

# Monte-Carlo-Rechnungen zur Rückstreuung von schweren, hochenergetischen Ionen an Metalloberflächen

KLAUS GÜTTNER \*

II. Physikalisches Institut, Gießen

(Z. Naturforsch. **26 a**, 1290–1296 [1971]; eingegangen am 12. Mai 1971)

## *Monte-Carlo-Calculations of the Backscattering of High Energy Heavy Ions from Metal Surfaces*

A Monte-Carlo-Method is applied to describe the backscattering of high energy heavy ions from metal surfaces taking into account the energy losses. The calculations yield the angular and energy distributions of the reflected particles together with the percentage distributions of the complete particle histories. Furthermore it is possible to get informations concerning penetration depths and the number of collisions during the interaction of these particles with the metal foils. The calculated distributions are in good agreement with known experiments.

Seit der Entdeckung der Kernspaltung war die Wechselwirkung von Spaltteilchen mit Materie<sup>1–4</sup> der Inhalt zahlreicher Arbeiten, doch existieren nur wenige Experimente, bei denen die Rückstreuung solcher energiereichen, schweren Ionen an Metalloberflächen untersucht wird. Daß stärkere Ablenkungen schon am Anfang der Teilchenreichweite auftreten, konnte aus Nebelkammeraufnahmen<sup>5</sup> und aus den Spuren, die Spaltteilchen in dünnen, nicht zusammenhängenden Metallschichten hinterließen<sup>6,7</sup>, ersehen werden.

Das Auftreten der Rückstreuung von Spaltteilchen wurde erstmals von ALEXANDER und GAZDIK mit radiochemischen Methoden nachgewiesen<sup>8</sup>. ENGELKEMEIR und WALTON<sup>9</sup> versuchten mit U-235-Spaltteilchen und organischen Filmen als Detektoren, die Rückstreuung quantitativ zu erfassen. Danach verbesserte Engelkemeir diese Ergebnisse mit Spaltteilchen einer Cf-252-Quelle sowie Sperrschichtzählern und einer Koinzidenzanordnung<sup>10</sup>. Das wesentliche Ergebnis war, daß bei Einfallswinkeln kleiner als  $5^\circ$ , also nahezu bei streifendem Einfall, bei der Bestrahlung von Platin mehr als 50% der auftreffenden Teilchen reflektiert wurden.

Die Rückstreuung nahm mit zunehmendem Einfallswinkel stark ab und war weniger als 1% bei  $30^\circ$ . Hier wie auch im folgenden Text ist unter dem Einfallswinkel immer der Winkel zwischen einfallendem Teilchenstrahl und der Oberfläche gemeint. Als jüngste Arbeit seien Messungen von ALBRECHT angegeben, bei denen Spaltteilchen der schweren Gruppe von U-235 mit einheitlicher Masse und Energie an Goldschichten gestreut wurden<sup>11</sup>.

Theoretische Untersuchungen der Rückstreuung von schweren, hochenergetischen Ionen an Metalloberflächen, die die vorliegenden Experimente bestätigen, liegen bis jetzt noch nicht vor. Bei der Rückstreuung handelt es sich zweifelsohne um einen sehr komplexen Prozeß, bei dem auf der einen Seite Vielfachstöße der Teilchen mit den Atomen der durchsetzten Schichten, zum anderen kontinuierliche Energieverluste durch Elektronenanregung berücksichtigt werden müssen.

In der vorliegenden Arbeit werden diese Wechselwirkungen mit Hilfe von Zufallszahlen erfaßt und so einzelne Teilchenschicksale mit einem Rechenprogramm verfolgt. Aus der Verteilung der Teilchenschicksale gewinnt man dann auch einen

Sonderdruckanforderungen an Dr. K. GÜTTNER, II. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Arndtstraße 2.

\* Auszug aus der Dissertation (D 26).

<sup>1</sup> G. N. WALTON, Progress in Nucl. Phys. **6**, 193 [1957].

<sup>2</sup> N. BOHR, Kgl. Dan. Videnskab Selskab, Mat.-Fys. Medd. **18**, 8 [1948].

<sup>3</sup> D. KERR, G. SIEGERT, K. KÜRZINGER, E. KONECNY u. H. EWALD, Z. Naturforsch. **22 a**, 1799 [1967].

<sup>4</sup> R. S. NELSON, The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968.

<sup>5</sup> K. J. BROSTRØM, J. K. BØGGILD u. T. LAURITSEN, Phys. Rev. **58**, 651 [1940].

<sup>6</sup> G. FIEDLER u. W. KALKBRENNER, VI. International Conference on Corpuscular Photography, Florence, 1966, S. 449.

<sup>7</sup> K. GÜTTNER, Diplomarbeit, II. Phys. Inst. Gießen 1968.

<sup>8</sup> J. M. ALEXANDER u. M. F. GAZDIK, Phys. Rev. **120**, 874 [1960].

<sup>9</sup> D. ENGELKEMEIR u. G. N. WALTON, United Kingd. Atom. Energ. Auth. Rep. No. AERE-R 4716 [1964] (unpublished).

<sup>10</sup> D. ENGELKEMEIR, Phys. Rev. **146**, 304 [1966].

<sup>11</sup> J. ALBRECHT, Dissertation, II. Phys. Inst. Gießen 1970. — J. ALBRECHT u. H. EWALD, Z. Naturforsch. **26 a**, 1296 [1971]; nachstehende Arbeit.



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.

Überblick über die Rückstreuung. Prinzipiell wird dabei so vorgegangen, daß man ein Teilchen gewisse Wegstrecken ohne Ablenkung, aber mit kontinuierlichem Energieverlust durch Elektronenanregung, zurücklegen läßt. Am Ende dieser Wegstrecken erfolgt dann jeweils eine Ablenkung, sofern sich das Teilchen noch in der Schicht befindet. Hat das Teilchen eine vorgegebene maximale Schichtdicke durchsetzt, oder ist es reflektiert worden, oder hat es eine vorgegebene Energieschranke unterschritten, dann wird jeweils die Weiterverfolgung des Teilchenschicksals abgebrochen und das entsprechende Ereignis registriert.

Im folgenden wird zunächst allgemein das benutzte Monte-Carlo-Verfahren erläutert<sup>12-14</sup>. Danach wird für ein spezielles Wechselwirkungspotential die Auswahl der Streuwinkel unter Benutzung rein klassischer Methoden beschrieben. Daran schließen sich die Wegstreckenauswahl und dazugehörige Energieverlustbetrachtungen an. Schließlich werden die vorstehenden Modelle auf ein Beispiel angewandt und Vergleiche mit Experimenten gezogen.

### 1. Zufällige Veränderliche

Um die Einzelprozesse auf der Teilchenbahn leichter erläutern zu können, soll zunächst etwas zur Auswahl von zufälligen Veränderlichen, im vorliegenden Fall also die Wegstrecken zwischen den Stößen und die Ablenkungswinkel, gesagt werden. Die Aufgabe besteht darin, eine eindeutige Zuordnung zwischen der Verteilung einer Zufallsvariablen  $Z$  mit  $Z_1 \leq Z \leq Z_2$  und gleichmäßig im Intervall  $0 \dots 1$  verteilten Zufallszahlen  $x$  zu finden. Letztere liefert der Zufallszahlengenerator einer Rechenmaschine in Form von Pseudozufallszahlen. Wegen der eindeutigen Zuordnung werden die Wahrscheinlichkeiten dafür, daß die Variablen in infinitesimale Intervalle der Wertebereiche fallen, gleichgesetzt:

$$P_R(x) dx = P(Z) dZ; \quad (1)$$

dabei sollen  $P_R$  und  $P$  die Dichten der Wahrscheinlichkeitsverteilungen von  $x$  und  $Z$  sein. Es gilt

$$P_R(x) = 1 \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq 1 \\ = 0 \quad \text{für} \quad x < 0 \text{ und } x > 1$$

$$\text{und} \quad P(Z) = 0 \quad \text{für} \quad Z > Z_2 \text{ und } Z < Z_1.$$

Die Integration von (1) führt zu

$$x = \int_{Z_1}^Z P(Z') dZ', \quad (2)$$

woraus man die gewünschte Abhängigkeit  $Z = Z(x)$  erhält. Allerdings muß  $P(Z)$  so normiert sein, daß das Integral

$$\int_{Z_1}^{Z_2} P(Z') dZ'$$

den Wert 1 ergibt.

### 2. Winkelauswahl für den Streuprozess

Die neue Flugrichtung eines Teilchens nach jedem Stoß läßt sich im Laborsystem durch zwei Winkel festlegen: Durch einen Azimutwinkel  $\varphi$ , dessen Werte gleichmäßig im Intervall  $0 \dots 2\pi$  verteilt sind, und den Streuwinkel  $\vartheta$ , der Werte gemäß einer Verteilungsfunktion annehmen kann, die sich mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnittes ermitteln läßt.

Die Streuung von Spaltteilchen an den Atomen einer Metallschicht kann man mit einem Yukawa-Potential beschreiben:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e_0^2}{r} e^{-r/a}, \quad (3)$$

mit  $Z_1$  = Kernladungszahl des ankommenden Teilchens,  $Z_2$  = Kernladungszahl der Schichtatome,  $e_0$  = Elementarladung,  $a$  = Abschirmparameter.

BOHR<sup>2</sup> hat dieses Potential ausführlich diskutiert und für die Konstante  $a$  im vorliegenden Problem die folgende Darstellung angegeben:

$$a = a_0 / \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}, \quad (4)$$

wobei  $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$  cm gleich dem 1. Bohr-Radius ist. Klassische Rechnungen sollten nach Bohr noch gültig sein bis zu Stoßparametern  $\varrho \approx a$ . Diesen entspricht ein unterer Grenzstreuwinkel

$$\vartheta_g \approx b/a, \quad (5)$$

wobei der klassische Umkehrradius  $b$  wie folgt definiert ist

$$b = Z_1 Z_2 e_0^2 / \frac{1}{2} m_0 v^2. \quad (6)$$

$m_0 = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  ist die reduzierte Masse,  $v$  ist die Relativgeschwindigkeit der beiden Teilchen und  $M_1, M_2$  sind die Massen der wechselwirkenden Teilchen.

Auch in dieser Arbeit wird das Einzelstreuproblem nur klassisch behandelt. Auf die Frage nach

<sup>12</sup> M. J. BERGER, Meth. in Comput. Phys. **1**, 135 [1963].

<sup>13</sup> J. K. HAVILAND, Meth. in Comput. Phys. **4**, 109 [1965].

<sup>14</sup> H. ZEIDL u. H. BAIER, Z. Naturforsch. **23 a**, 1988 [1968].

einem geeigneten Grenzstreuwinkel wird an anderer Stelle noch eingegangen werden.

Für die Streuung eines Teilchens an einem einzelnen Atom hat der differentielle Wirkungsquerschnitt die Gestalt

$$d\sigma/d\chi = 2\pi \varrho |d\varrho/d\chi|; \quad (7)$$

dabei ist  $\varrho$  der Stoßparameter und  $\chi$  der dazugehörige Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Man muß also zunächst einmal die Beziehung zwischen Stoßparameter und Streuwinkel kennen. In der klassischen Mechanik leistet aber die Lösung des Zweikörperproblems genau das Geforderte. Für den Ablenkungswinkel  $\chi$  erhält man nach Ermittlung und Integration der Bewegungsgleichungen den folgenden Ausdruck<sup>15</sup>

$$\chi = \pi - 2 \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\varrho/r^2}{\sqrt{1 - (\varrho^2/r^2) - [2V(r)/m_0 v^2]}} dr, \quad (8)$$

mit  $r_{\min}$  gleich der Wurzel des Radikanden.

Obwohl das Integral (8) prinzipiell die Lösung des Einzelstreuproblems darstellt, gibt es nur wenige Potentialtypen, für die dieses Integral geschlossen berechnet werden kann. Eine Methode, die die Integration in geschlossener Form gewährleistet, ist die Potentialanpassung<sup>16</sup>. Dazu wird an das Potential (3) ein abgeschirmtes Coulomb-Potential

$$\begin{aligned} \bar{V}(r) &= E_c \left( \frac{a_c}{r} - 1 \right) & \text{für } r \leq a_c, \\ &= 0 & \text{für } r > a_c, \end{aligned} \quad (9)$$

so angepaßt, daß sowohl die Potentiale als auch ihre ersten Ableitungen für  $r=b$ =klassischer Umkehrradius übereinstimmen. Die Anpassung für diesen  $r$ -Wert liegt nahe, weil der wesentliche Beitrag zur Streuung bei stark abfallenden Potentialen für Stoßparameter in der Nähe von  $b$  geleistet wird.

Mit dieser Anpassung erhält man für die Konstanten in  $\bar{V}(r)$

$$a_c = b + a, \quad (10)$$

$$E_c = (1/2) m_0 v^2 (b/a) e^{-b/a}. \quad (11)$$

Zur Vereinfachung wird eingeführt:

$$E = (b/a) e^{-b/a}. \quad (12)$$

Wesentlich bei dem Potential (9) ist, daß man einen endlichen totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_t = \pi a_c^2 \quad (13)$$

erhält, da  $\bar{V}(r)$  für  $r > a_c$  gleich Null ist. Außerdem ist zu beachten, daß diese Potentialanpassung und daher auch alle sich daraus ergebenden Größen energieabhängig sind. Die Berücksichtigung des Energieverlustes bei der Schichtdurchquerung ist also besonders wichtig.

Mit dem Potential (9) erhält man nach Integration von (8) den gesuchten differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\chi} = \pi \frac{E^2 a_c^2}{4} \left( 1 + \frac{E}{2} \right)^2 \frac{\sin(\chi/2) \cos(\chi/2)}{((1+E) \sin^2(\chi/2) + E^2/4)^2}, \quad (14)$$

wobei  $E$  den in Gl. (12) angegebenen Wert hat. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion der Energie und des Streuwinkels, die sich geschlossen integrieren läßt, was für die Winkelauswahl mit Hilfe von Zufallszahlen von Bedeutung ist.

Das abgeschirmte Potential (9) hat zwar die Eigenschaft, daß es einen endlichen totalen Streuquerschnitt bis zu Streuwinkeln von  $0^\circ$  liefert, aber es ist aus Gründen der Zuverlässigkeit dieses Potentials für sehr kleine Ablenkungen trotzdem empfehlenswert, nur Streuwinkel bis zu einem unteren Grenzwinkel  $\chi_g$  zu berücksichtigen, geringere Ablenkungen aber zu vernachlässigen. Das bedeutet wiederum, daß auch der wirksame totale Streuquerschnitt kleiner wird. Der untere Grenzwinkel geht als leicht zu verändernder Parameter in das Programm ein, wodurch man die Möglichkeit hat, seinen Einfluß auf die Vielfachstreuung zu untersuchen.

Die Beziehung zwischen den Zufallszahlen  $x$  und den Streuwinkeln  $\chi$  stellt nach (2) die Gleichung

$$x = \frac{1}{k} \int_{\chi_g}^{\chi} \frac{d\sigma}{d\chi'} d\chi' \quad (15)$$

her; dabei wird die Normierungskonstante wie folgt berechnet

$$k = \int_{\chi_g}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\chi'} d\chi'.$$

Aus (14) und (15) findet man nach einigen Umformungen

$$\chi = 2 \arcsin \sqrt{\frac{x(1-B)E^2 + (2+E)^2 B}{(2+E)^2 - 4(1-B)(1+E)x}}, \quad (16)$$

mit  $B = \sin^2(\chi_g/2)$ .

<sup>15</sup> L. D. LANDAU u. E. M. LIFSHITS, Mechanik, Akademieverlag, Berlin 1966.

<sup>16</sup> G. LEIBFRIED, Bestrahlungseffekte in Festkörpern, B. G. Teubner, Stuttgart 1965, S. 46 ff.

Die Streuwinkel  $\chi$  im Schwerpunktsystem müssen noch mit der bekannten Beziehung

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\sin \chi}{(M_1/M_2) + \cos \chi} \quad (17)$$

in die Streuwinkel  $\vartheta$  im Laborsystem umgerechnet werden.

Der Azimutwinkel  $\varphi$  ist bei der Einzelstreuung gleichverteilt im Intervall  $0 \dots 2\pi$ , denn das Wechselwirkungspotential ist rotationssymmetrisch. Die Auswahl des jeweiligen Azimuts gestaltet sich daher höchst einfach mittels der Beziehung

$$\varphi = 2\pi x. \quad (18)$$

### 3. Wegstrecken, Energieverluste

Bei der Ermittlung der Wegstrecken zwischen den einzelnen Stößen wird angenommen, daß die streuende Substanz amorph ist. Die regellose Anordnung der Atome in der Schicht ist eine Annahme, die den Verhältnissen in polykristallinen Schichten recht gut entspricht. Die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß auf dem Weg  $s$  ist dann

$$1 - e^{-N\sigma_t s},$$

worin  $N$  die Teilchenzahldichte im durchsetzten Medium und  $\sigma_t$  den totalen Wirkungsquerschnitt für eine Ablenkung bedeuten. Mit den Vereinbarungen des Abschn. 1 kann dafür die folgende Gleichung aufgestellt werden

$$1 - e^{-N\sigma_t s} = \int_0^s f(s') ds'; \quad (19)$$

dabei ist  $f(s') ds'$  gleich der Wahrscheinlichkeit für einen Stoß auf der Wegstrecke zwischen  $s'$  und  $s' + ds'$ . Mit (2) wird daraus

$$1 - e^{-N\sigma_t s} = x$$

$$\text{oder} \quad s(x) = \frac{1}{N\sigma_t} \ln \frac{1}{1-x}. \quad (20)$$

Die Gl. (20) ist die gewünschte Beziehung zwischen den Zufallszahlen  $x$  und den jeweiligen sich daraus ergebenden Wegstrecken.

Der Energieverlust durch Elektronenanregung  $\Delta E_e$  auf diesen geraden Wegstücken wird mit einer modifizierten Form der Bethe-Formel<sup>17</sup> berechnet

$$|dE/ds|_e = CE1 \sqrt{E_v} \ln(CE2 \sqrt{E_v}), \quad (21)$$

mit  $CE1 \sim N \cdot Z_1^{2/3} \cdot Z_2^{1/3} / \sqrt{M_1}$ ,  $CE2 \sim 1/(Z_2^{1/3} \sqrt{M_1})$

und  $E_v$  gleich der Energie des Teilchens zu Beginn der jeweiligen Strecke.

$\Delta E_e$  erhält man durch Multiplikation von (21) mit den einzelnen Wegstücken.

Der Energieverlust durch die zu den Ablenkungen führenden Coulomb-Stöße berechnet sich nach den Gesetzen für elastische Stöße zu

$$\Delta E_c = CE3 E_s \sin^2(\chi/2), \quad (22)$$

mit  $CE3 = 4 M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$  und  $E_s$  gleich der Teilchenenergie vor dem Stoß.

Wegen gewisser Unsicherheiten bei Anwendung dieser Formeln wurden die Energieverluste noch an experimentelle Energiewerte nach Schichtdurchquerungen<sup>18</sup> angepaßt.

### 4. Ergebnisse, Vergleiche mit Experimenten

Als Beispiel für die vorstehenden Überlegungen wird die Streuung von Spaltteilchen an als amorph vorausgesetzten Goldschichten für verschiedene Einfallswinkel und Schichtdicken behandelt. Als Spaltteilchen dienen wegen der vorgenommenen Energieanpassung<sup>18</sup> Teilchen der schweren Gruppe von U-235 mit mittlerer Kernladungs- und Massenzahl und Energie:

$$Z_1 = 53,4; \quad M_1 = 138,14; \quad E_0 = 69,63 \text{ MeV.}$$

Zunächst wurde die Abhängigkeit der Verteilung der Teilchenschicksale vom Grenzstreuwinkel untersucht. Die Verteilungen ändern sich nicht, wenn der Grenzstreuwinkel im Laborsystem zwischen  $0^\circ$  und  $0,3^\circ$  variiert. Wegen der Unsicherheit der Potentialnäherung für die kleinsten Ablenkungen wurde daher für die weiteren Rechnungen ein Grenzwinkel von  $0,3^\circ$  benutzt.

Als nächstes wurde durch Änderung der vorgegebenen Schichtdicke die Beziehung zur Streuung an beliebig dickem Material untersucht. Bei einer Energieschranke von 8 MeV und festem Einfallswinkel ändert sich die Rate der reflektierten Teilchen bei Erhöhung der Schichtdicke von 3000 Å auf 4000 Å praktisch nicht mehr, d. h. die Streuung an 4000 Å dicken Schichten kann mit guter Näherung der Streuung an beliebig dickerem Material gleichgesetzt werden. Interessant ist außerdem, daß die Hälfte der reflektierten Teilchen schon aus den ersten 1000 Å stammt. Die folgenden Rechnungen wurden

<sup>17</sup> K. IZUI, J. Phys. Soc. Japan **22**, 1015 [1967].

<sup>18</sup> S. KAHN u. V. FORGUE, Phys. Rev. **163**, 290 [1967].

nun bis auf einige Ausnahmen alle mit 4000 Å dicken Schichten durchgeführt.

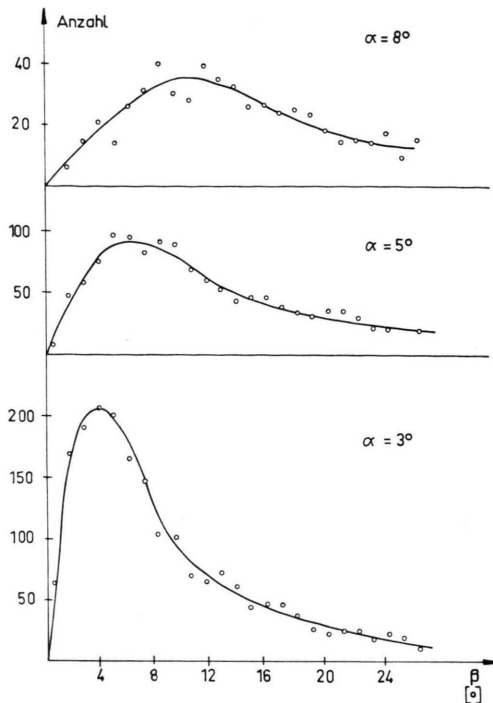


Abb. 1. Projizierte Reflexionswinkel  $\beta$  der reflektierten Teilchen für verschiedene Einfallswinkel  $\alpha$ . Schichtdicke=4000 Å;  $E_{\min}=5$  MeV.

Wenn man sich die Bahnen aller reflektierten Teilchen senkrecht auf die Einfallsebene projiziert denkt, so erhält man die Verteilung des projizierten Reflexionswinkels  $\beta$ . Den Verlauf dieser Verteilung für verschiedene Einfallswinkel  $\alpha$  zeigt Abb. 1. Als Energieschranke wurde  $E_{\min}=5$  MeV gewählt. Die Maxima der Kurven liegen für die Einfallswinkel  $3^\circ$  und  $5^\circ$  in der Nähe derselben Werte, also ähnlich der optischen Reflexion. In der Umgebung der Maxima ist die räumliche Verteilung der reflektierten Teilchen senkrecht zur Einfallsebene breiter als in der Einfallsebene. Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den Experimenten. Die mittlere Stoßzahl aller reflektierten Teilchen ändert sich mit dem Einfallswinkel. Sie wächst von 31 für  $\alpha=3^\circ$  auf 43 für  $\alpha=8^\circ$ . Allerdings werden auch einige Teilchen schon nach einem Stoß reflektiert, andere dagegen erst nach 80 Stößen.

Der Prozentsatz der reflektierten Teilchen läßt sich am übersichtlichsten in einem Diagramm mit halblogarithmischer Einteilung wiedergeben (Abb.

2). Neben den für zwei verschiedene Energieschranken berechneten Werten enthält diese Abbildung auch die experimentell ermittelten Kurven von ENGELKEMEIR und WALTON (I) <sup>9</sup> für Spaltteilchen von U-235 und von ENGELKEMEIR (II) <sup>10</sup> für schwere Spaltprodukte von Cf-252. Die Diskrepanz zwischen den beiden experimentellen Kurven erklärt Engelkemeir zum großen Teil damit, daß bei der Arbeit (I) der Prozentsatz der reflektierten Teilchen unter Annahme idealisierter, geometrischer Bedingungen durch Integration ermittelt wurde, während die tatsächliche Anordnung davon abwich. Da im Experiment (II) die Detektorempfindlichkeitsgrenze bei 8 MeV lag, was etwa 10% der mittleren Anfangsenergie  $\bar{E}_0$  von schweren Cf-252-Spaltprodukten ist, bei der Rechnung hingegen die 5 MeV bzw. 8 MeV von der gewählten Anfangsenergie  $E_0=69,63$  MeV 7,2% bzw. 11,5% betragen, wird eine sinnvolle Energieschranke für die Rechnung zwischen den beiden gewählten Werten liegen. Die berechneten Prozentsätze werden dann um 1–2% kleiner als die im Experiment (II) gemessenen Werte sein, doch ist auch dann noch die Übereinstimmung als recht gut zu bezeichnen, wenn man die breite Energie- und Massenverteilung bei den Experimenten mitberücksichtigt.

Bei den Messungen von ALBRECHT <sup>11</sup> war der Anteil der reflektierten Teilchen für die verschiedenen Einfallswinkel nur etwa halb so groß wie die für eine Energieschranke von 8 MeV berechneten Werte. Allerdings war bei diesen Experimenten die untere Nachweisgrenze der benutzten Detektoren etwa 20 MeV. Daher lag der Gedanke nahe, die Energie-

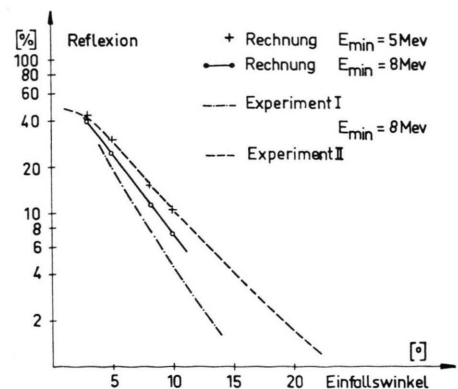


Abb. 2. Prozentuale Verteilung reflektierter Spaltteilchen als Funktion des Einfallswinkels.

U-235:  $E_0=69,63$  MeV;  $E_{\min}=8$  MeV  $\hat{=}$  11,5% von  $E_0$ ;  
 $\hat{=}$  5 MeV  $\hat{=}$  7,2% von  $E_0$ ;  
 Cf-252:  $\bar{E}_0=79,4$  MeV;  $E_{\min}=8$  MeV  $\hat{=}$  10,1% von  $E_0$ .

schränkenabhängigkeit der Reflexionsrate bei fester Schichtdicke und festem Einfallswinkel zu untersuchen. Die Abb. 3 zeigt das Ergebnis der Rechnungen für einen Einfallswinkel von  $\alpha = 5^\circ$  und verschiedene Schichtdicken als Parameter. So sieht man, daß beispielsweise bei einer Schichtdicke von 3000 Å der Prozentsatz der reflektierten Teilchen von 24,6% für 8 MeV auf 10,5% bei 25 MeV sinkt, also um mehr als den Faktor 2. Das ist auch die Erklärung dafür, daß die Messungen von Albrecht zu Werten führen, die deutlich unter den anderen experimentellen und den für kleine Energieschranken berechneten Werten liegen.

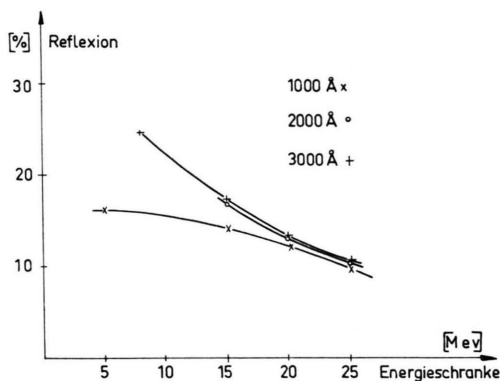


Abb. 3. Prozentuale Verteilung der reflektierten Teilchen in Abhängigkeit von der Energieschranke für verschiedene Schichtdicken bei einem Einfallswinkel  $\alpha = 5^\circ$ .

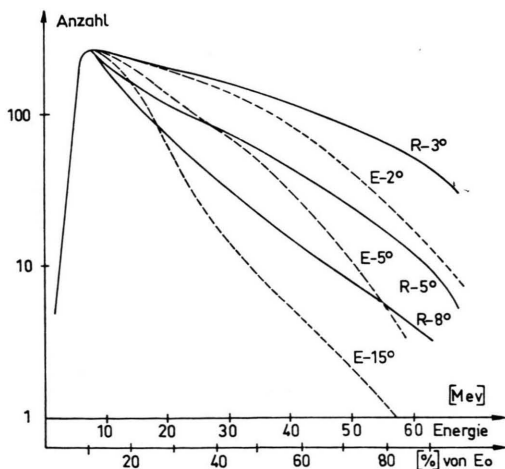


Abb. 4. Berechnete (R) und gemessene (E) Energiespektren für verschiedene Einfallswinkel.

Die Gegenüberstellung berechneter und von ENGELKEMEIR<sup>10</sup> für schwere Spaltprodukte von Cf-252

gemessener Energiespektren zeigt Abb. 4. Die Spektren wurden auf die gleiche Teilchenzahl bei ungefähr 10% der Anfangsenergie normiert. Das wesentlichste Ergebnis ist, daß sich für die kleinsten Einfallswinkel die Kurven bis fast zur Anfangsenergie erstrecken, während für größere Einfallswinkel der Anteil der Teilchen mit dieser maximalen Energie weit unter 1% liegt. Die qualitative Übereinstimmung ist zufriedenstellend, wenn man die schlechte Statistik bei der Rechnung und die breite Energieverteilung beim Experiment in Betracht zieht.

## 5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Vielfachstreuung von hochenergetischen, schweren Ionen in Metallschichten, insbesondere die Rückstreuung an Oberflächen mit der Monte-Carlo-Methode behandelt. Mit Hilfe eines Rechenmaschinenprogramms wird jedes Teilchenschicksal in der Materieschicht verfolgt, wobei die streuenden Atome als regellos verteilt angenommen werden. Als Potential für die Einzelwechselwirkungen dient ein abgeschirmtes Coulomb-Potential, mit dem sich der Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Stoßparameter in geschlossener Form darstellen läßt. Die Energieverluste der Teilchen in der Schicht durch Elektronenanregung und durch die zu den Ablenkungen führenden Kernstöße werden mitberücksichtigt.

Das Programm liefert die Winkel- und Energieverteilung der reflektierten Teilchen, sowie die prozentuale Verteilung sämtlicher Teilchenschicksale. Weiterhin ermöglicht es, Aussagen über Eindringtiefen und Stoßzahlen der reflektierten Teilchen zu machen, sowie auch die Winkelverteilung und Energieverteilung von Teilchen, die Schichten beliebiger Dicke unter beliebigem Winkel, speziell aber bei senkrechtem Aufprall, durchsetzen, zu bestimmen.

Als Beispiel werden die Streuungen an Goldschichten durchgerechnet und die Schichtdicken- und Energieschrankenabhängigkeiten untersucht; letzteres um verschiedene Detektorempfindlichkeiten erfassen zu können. Als wesentlichste Feststellung ergibt sich, daß bei nahezu streifendem Einfall ( $\leq 3^\circ$ ) mehr als 40% der auftreffenden Teilchen an der Oberfläche des festen Materials reflektiert werden, der größte Teil davon unter einem Winkel, der annähernd gleich dem Einfallswinkel ist. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit Experimenten, bei denen

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 ENGELKEMEIR 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. ENGELKEMEIR u. G. N. WALTON, United Kingd. Atom. Energy Author. Rep. AERE-R 4716 [1964].