter anderem der Austausch von Tellur gegen Schwefel in  $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  näher studiert worden. Das Ergebnis der Strukturanalyse<sup>1</sup> von  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  kann folgendermaßen kurz angegeben werden.

Elementarrhomboeder:  $a = 10,45 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 24^\circ 8'$ .

Raumgruppe  $D_{3d}^5 - R_{3m}$

1 Te in 1 (a): 000.

2 Te in 2 (c):  $x_1 x_1 x_1; \bar{x}_1 \bar{x}_1 \bar{x}_1$ .  $x_1 = 0,792$

2 Bi in 2 (c):  $x_2 x_2 x_2; \bar{x}_2 \bar{x}_2 \bar{x}_2$ .  $x_2 = 0,399$

<sup>1</sup> W. WEFELMEIER, Naturwiss. 25, 525 (1937) — Z. Physik 107, 332 (1937).

<sup>2</sup> Hierauf hat mich Herr Prof. HEISENBERG hingewiesen.

<sup>3</sup> O. HAHN u. F. STRASSMANN, Naturwiss. 27, 11 (1939).

Die Struktur zeigt eine große Ähnlichkeit mit derjenigen des Tetradymits,  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ . Diese ist von D. HARKER bestimmt [Z. f. Krist. 89, 175 (1934)]. Seine Ergebnisse sind. Elementarrhomboeder:  $a = 10,31 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 24^\circ 10'$ .

Raumgruppe  $D_{3d}^5 - R\bar{3}m$

1 S in 1 (a): 000.

2 Te in 2 (c):  $x_1 x_1 x_1$ ;  $\bar{x}_1 \bar{x}_1 \bar{x}_1$ .  $x_1 = 0,788$

2 Bi in 2 (c):  $x_2 x_2 x_2$ ;  $\bar{x}_2 \bar{x}_2 \bar{x}_2$ .  $x_2 = 0,392$

Beide haben also ein typisches Schichtengitter. Der Unterschied besteht darin, daß  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  statt einer Schwefelene Tellurschicht hat, wobei die Reihenfolge der Schichten Te, Bi, Te, Te, Bi, Te usw. wird.

Bei einem Vergleich dieser zwei Strukturen liegt es nahe,  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  als eine Überstruktur von  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  zu betrachten, und anzunehmen, daß der Übergang  $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  kontinuierlich wäre. Die näheren Untersuchungen darüber haben indessen überraschenderweise ein entgegengesetztes Ergebnis gehabt. Röntgenuntersuchungen über Legierungen mit Zusammensetzungen zwischen  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  und  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  haben alle deutlich gezeigt, daß in diesem Gebiet  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  und  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  koexistieren. Die Pulverphotogramme zeigen nur die Linien von  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  zusammen mit denen von  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ , wobei die Interferenzen unverschoben sind. Der Übergang  $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  ist also diskontinuierlich. Man muß darum trotz der großen Gleichheit von  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  und  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$  diese als zwei verschiedene Phasen auffassen.

Näheres über diese Untersuchung und eine Übersicht der Telluride, Selenide und Sulfide des Arsens, Antimons und Wismuts werden in kurzer Zeit erscheinen.

Stockholm, Institut für Allgemeine und Anorganische Chemie der Universität, den 10. Februar 1939.

PAUL W. LANGE.

#### Zählrohruntersuchungen mit einem Koinzidenzverstärker vorgebaren Auflösungsvermögens.

Um Absolutzahlen bei Koinzidenzmessungen der Höhenstrahlung zu erhalten, sind vergleichende Untersuchungen der Zählrohre auf Ansprechwahrscheinlichkeit und inneres Auflösungsvermögen erforderlich. Hierbei darf keine Abhängigkeit zwischen Stoßverlauf im Zählrohr und Auflösungsvermögen der Mischstufe des Koinzidenzverstärkers bestehen, ganz besonders nicht für Koinzidenzmessungen bei veränderlichem Auflösungsvermögen des Verstärkers. Bei der Mischungsmethode nach ROSS<sup>1</sup> ist diese Unabhängigkeit insofern nicht ganz gesichert, als die zur Koinzidenz kommenden Amplituden noch vom Zählrohr und dessen Betriebsbedingungen abhängig sind.

Es wurde deshalb ein Verstärker mit beliebig vorgebarem und veränderlichem Auflösungsvermögen unter Verwendung von Kippkreisen mit definierten Kippzeiten gebaut, wodurch sich eine Art automatisch arbeitender Apparat ergab. Bei dieser dient der eigentliche Stoßvorgang in den koinzidierenden Zählrohren nur zur Inangsetzung des Verstärkers. Sein Auflösungsvermögen wird bestimmt von Größe und zeitlichem Ablauf der zur Mischung kommenden Spannungstöße, deren Form *allein* vom Gitterkreis der Mischstufe abhängt. Damit wird ein Auflösungsvermögen des Verstärkers erreicht, das vollkommen unabhängig vom Verlauf des primären Zählvorganges im Zählrohr und dessen Betriebsbedingungen und zudem in einfachster Weise beliebig veränderlich ist. Letzteres wird erzielt z. B. durch Änderung des Gitterableitwiderstandes der Mischröhren oder der Gittervorspannung des Endkreises. Mit dieser Anordnung gelang es, ohne Schwierigkeiten das Auflösungsvermögen bei Zweifachkoinzidenzen im weiten Bereich von  $10^{-4}$  sec bis  $10^{-7}$  sec zu verändern.

Untersuchungen von Zählrohren verschiedener Abmessungen und Füllungen unter verschiedenen Betriebsbedingungen auf ihr Verhalten bei Koinzidenzmessungen mit hohem, veränderlichem Auflösungsvermögen zeigten, daß für jeden Zählrohrtyp ein maximal mögliches Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung besteht. Denn bei einer weiteren Steigerung des Auflösungsvermögens über diesen Grenzwert hinaus tritt ein Ausfall von Koinzidenzen ein. Experimentell konnte gezeigt werden, daß für diesen Ausfall sowie für die verschiedene, experimentell bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit das innere Auflösungsvermögen der Zählrohre verantwortlich ist. Für Zählrohre von 5 cm

Durchmesser und 90 cm wirksamer Drahtlänge z. B. beträgt der erwähnte Grenzwert etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  sec bei Luftfüllung und  $4 \cdot 10^{-6}$  sec bei Alkoholfüllung. Mit den neuen, im hiesigen Institut entwickelten Zählrohren konnte dieser sogar auf  $8 \cdot 10^{-7}$  sec gesteigert werden. Hiernach ist ihr inneres Auflösungsvermögen erheblich größer als das der Alkoholzählrohre. Auch die Abhängigkeit des inneren Auflösungsvermögens von den Zählrohrabmessungen wurde an kleinen und großen Zählrohren untersucht.

Der wichtigste Vorteil des Verstärkers beruht darauf, daß sein Auflösungsvermögen eine Konstante des Verstärkers allein ist. Dadurch gelang es nachzuweisen, daß Bestimmungen des Auflösungsvermögens nach der üblichen Methode mit Zufallskoinzidenzen ein zu schlechtes Auflösungsvermögen liefern. Dies rührt daher, daß außer den durch das Auflösungsvermögen bedingten Zufallskoinzidenzen noch andere zusätzliche Koinzidenzen auftreten. Da es sich hierbei keinesfalls um systematische Höhenstrahlenkoinzidenzen handeln konnte, mußte auf eine bisher noch nicht beobachtete Art gleichzeitig auftretender Strahlen geschlossen werden. Über den so erzielten Nachweis der gekoppelten Höhenstrahlen wurde bereits berichtet<sup>1</sup>.

Herrn Professor Dr. KOLHÖRSTER, auf dessen Anregung hin diese Versuche unternommen wurden, bin ich für das stete Interesse und die dauernde Förderung zu großem Dank verpflichtet.

Berlin, Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität, den 13. Februar 1939.

ERICH WEBER.

#### Untersuchung der schweren Kernbruchstücke beim Zerfall von neutronenbestrahltem Uran und Thorium.

Aus Uran, das mit Neutronen bestrahlt worden war, konnten O. HAHN<sup>2</sup> und F. STRASSMANN<sup>3</sup> radioaktive Körper abtrennen, die ihrem chemischen Verhalten nach Bariumisotope sein müssen. Danach war es möglich, daß ein Urankern, in den ein Neutron eindringt, in zwei Kerne zerfällt. Für den Fall, daß der eine Teil Barium ist, müßte der andere Teil Krypton sein. Aus der Packungsanteilkurve<sup>3</sup> läßt sich entnehmen, daß die dabei frei werdende Energie rund 160 bis 190 MeV beträgt, die zum größten Teil als kinetische Energie der beiden Bruchteile des Urankernes in Erscheinung treten müßte. Es ist uns gelungen, die dabei auftretenden Teilchenstrahlen elektrisch nachzuweisen und näher zu messen.

Über die von uns dabei erhaltenen Ergebnisse wurde bereits am 9. Februar 1939 in der Wiener Akademie der Wissenschaften berichtet. Unterdessen erschien am 11. Februar 1939 eine kurze Mitteilung<sup>4</sup>, die mit unseren Untersuchungen darin übereinstimmt, daß sowohl Uran als auch Thorium bei Bestrahlung mit Neutronen in schwere Kernbruchstücke zerfallen; weiters, daß dieser Prozeß bei Uran durch Verlangsamung der Neutronen verstärkbar ist, während dies bei Thorium nicht der Fall ist. Wir sind nunmehr in der Lage, bessere quantitative Angaben über den Nachweis der beiden Kernbruchstücke zu machen und unsere bereits in der Akademie angegebenen vorläufigen Werte bezüglich Reichweite und Energie etwas genauer anzugeben.

Zum Nachweis wurden die von den schweren Kernen in einer Ionisationskammer erzeugten Ionenmengen benützt. Eine kreisförmige dünne Schicht Uranoxyd von 1,5 mm Luftäquivalent und 8 cm Durchmesser (insgesamt etwa 15 mg  $\text{U}_3\text{O}_8$ ) wurde auf dem Deckel einer dosenförmigen Ionisationskammer aufgebracht. Da die Tiefe der Ionisationskammer 3,5 cm betrug, konnten sich die aus der Schicht kommenden  $\alpha$ -Strahlen des  $\text{U}_I$  und  $\text{U}_{II}$ , sowie die bei der Aufspaltung des Urankernes entstehenden Bruchstücke in der Kammer totlaufen. Als Kammerfüllung wurde ganz reiner Stickstoff verwendet<sup>5</sup>. Aus Vorversuchen war zu entnehmen, daß trotz der hohen Ionendichte, die durch die untersuchten Teilchen in der Kammer entstand, Sättigung erreicht war. Die auf die Auffangelektrode gelangenden Ionenmengen wurden mit einem Verstärker mit kleiner Zeit-

<sup>1</sup> W. KOLHÖRSTER, I. MATTHES, E. WEBER, Gekoppelte Höhenstrahlen. Naturwiss. 26, 576 (1938).

<sup>2</sup> O. HAHN u. F. STRASSMANN, Naturwiss. 27, 11 (1939).

<sup>3</sup> O. HAHN, Isotopenbericht in: Ber. dtsh. chem. Ges. 71, 1 (1938).

<sup>4</sup> R. D. FOWLER u. R. W. DODSON, Nature (Lond.) 143, 233 (1939).

<sup>5</sup> G. ORTNER u. G. STETTER, Physik. Z. 35, 563 (1934).