

Spaltteilchen an Platin- und Goldschichten gestreut wurden.

Wünschenswert wären weitere Vergleiche mit bis jetzt nur spärlich vorliegenden Streuexperimenten, bei denen schwere Ionen einheitlicher Masse und Energie benutzt werden, wie sie z. B. die großen Teilchenbeschleuniger liefern.

Herrn Prof. Dr. H. EWALD danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und zahlreiche fruchtbare Diskussionen bei der Durchführung. Herrn Dipl.-Phys. H. SCHMIDT bin ich für wertvolle Ratschläge und Literaturhinweise zu Dank verpflichtet. Außerdem danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft dafür, daß die vorliegenden Rechnungen an der Rechenanlage in Marburg durchgeführt werden konnten.

## Experimentelle Untersuchungen der Rückstreuung von U 235-Spaltteilchen an Goldschichten

J. ALBRECHT \* und H. EWALD

II. Physikalisches Institut, Gießen

(Z. Naturforsch. 26 a, 1296—1302 [1971]; eingegangen am 12. Mai 1971)

Herrn Prof. Dr. R. F. K. Herzog zum 60. Geburtstag gewidmet

*Experimental studies of U 235 fission product backscattering from gold surfaces*

U 235 fission products of known mass number ( $=135$ ) and energy ( $=74.35$  MeV) are scattered from polycrystalline gold layers of about  $1000 \text{ \AA}$  and  $0.4 \text{ mm}$  thickness at different angles of incidence ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  and  $20^\circ$  towards the surface). The reflected particles are traced by glass plates and Si surface barrier detectors. From the numbers, the positions and the diameters of the etched traces in the glass plates the percentages of the backscattering, the angular distributions, and the energies of the reflected particles are obtained.

### Einleitung

Die Rückstreuung von Spaltproduktstrahlen von Festkörperoberflächen ist bisher nur wenig untersucht worden, obgleich es sich dabei um ein physikalisch sehr interessantes und komplexes Problem handelt. Da solche Streuungen in erheblicher Intensität auch innerhalb der Versuchsanordnungen, mit denen die Strahlen analysiert werden, vorkommen und die Messungen u. U. empfindlich stören können, ist eine genauere Kenntnis des Streuvorganges auch von praktischem Interesse.

Das Auftreten der Rückstreuung von Spaltteilchen wurde zuerst bei radiochemischen Reichweitemessungen von ALEXANDER und GAZDIK<sup>1</sup> festgestellt, die eine U-235-Spaltquelle zwischen eine Gold- und eine Aluminiumschicht in Sandwichform brachten und einen Überschuß an Spaltteilchen im Aluminium fanden. Daraus schlossen sie auf eine stärkere Rückstreuung an Materialien mit höherer Ordnungszahl.

Zu dem gleichen Ergebnis kamen auch ENGELKE-MEIR und WALTON<sup>2</sup>, die einen divergierenden U-235-Spaltproduktstrahl unter konstanten Bedingungen auf Materialien verschiedener Ordnungszahl auftreffen ließen, wobei sich auf diesen entsprechend unterschiedliche Aktivitäten ergaben.

Bei einem weiteren Versuch ließen dieselben Autoren einen gebündelten Strahl von U-235-Spaltteilchen unter verschiedenen Einfallswinkeln auf Platin auftreffen und untersuchten mit Plastikdetektoren das Reflexionsvermögen (d. i. das Verhältnis der Anzahlen von zurückgestreuten und auftreffenden Teilchen) und die Winkelverteilung der reflektierten Teilchen. Wichtiges Ergebnis dieser Untersuchungen war die Feststellung, daß bei kleinen Einfallswinkeln zur Oberfläche (von z. B.  $5^\circ$ ) ein auffallend hohes Reflexionsvermögen vorhanden war und daß dann die meisten Teilchen unter einem Winkel zurückgestreut wurden, der etwa so groß war wie der Einfallswinkel. Das Reflexionsvermögen

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. EWALD, II. Physikalisches Institut, D-6300 Gießen, Arndtstraße 2.

\* Auszug aus der Dissertation von J. ALBRECHT, Gießen 1970 (D 26).

<sup>1</sup> J. M. ALEXANDER u. M. F. GAZDIK, Phys. Rev. **120**, 874 [1960].

<sup>2</sup> D. ENGELKE-MEIR u. G. N. WALTON, United Kingd. Atom. Energy Author. Rep. AERE-R 4716 [1964].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

gen nahm mit wachsendem Einfallswinkel schnell ab.

In einer weiteren Arbeit<sup>3</sup> ermittelte ENGELKEMEIR mit Oberflächensperrschichtzählern und einer Ko-inzidenzanordnung außer dem Reflexionsvermögen die Energiespektren von an Platin reflektierten Cf-252-Spaltprodukten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Nachteile dieser Messungen waren die breiten Energie- und Massenverteilungen der zur Streuung verwendeten Spaltprodukte und fehlende Angaben über die räumliche Energieverteilung der zurückgestreuten Teilchen.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein enggebündelter Strahl von U-235-Spaltteilchen einer bestimmten Massenzahl, Energie und Ionenladungszahl unter verschiedenen festen Einfallswinkeln auf eine glatte, ebene Goldschicht gerichtet. Die reflektierten Spaltprodukte wurden mit Glasplatten aufgefangen, auf denen sie Spuren erzeugten, die nach dem Anätzen mit 48-proz. Flußsäure im Lichtmikroskop bei 500-facher Vergrößerung als trichterförmige Löcher beobachtet und ausgewertet wurden<sup>4,5</sup>. Aus der Zahl, der Lage und den Durchmesser der Spuren ließen sich das Reflexionsvermögen, die räumliche Verteilung und die Energien der einzelnen zurückgestreuten Teilchen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ermitteln.

### Versuchsapparatur und Auswertung

Die Streuveruche erfolgten in einer Kammer am Ausgang des doppelfokussierenden Massenspektrographen für Spaltproduktstrahlen<sup>6</sup> mit Mattauch-Herzogcher Feldanordnung, der an einem Strahlrohr des Forschungsreaktors der TH München in Garching installiert ist (siehe Abb. 1). In diesem Strahlrohr befand sich eine dünne U 235-Schicht, in der durch die thermischen Neutronen Spaltprozesse induziert wurden. Ein kleiner Teil der isotrop und mit hohen kinetischen Energien (50–100 MeV) aus der Schicht austretenden Spaltprodukt-Ionen (Ionenladungszahlen 18 bis 26) lief etwa in Richtung des Strahlrohres und wurde durch das elektrische Feld des Toroidkondensators und durch das nachfolgende, in entgegengesetzter Richtung ablenkende, homogene Magnetfeld nach den spezifischen Massen getrennt<sup>7</sup>.

Mit einer Spannung von 189,2 kV am Kondensator (bei 8 cm Elektrodenabstand) und einer Magnetfeldstärke von 6717 Oe wurden in der Nähe der Fokussierungsebene des Spektrographen Spaltprodukte der

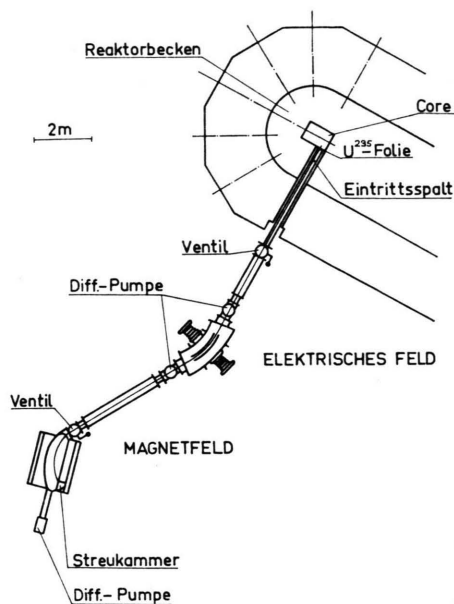


Abb. 1. Schema des doppelfokussierenden Massenspektrographen für Spaltprodukte mit Streukammer.

Massenzahl  $M=135$ , der Ionenladungszahl  $e=22$  (spezifische Massenzahl  $M/e=6,136$ ) mit einer kinetischen Energie von 74,35 MeV durch einen 2 mm breiten und 3 mm hohen Austrittsspalt hindurchgelassen (Abb. 2). Aus technischen Gründen befand sich die Spaltebene bei diesen Versuchen 51 mm hinter der Fokussierungsebene. Jedoch war auch hier noch ausreichende Massenauflösung vorhanden. Da die Strahlen die genannten Ebenen unter etwa  $45^\circ$  passierten, hatte der durch den Spalt hindurchgelassene Strahl eine Breite von etwa 1,5 mm. Die maximale horizontale Winkeldivergenz des hindurchgelassenen Strahles betrug etwa  $3^\circ$ .

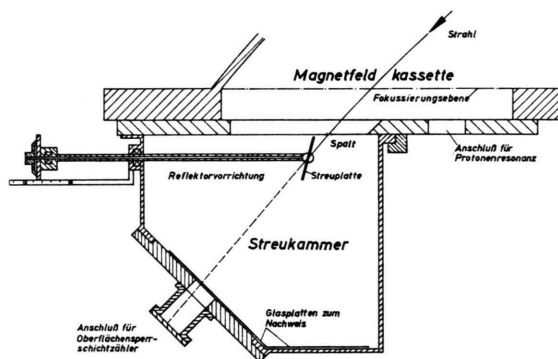


Abb. 2. Die an die Magnetfeldkassette des Spektrographen angeetzte Streukammer.

<sup>3</sup> D. ENGELKEMEIR, Phys. Rev. **146**, 304 [1966].

<sup>4</sup> R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE u. R. M. WALKER, Science **149**, 383 [1965]; VI. Int. Conf. Corp. Phot., Florence 1966.

<sup>5</sup> R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE u. R. M. WALKER, Ann. Rev. Nucl. Sci. **15**, 1 [1965].

<sup>6</sup> H. EWALD, E. KONECNY, H. OPOWER u. H. RÖSLER, Z. Naturforsch. **19a**, 194 [1964].

<sup>7</sup> E. KONECNY, H. OPOWER u. H. EWALD, Z. Naturforsch. **19a**, 200 [1964].

80% der Teilchen dieses Strahles waren jedoch auf eine horizontale Winkeldivergenz von  $2^\circ$  und auf eine vertikale Divergenz von  $0,3^\circ$  beschränkt.

Da sich die an die Magnetkassette angesetzte Streukammer (beide aus VA-Stahl) noch größtenteils innerhalb des äußeren Eisenschlusses des Magneten befand, wurde die Wirkung des magnetischen Streufeldes auf den weiteren Verlauf und die Richtung des Strahles in Vorversuchen mit herausgezogener Streuplatte experimentell bestimmt. In Abb. 2 ist dieser Verlauf für den Mittelstrahl gestrichelt gezeichnet. Es ergab sich, daß die Wirkung des Streufeldes in der Gegend des Spaltes praktisch aufhörte.

Die Streuplatte konnte mit einer Horizontalverstellung genau mit ihrer Mitte in den Strahl gebracht werden. Sie konnte außerdem im Betrieb um je eine vertikale und eine horizontale Achse gedreht werden. Mit Hilfe eines Zahnradmechanismus ließ sich die Winkelstellung der Platte für einen beliebig gewünschten Einfallswinkel der Strahlen auf  $3'$  genau einstellen.

Als Streumaterial wurde 99,999-proz. Gold gewählt. Die Versuche wurden teils mit einer massiven, 0,4 mm dicken, elektrolytisch hochglanzpolierten Goldplatte, teils aber auch mit einer etwa 1000 Å dicken, auf einer Glasplatte aufgedampften Goldschicht durchgeführt. Die vom Target zurückgestreuten Spaltprodukte wurden in rund 20 cm Entfernung von Nachweisplatten (jeweils bis zu 12 Objektträgergläsern aus der Lichtmikroskopie) aufgefangen bzw. mit Oberflächensperrschichtzählern gemessen. Die Reflexionswinkel der reflektierten Teilchen ließen sich mit Hilfe einfacher geometrischer Beziehungen aus den Orten der Spuren auf den Glasplatten ermitteln. Bei der mikroskopischen Auswertung wurden die Platten in Rasterfelder von 1 mm<sup>2</sup> großen Quadraten aufgeteilt und jeweils die Anzahlen der Spuren darin bestimmt. Daraus ergaben sich die räumlichen sowie die projizierten Streuverteilungen in horizontaler und vertikaler Richtung je nachdem, ob man die Werte für die übereinander- oder nebeneinanderliegenden Quadrate addierte.

Aus dem Verhältnis der Gesamtzahl der Spuren der reflektierten Spaltprodukte und der Anzahl der Spuren, die der direkte Strahl bei zurückgezogener Streuplatte auf den Nachweisplatten hervorrief, wurde das Reflexionsvermögen berechnet. Nach genau definiertem Ätzen der Glasplatten konnten die Energien der zurückgestreuten Spaltteilchen aus den Durchmessern ihrer Spuren ermittelt werden. Die Abhängigkeit der Spurendurchmesser von der Energie der Teilchen wurde zuerst von SOMOGYI und Mitarbeitern<sup>8</sup> und später auch von HÖPPNER et al.<sup>9,10</sup> für Energiemessungen verwendet. Hierbei ist eine Genauigkeit von einigen Prozent erreichbar. Für die in dieser Arbeit benutzte Glassorte wurde die Beziehung zwischen Lochdurchmesser und Energie der Teilchen einer Eichkurve von HÖPPNER<sup>9</sup> entnommen. Die beobachteten Durchmesser der Spuren betrugen bis zu 15  $\mu$ .

Um einen Überblick über die Energieverteilungen der reflektierten Teilchen in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel zu erhalten, wurden auf den Glasplatten längs der Einfallsebene (Kurve A in Abb. 8) und 2 cm unterhalb davon (Kurve B)  $4 \times 4$  mm<sup>2</sup> große Felder in jeweils 1 cm Abstand ausgewählt und die Durchmesser der in ihnen befindlichen Spuren unter einem Mikroskop mit einem Schraubenmikrometer gemessen. Durch Mittelwertbildung der Durchmesser in jedem der Felder konnte der Verlauf der mittleren Energie der Spaltprodukte in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel angegeben werden.

Außerdem wurden die Energieverteilungen der reflektierten Teilchen innerhalb eines jeden dieser Felder sowohl aus den Lochdurchmessern als auch mit Si-Oberflächensperrschichtzählern ermittelt.

## Ergebnisse

### 1. Die Verteilungen der von einer massiven Goldplatte reflektierten Teilchen

In Abb. 3 sind die horizontalen Verteilungen der Anzahlen der reflektierten Spaltteilchen in Abhängigkeit vom projizierten Reflexionswinkel  $\beta$  für die Einfallswinkel  $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$  und  $20^\circ$  aufgetragen, wobei  $\alpha$  wie auch  $\beta$  von der Oberfläche aus gezählt werden.  $\beta$  ist die Differenz des projizierten gesamten Ablenkwinkels und des Einfallswinkels. Man erkennt, daß die Verteilungen für kleine Einfallswinkel bei kleinen Reflexionswinkeln beginnend steil ansteigen, ein Maximum durchlaufen, dann zunächst fast ebenso schnell wieder abfallen, um schließlich bei größeren Reflexionswinkeln flach auszulaufen.

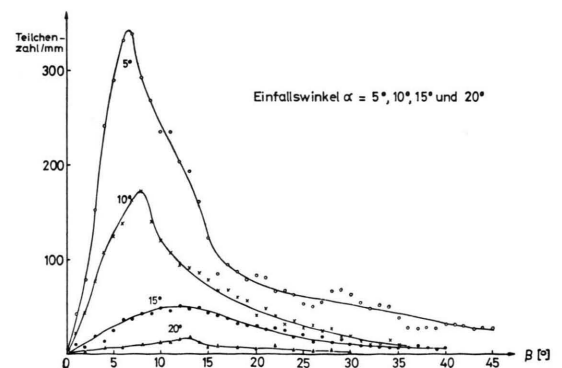


Abb. 3. Horizontalverteilung des projizierten Reflexionswinkels  $\beta$  für die Einfallswinkel  $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$  und  $20^\circ$ ; Teilchenzahlen pro 1 mm breiten Vertikalstreifen.

<sup>8</sup> G. SOMOGYI, Atomki Közlemények **8**, 218 [1966]; Nucl. Instr. Meth. **42**, 312 [1966].

<sup>9</sup> U. HÖPPNER, Diplomarbeit, Universität Gießen 1969.

<sup>10</sup> U. HÖPPNER, E. KONECNY u. G. FIEDLER, Nucl. Instr. Meth. **74**, 285 [1969].

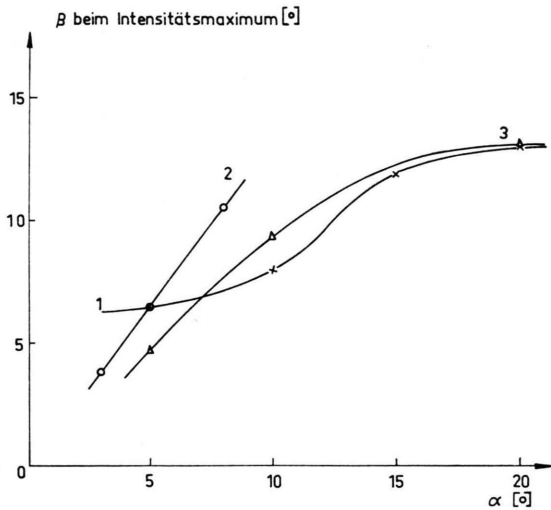


Abb. 4. Reflexionswinkel  $\beta$  beim Intensitätsmaximum in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\alpha$  (1=diese Messung; 2=GÜTTNER<sup>11</sup>; 3=ENGELKEMEIR und WALTON<sup>2</sup>).

Wird der Einfallswinkel der Spaltprodukte erhöht (auf  $15^\circ$  oder  $20^\circ$ ), so ist der Anstieg der Kurven viel flacher, und der Abfall findet langsamer statt. Die Maxima sind viel niedriger und sind zudem zu größeren Werten von  $\beta$  hin verschoben. Das Reflexionsvermögen (der relative Anteil der zurückgestreuten Teilchen) nimmt mit wachsendem Einfallswinkel  $\alpha$  schnell ab. Bei kleinen Einfallswinkeln stimmen die  $\beta$ -Werte der Maxima der Kurven etwa mit den Einfallswinkeln überein, d. h. die Reflexionswinkel sind für die meisten Teilchen etwa gleich den Einfallswinkeln. Bei größeren Einfallswinkeln sind die Re-

flexionswinkel, die den Lagen der Maxima entsprechen, kleiner als die Einfallswinkel (siehe auch Abb. 4). Das gleiche fand auch ENGELKEMEIR<sup>3</sup> bei der Streuung an Platin.

Bei der Auswertung der projizierten Streuverteilung senkrecht zur Einfallsebene (Vertikalverteilung) hat sich, wie es sein sollte, Symmetrie bezüglich der Einfallsebene ergeben. Weiterhin ist interessant, daß die Vertikalverteilung im Bereich des Maximums bei kleinen Reflexionswinkeln wesentlich breiter ist als die Horizontalverteilung. Das erkennt man aus Abb. 5, in der die räumliche Verteilung der reflektierten Spaltprodukte für einen Einfallswinkel von  $5^\circ$  als Schichtliniendiagramm dargestellt ist. Die  $x$ -Achse entspricht hierin der Richtung der Einfallsebene, während die  $y$ -Achse senkrecht dazu steht.  $y=0$  stellt die Einfallsebene selbst dar. In dem Diagramm wurden Orte mit gleichen Dichten von zurückgestreuten Teilchen durch Linien miteinander verbunden. Die jeweilige Teilchenzahl, bezogen auf  $16 \text{ mm}^2$  große, quadratische Felder der Detektorplatten, ist an den einzelnen Schichtlinien angegeben. Die Teilchenzahlen in entsprechenden Feldern beiderseits von der Einfallsebene wurden hierbei gemittelt. Deshalb ist das Diagramm genau symmetrisch bezüglich dieser Ebene.

Etwa gut die Hälfte aller reflektierten Spaltteilchen wird in das Gebiet gestreut, das von der Schichtlinie 20 umschlossen wird. Das Maximum des Verteilungsgebirges liegt mit  $\beta = 6,2^\circ$  ganz in der Nähe des Maximums, das sich für die in die

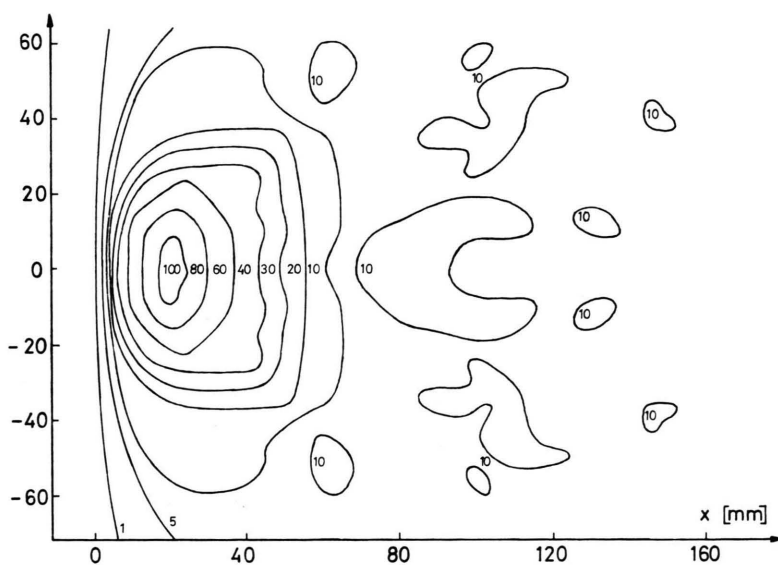


Abb. 5. Schichtliniendiagramm der Rückstreuung für den Einfallswinkel  $\alpha=5^\circ$  (die Zahlenangaben entsprechen den Anzahlen der reflektierten Teilchen pro  $16 \text{ mm}^2$  der Detektorfläche; die Abszisse liegt in Richtung der Einfallsebene der Spaltteilchen, die Ordinate senkrecht zu ihr;  $y=0$  bedeutet die Einfallsebene selbst).



Einfallsebene projizierte Verteilung ergab ( $\beta = 6,5^\circ$ , siehe Abb. 3). Die unregelmäßige Streuverteilung bei großen Reflexionswinkeln ( $x > 60$  mm in Abb. 5) ist bei den dortigen geringen Teilchenzahlen wohl auf statistische Schwankungen zurückzuführen; sie soll hier außer Betracht bleiben.

## 2. Das Reflexionsvermögen einer massiven Goldplatte

Das Reflexionsvermögen für Spaltprodukte an Goldschichten nimmt mit wachsendem Einfallswinkel  $\alpha$  exponentiell ab. In logarithmischer Auftragung ergibt sich in Abb. 6 dafür eine Gerade. Aller-

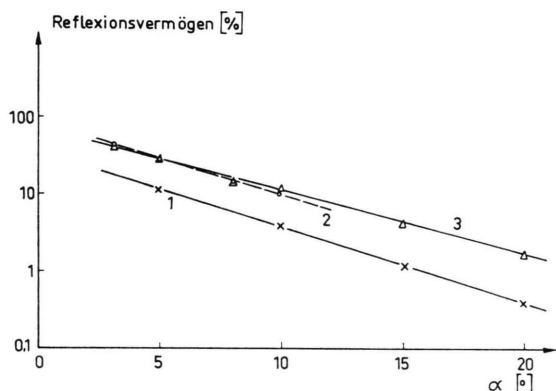


Abb. 6. Das Reflexionsvermögen von Gold für Spaltteilchen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\alpha$  (1=diese Messung; 2=GÜTTNER<sup>11</sup>; 3=ENGELKEMEIR<sup>3</sup>).

dings liegen die Meßwerte dafür bei allen Einfallswinkeln etwa um einen Faktor 3 niedriger als bei den vergleichbaren Messungen von ENGELKEMEIR<sup>3</sup> an Platin und als man nach theoretischen Berechnungen der Streuung von Spaltteilchen an Gold nach einer Monte-Carlo-Methode von GÜTTNER<sup>11</sup> unter günstigen Annahmen erwarten könnte. Diese Diskrepanz beruht auf der relativ schlechten Nachweisempfindlichkeit der Glasplatten. Güttner zeigte, daß das gemessene Reflexionsvermögen stark von der unteren Energieschranke des Nachweisvermögens des Detektors abhängen muß. Man erhält ungefähre Übereinstimmung zwischen den hier experimentell erhaltenen Werten für das Reflexionsvermögen und denjenigen von Güttner berechneten Werten, bei denen er eine untere Energieschranke von 20 MeV angenommen hat.

<sup>11</sup> K. GÜTTNER, Dissertation, Universität Gießen 1970; Z. Naturforsch. **26 a**, 1290 [1971]; voranstehende Arbeit.

Zu dem gleichen Ergebnis führt auch folgende Überlegung: Um einen Anhaltspunkt für den Energiewert zu bekommen, den die Spaltteilchen mindestens besitzen müssen, damit sie noch vom Glasdetektor nachgewiesen werden, betrachtet man den differentiellen Energieverlust  $-dE/dx$  der Spaltprodukte in Glas, der ein Maß für die Bildung einer anätzbaren Spur darstellt<sup>4,5</sup>. Da uns keine  $dE/dx$ -Messungen für Spaltteilchen in Glas bekannt sind, stellen wir die Betrachtung statt dessen, ohne einen allzu großen Fehler zu begehen, für Spaltteilchen in Aluminium an. Dazu kann man die Energie-Reichweitekurve von FULMER<sup>12</sup> übernehmen. Die Energieverlust-Reichweitekurve erhält man daraus durch Differentiation<sup>13</sup>. Trägt man beide Kurven in ein Diagramm ein (siehe Abb. 7) und zeichnet dazu

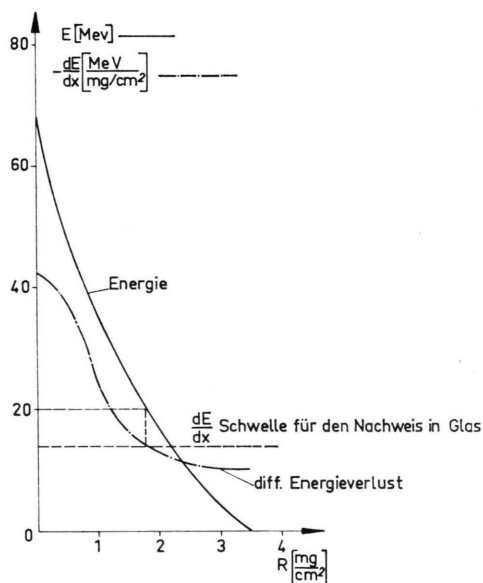


Abb. 7. Energie- bzw. Energieverlust-Reichweite-Kurven für Aluminium zur Bestimmung der Energieschwelle der Glasdetektoren.

die  $dE/dx$ -Schwelle ein für den Nachweis schwerer Ionen in Glas<sup>5</sup> (etwa  $15 \text{ MeV mg}^{-1} \text{ cm}^2$ ), so ergibt sich daraus als Mindestwert für die durch Glas nachweisbare Energie etwa 20 MeV.

## 3. Das Streuverhalten dünner Goldschichten

Neben den Experimenten mit der dicken Goldplatte wurden die Streuversuche auch mit einer etwa

<sup>12</sup> C. B. FULMER, Phys. Rev. **108**, 1113 [1957].

<sup>13</sup> R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE, R. M. WALKER u. E. L. HUBBARD, Phys. Rev. **133 A**, 1443 [1964].

1000 Å dicken Goldschicht durchgeführt. Nach den Rechnungen von GÜTTNER<sup>11</sup> entspricht erst das Streuverhalten einer etwa 4000 Å dicken Schicht demjenigen einer massiven Platte. Die hier erhaltenen Ergebnisse für die Streuung an der dünnen Goldschicht weichen deshalb auch erheblich von denen an der kompakten Platte ab. Bei einem Einfallswinkel von  $\alpha = 5^\circ$  werden nur 72% der Teilchen reflektiert, die an der massiven Platte zurückgestreut werden. Das bedeutet, daß der größere Teil aller Spaltprodukte in Schichttiefen bis zu 1000 Å reflektiert wird, daß aber etwa ein Viertel der auftretenden Teilchen bei einer solchen Schichtdicke durch Transmission verloren geht.

Die Horizontalverteilung des projizierten Reflexionswinkels hat auch bei dünnen Streuschichten für alle Einfallswinkel ein Maximum. Dieses ist jedoch nicht so scharf ausgeprägt wie bei einer massiven Schicht, sondern breiter verteilt. Die Maxima liegen außerdem bei kleineren Werten des Reflexionswinkels  $\beta$  als bei den dicken Platten. Das deutet darauf hin, daß die aus größeren Tiefen als 1000 Å wieder herausgestreuten Teilchen in der Mehrzahl auch unter etwas größeren Winkeln reflektiert werden als die aus geringeren Tiefen zurückkommenden. Das ist vielleicht auch plausibel, wenn man die unterschiedlichen Weglängen bedenkt, die die Teilchen in beiden Fällen im Festkörper zurückzulegen haben.

#### 4. Die Energieverteilung der an einer dicken Goldschicht reflektierten Spaltprodukte

Abbildung 8 zeigt den gemessenen Verlauf der mittleren Energie der an einer dicken Goldschicht gestreuten Spaltteilchen in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel  $\beta$  für einen Einfallswinkel von  $\alpha = 5^\circ$ . Die Punkte der Kurve A wurden für solche Teilchen erhalten, die in der Einfallsebene reflektiert wurden, die Punkte der Kurve B für solche, die 2 cm tiefer auf die Glasplatten auftrafen. Beide Kurven haben ein Maximum, das bei Kurve A allerdings wenig ausgeprägt ist, und fallen mit größer werdendem Reflexionswinkel langsam ab. Die Maxima der Kurven liegen in der Nähe des Maximums der projizierten horizontalen Streuverteilung für  $\alpha = 5^\circ$  (siehe Abb. 3). Auffallend ist, daß die mittlere Energie im Gebiet von  $\beta = 5^\circ$  bei beiden Kurven gleich groß ist, während im übrigen Winkelbereich die Kurve B deutlich unter der Kurve A liegt. Bei größeren Reflexionswinkeln beträgt die Differenz etwa 3 bis

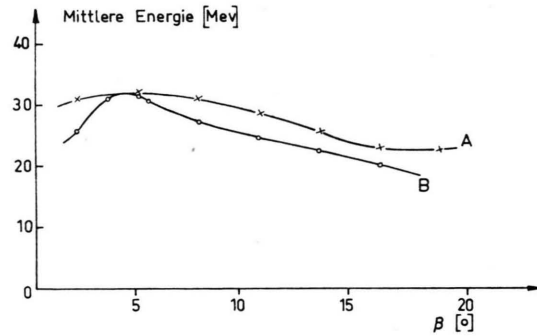


Abb. 8. Die Verteilung der mittleren Energien der reflektierten Spaltteilchen in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel  $\beta$  für einen Einfallswinkel  $\alpha = 5^\circ$  in der Einfallsebene (A) und 2 cm unterhalb dieser Ebene (B).

4 MeV. Die Rechnungen von GÜTTNER<sup>11</sup> bestätigen im wesentlichen recht gut den Verlauf dieser Kurven. Abweichungen gegenüber unseren Experimenten ergeben sich nur bei ganz kleinen Reflexionswinkeln ( $\beta < 4^\circ$ ), jedoch war bei diesen kleinen Winkeln sowohl bei den Rechnungen wie auch bei den Experimenten die Statistik vielleicht nicht gut genug.

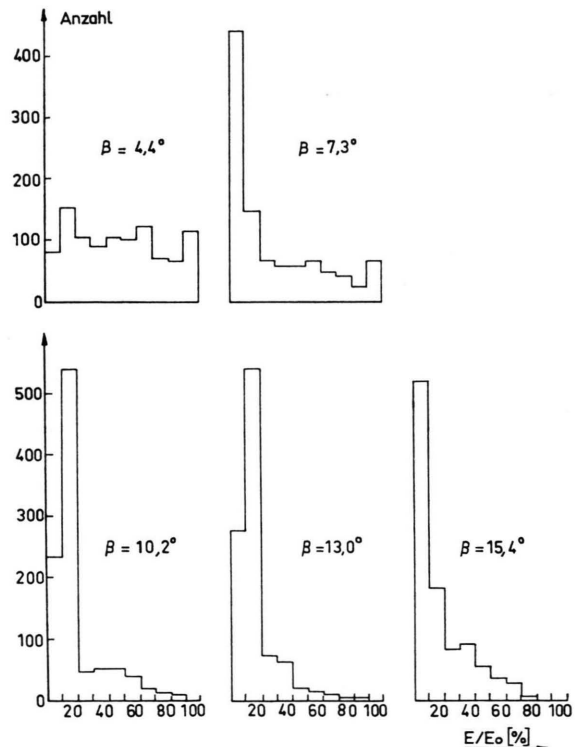


Abb. 9. Energiespektren der reflektierten Spaltteilchen in der Einfallsebene in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel  $\beta$  bei einem Einfallswinkel  $\alpha = 5^\circ$ ; mit dem Halbleiterdetektor gemessen.

In Abb. 9 werden für  $\alpha = 5^\circ$  die mit einem Halbleiterdetektor gemessenen Energiespektren der in Richtung der Einfallsebene reflektierten Teilchen in Abhängigkeit von  $\beta$  gezeigt. Auf den Abszissen ist jeweils das Verhältnis der Energie zur Anfangsenergie von 74,35 MeV (in %) aufgetragen. Da die Teilchenzahlen mit wachsendem Reflexionswinkel abnehmen, wurden die Spektren auf 1000 Teilchen normiert. Man sieht, daß mit zunehmendem Reflexionswinkel  $\beta$  immer weniger zurückgestreute Spaltteilchen noch hohe Energien haben und die Teilchen mit bis zu 30% der Anfangsenergie stark zunehmen. Bei kleinen Winkeln  $\beta$  von etwa  $4^\circ$  kommen alle Energieprozentsätze annähernd gleich häufig vor. Interessant ist auch, daß selbst bei größeren Reflexionswinkeln (z. B.  $\beta = 13,0^\circ$  bzw.  $15,4^\circ$  in Abb. 9) Teilchen reflektiert werden, die noch 80 bis 90% ihrer ursprünglichen Energie besitzen. Diese haben offenbar nur einen oder ganz wenige Stöße sehr nahe unter der Oberfläche des Streumaterials erlitten. Sehr ähnliche Energiespektren haben sich auch aus den Messungen der Lochdurchmesser der Teilchenspuren ergeben.

### Zusammenfassung

Es wurde die Rückstreuung von U-235-Spaltprodukten an dicken und dünnen, polykristallinen Goldschichten untersucht. Mit einem doppelfokussierenden Massenspektrographen wurden Spaltprodukte der Massenzahl 135 und der Energie 74,35 MeV ausgesondert und bei einem Vakuum von etwa  $10^{-6}$  Torr unter verschiedenen flachen Winkeln ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ) auf eine ebene Goldschicht geschossen.

Die reflektierten Spaltteilchen wurden mit Glasplattendetektoren und Halbleiterzählern nachgewiesen. Es wurden folgende Ergebnisse erhalten: Für kleine Einfallswinkel durchlaufen die Verteilungen der projizierten Reflexionswinkel der Teilchen nach steilem Anstieg ein Maximum und laufen dann flach aus. Die Reflexionswinkel, die der Lage des Maximums entsprechen, haben etwa die Größe des Einfallswinkels. Bei größeren Einfallswinkeln sind diese Reflexionswinkel kleiner als die Einfallswinkel. Das Reflexionsvermögen der Schichten für die Spaltprodukte nimmt mit der Dicke des Targets zu. Mit wachsendem Einfallswinkel nimmt es exponentiell ab. Bei dünnen Goldschichten ist der zum Verteilungsmaximum gehörige Reflexionswinkel kleiner als bei dicken. Die durchschnittliche Energie der reflektierten Teilchen nimmt mit wachsendem Reflexionswinkel sowohl in Richtung der Einfallsebene als auch senkrecht dazu ab. Die erhaltenen Ergebnisse sind mit Ausnahme der Werte für das Reflexionsvermögen in guter Übereinstimmung mit vergleichbaren Resultaten aus anderen Experimenten<sup>2, 3</sup> und Rechnungen<sup>11</sup>. Die Abweichung kann jedoch durch die verhältnismäßig hohe Energieschwelle der Glasdetektoren erklärt werden.

Wir danken den Herren Dipl.-Phys. H. GUNTHER, Dipl.-Phys. G. SIEGERT und den Herren der Betriebsleitung der Reaktorstation Garching für ihre vielfältige, freundliche Unterstützung bei den Arbeiten mit dem Spaltprodukt-Massenspektrographen. Herrn Dr. K. GÜTTNER danken wir für zahlreiche, wertvolle Diskussionen. Dem Ministerium für Bildung und Wissenschaft danken wir wiederum für die Förderung der Arbeiten mit dem Spektrographen.