

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

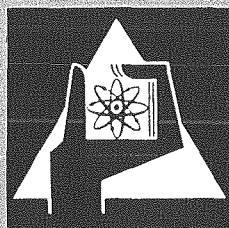
März 1971

KFK 1369

Institut für Radiochemie

Spezifischer Energieverlust und effektive Ladung
von Spaltprodukten in metallischen Absorbern

H. Albrecht



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Kernforschungszentrum Karlsruhe

März 1971

KFK 1369

Institut für Radiochemie

Spezifischer Energieverlust und effektive Ladung von
Spaltprodukten in metallischen Absorbern *)

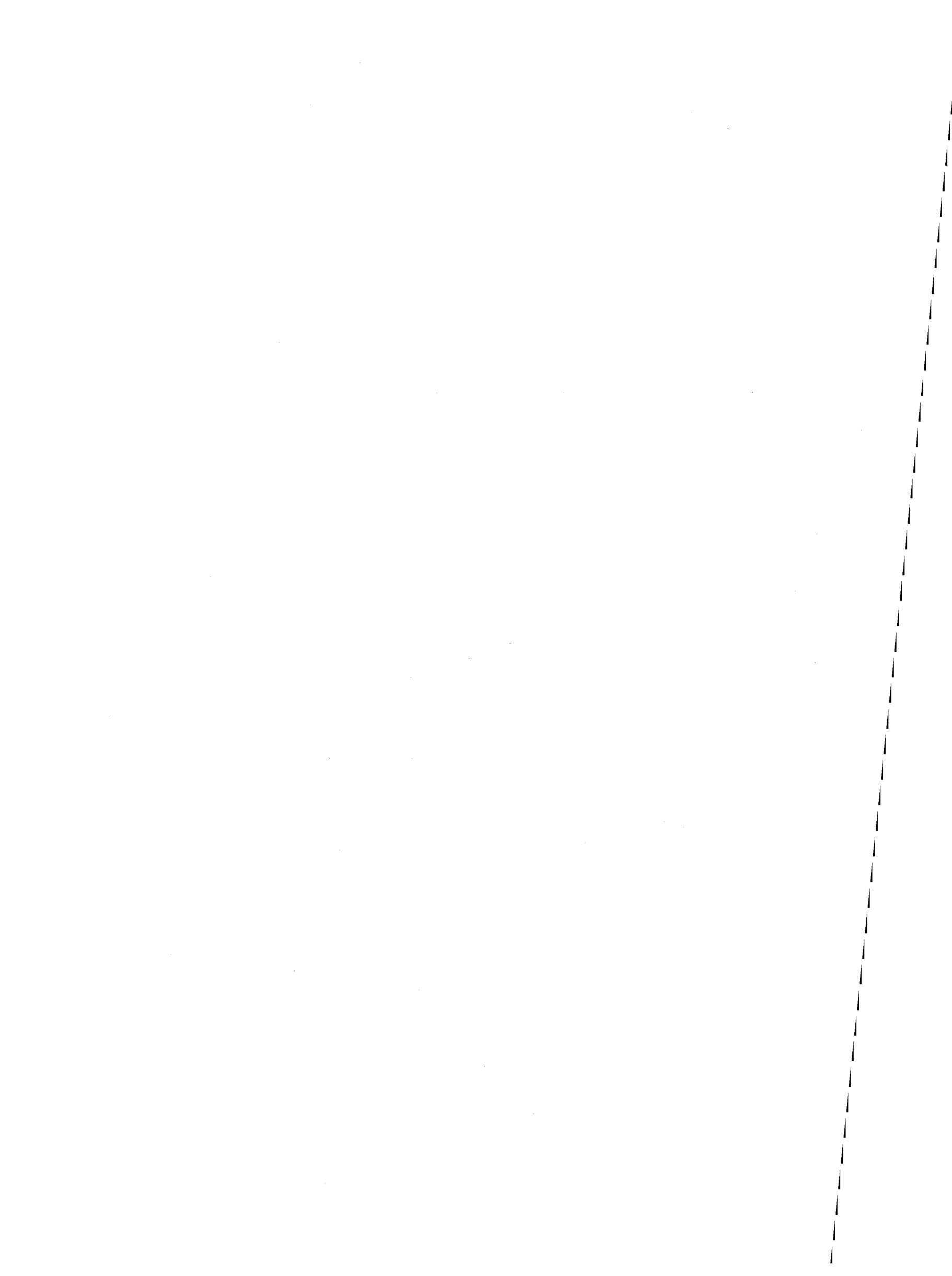
von

Helmut Albrecht

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*) Von der Fakultät für Chemie der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

<u>Inhalt</u>	Seite
Einführung	1
1. Theorie des spezifischen Energieverlustes	2
1.1. Gleichungen von Bohr, Bethe und Bloch	2
1.1.1. Bedingungen für die Bremszahl	4
1.1.2. Die effektive Ladung	6
1.2. Gleichungen von Lindhard, Münzel, Pierce und Blann	9
2. Experimentelle Untersuchungen	14
2.1. Messung des spezifischen Energieverlustes	14
2.2. Messung der effektiven Ladung	21
3. Ergebnisse	36
4. Diskussion	48
5. Literatur	55



Zusammenfassung

Der spezifische Energieverlust von Spaltprodukten wurde bestimmt, indem zwischen einer Cf^{252} -Quelle mit sehr dünner Unterlage und einem Halbleiterzähler verschiedene Al-, Ni-, Ag- und Au-Absorberfolien mit Flächengewichten von 0,1 bis $2,0 \text{ mg/cm}^2$ angebracht wurden. Durch Verwendung eines weiteren Detektors auf der anderen Seite der Quelle ließen sich sowohl die Energie als auch die Masse der Spaltprodukte ermitteln. Der erfaßte Massen- und Energiebereich lag zwischen 90 und 150 AMU bzw. 0,4 und 1,1 MeV/AMU.

Die Ergebnisse wurden mit den experimentellen Daten von Moak und Brown, Kahn und Forgue, Kalish et al. und von Müller und Gönnewein verglichen, außerdem wurde die Anwendbarkeit einer halbempirischen Formel von Münzel geprüft. Für die von Lindhard et al. aufgestellte Gleichung für dE/dx wurde ein von der Kernladung des Ions abhängiger Korrekturfaktor ermittelt.

Die effektive Ladung Z_{eff} ließ sich durch Ablenkung der Spaltprodukte in einem Magnetfeld bestimmen. Diese Messung diente vor allem dazu, die Aussagen der klassischen Bremsformel von Bohr experimentell zu prüfen. Es ergab sich jedoch, daß diese Formel trotz Berücksichtigung der Schalenkorrekturen für die Abbremsung von Spaltprodukten nicht verwendbar ist.

Eine Berechnung der effektiven Ladung in gasförmigen Absorbern läßt sich -wie durch Anwendung einer Formel von Sommerfeld gezeigt wird- mit dem statistischen Atommodell durchführen. Im Falle von festen Absorbern ist man wegen des theoretisch noch nicht erfaßten Dichteeffektes jedoch auf empirische Formeln für Z_{eff} angewiesen. Dafür kommt eine von Leischner vorgeschlagene Gleichung in Frage, die durch die hier erhaltenen Ergebnisse gut bestätigt wird.

Summary

The specific energy loss of fission fragments was measured by placing different Al-, Ni-, Ag-, and Au-Foils between a Cf^{252} -fission source deposited on an extremely thin backing, and a semiconductor detector. The thickness range of the foils was 0.1 to 2.0 mg/cm^2 . By using a second detector, placed on the reverse side of the fission source, it was possible to measure the energy as well as the mass of the fission fragments. The energy and mass ranges covered were 0.4 to 1.1 Mev/AMU and 90 to 150 AMU, respectively.

The results were compared with the experimental data of Moak and Brown, Kahn and Forgue, Kalish et al., and of Müller and Gönnewein. Furthermore, the applicability of a semiempirical formula of Münzel was examined. To the equation for dE/dx of Lindhard et al. a correction factor was added, which depends on the nuclear charge of the fission fragments.

The effective charge Z_{eff} was determined by deflection of the fragments in a magnetic field. This measurement was carried out in order to investigate, whether or not Bohr's classical theory might be applied to the slowing down of the fission fragments. The result obtained was that the equation of Bohr does not hold, even when the shell correction terms are considered.

The calculation of the effective charge for gaseous absorbers can be carried out using the Thomas-Fermi model of the atom. This is shown by application of a formula of Sommerfeld based on this model. In the case of solid absorbers one is restricted to empirical formulae because the influence of the density effect is not yet calculable. One of these formulae, which was proposed by Leischner, is verified by the results of our measurements.

Einführung

Untersuchungen über die Abbremsung schwerer Ionen haben in letzter Zeit stark an Bedeutung gewonnen. So spielt die Kenntnis des spezifischen Energieverlustes und der Reichweite von Spaltprodukten z.B. bei der Entwicklung von Brennelementen für Kernreaktoren eine wichtige Rolle. Ferner denkt man beim Bau von Schwerionen-Beschleunigern an die Verwendung von sog. Stripper-Folien, die dazu dienen sollen, den Ladungszustand der Ionen zu erhöhen. Dadurch lassen sich bei der gleichen Beschleunigungsspannung höhere kinetische Energien erzielen. Schließlich ist es auch wichtig, bei Experimenten mit hochbeschleunigten schweren Teilchen deren Wechselwirkung mit gasförmiger oder fester Materie zu kennen. Es ist daher das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Abhängigkeit des spezifischen Energieverlustes schwerer Ionen von ihrer Energie und Masse und vom Absorbermaterial zu untersuchen. Ferner soll ermittelt werden, wie sich der Ladungszustand der Ionen bei der Abbremsung ändert und wie weit die experimentellen Ergebnisse mit den Aussagen der Theorie übereinstimmen.

Beim Durchgang eines schweren geladenen Teilchens durch Materie sind zwei Arten der Wechselwirkung möglich: im Bereich hoher Energien finden Stöße mit den Elektronen der Absorberatome statt, wobei diese entweder angeregt oder ionisiert werden; im Bereich niedriger Energien kommt es vorwiegend zu elastischen Stößen mit den Kernen des Absorbermaterials. Der Energieverlust pro Weglängeneinheit, der sog. spezifische Energieverlust, läßt sich demnach als Summe zweier Anteile angeben:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ionisation}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Kernstreuung}}$$

In dem von uns betrachteten Energiebereich von 0,5 bis 1,1 MeV/AMU ist jedoch der Ionisationsanteil bei weitem dominierend, so daß wir den Anteil der Kernstreuung in 1. Näherung

vernachlässigen können. Für Protonen und α -Teilchen, die man im weiteren Sinne auch zu den schweren Teilchen rechnet, liegen inzwischen umfangreiche Daten über den spezifischen Energieverlust vor (B1,F1,W1,W2). Anders ist der Sachverhalt bei Aussagen über Ionen aus dem Massenbereich oberhalb von 10 AMU und vor allem über Spaltprodukte, deren Massen zwischen 80 und 160 AMU liegen. Die dafür bekannten Ergebnisse beschränken sich entweder auf einzelne, gut nachweisbare Ionenarten (B2,C1,M1) oder nur auf die Mittelwerte der leichten und schweren Spaltproduktmassen (K1,M2,M3).

Bei der theoretischen Behandlung der Abbremsung stellen die von Bohr, Bethe und Bloch abgeleiteten Formeln eine Grundlage dar, die sich - mit gewissen Ergänzungen - bei der Anwendung auf Protonen und α -Teilchen recht gut bewährt hat. Welche Schwierigkeiten sich aber ergeben, wenn man mit den gleichen Formeln den Energieverlust von Spaltprodukten berechnen will, wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

Zum Vergleich mit experimentellen Ergebnissen werden vielfach auch die Aussagen einer Theorie von Lindhard et al. (L1) benutzt. Daneben gibt es verschiedene Ansätze, den Energieverlust durch halbempirische Gleichungen zu beschreiben (M4,P1).

1. Theorie des spezifischen Energieverlustes

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die Theorie der Abbremsung schwerer geladener Teilchen gegeben, ausführliche Darstellungen finden sich in Übersichtsartikeln von Bethe und Ashkin (B1), Northcliffe (N1), Starodubtsev und Romanov (S1) und anderen (E1,L2).

1.1. Gleichungen von Bohr, Bethe und Bloch

Auf Grund der klassischen, nichtrelativistischen Stoßtheorie entwickelte Bohr (B3) eine Formel für den spezifischen Energieverlust durch Ionisation $(dE/dx)_I$. Er ging zunächst von der Annahme aus, daß man die Elektronen der Absorberatome als frei betrachten kann, und berechnete dann mit Hilfe des

Wirkungsquerschnitts für die Coulombstreuung die Energieübertragung auf ein einzelnes Elektron. Der Energieverlust pro cm Wegstrecke ergab sich daraus durch Multiplikation mit Z_A , der Ordnungszahl des Absorbermaterials, und mit N , der Zahl der Absorberatome pro cm^3 :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_I = \frac{4\pi \cdot Z_I^2 \cdot e^4}{m_e \cdot v_I^2} \cdot N \cdot Z_A \cdot \ln \left\{ \frac{1,123 \cdot m_e \cdot v_I^3}{I \cdot Z_I} \right\} \text{ ergs/cm} \quad (1)$$

Hierbei bezieht sich der Index I jeweils auf das Ion und der Index A auf den Absorber; weiterhin gilt:

m_e, e = Masse und Ladung des Elektrons

Z = Kernladung

v = Geschwindigkeit

I = mittlere Anregungsenergie der Elektronen eines Absorberatoms.

Nach Einsetzung aller Konstanten und Übergang zu dem Energieverlust pro Flächengewicht ergibt sich

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_I = 0,143 \cdot \frac{Z_I^2 \cdot A_I}{E_I \cdot A_A} \cdot B \quad \frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \quad (2)$$

Für die sog. Bremszahl gilt dabei der Ausdruck

$$B = Z_A \cdot \ln \left\{ \frac{7830}{I \cdot Z_I} \cdot \left(\frac{E_I}{A_I}\right)^{3/2} \right\} \quad (3)$$

Die Massenzahlen A_I und A_A sind hierbei in AMU, die Energie E_I in MeV und die mittlere Anregungsenergie I in eV einzusetzen. I läßt sich nach Bloch (B4, B5, F1) anhand der einfachen Formel

$$I = k \cdot Z_A \quad (4)$$

berechnen, mit k als einer Materialkonstanten, deren Größe für alle $Z_A > 10$ zwischen 9 und 15 liegt.

Von Bethe (B6) stammt die erste rein wellenmechanische Behandlung des spezifischen Energieverlustes. Durch Anwendung der Bornschen Näherung erhielt er bei nichtrelativistischer Geschwindigkeit des Ions für die Bremszahl

$$B = Z_A \cdot \ln \left\{ \frac{2 m_e \cdot v_I^2}{I} \right\} = Z_A \cdot \ln \left\{ \frac{2194}{I} \cdot \frac{E_I}{A_I} \right\} \quad (5)$$

Das ist ein in zweifacher Hinsicht anderer Ausdruck als der von Bohr (3); es fehlt nämlich der Faktor Z_I im Nenner, und die Potenz von $\frac{E_I}{A_I}$ ist eine andere.

Es gelang Bloch (B4), diese Diskrepanz zu klären, indem er eine Formel ableitete, die die beiden Aussagen von Bohr und Bethe als entgegengesetzte Grenzfälle in sich vereint. Danach gilt der klassische Ausdruck von Bohr für

$$Z_I \cdot \frac{v_0}{v_I} \gg 1, \quad (6)$$

wobei v_0 die Geschwindigkeit des Elektrons auf der 1. Bohrschen Bahn des H-Atoms bedeutet. Für die Ableitung von Bethe besteht dagegen die umgekehrte Bedingung

$$Z_I \cdot \frac{v_0}{v_I} \ll 1, \quad (7)$$

weil bei Anwendung der Bornschen Näherung die Amplitude der Streuwelle immer klein sein muß gegenüber derjenigen der einfallenden Welle.

1.1.1. Bedingungen für die Bremszahl

Die beiden letzten Ungleichungen sollen nun auf die Abbremsung von Spaltprodukten bezogen werden. Für sie ist $Z_I > 35$ und $v_I < 6 v_0$, so daß man erhält

$$Z_I \cdot \frac{v_0}{v_I} > 6$$

Die Voraussetzung (6) für den Bohrschen Ansatz ist damit erfüllt, während die Bremszahl nach Bethe offenbar nicht in Frage kommt.

Dennoch besteht - wie oben schon kurz angedeutet - auch bei Anwendung der Bohrschen Formel noch die Einschränkung, daß die Elektronen der Absorberatome als frei anzusehen sind. Diese Voraussetzung trifft nur dann zu, wenn die Geschwin-

digkeit v_I der Spaltprodukte wesentlich größer ist als die Geschwindigkeit v_K der Elektronen auf der innersten Schale der Absorberatome, wenn also

$$v_I \gg v_K \cong Z_A \cdot v_0 \quad (8)$$

Schon für relativ leichte Absorber wie Aluminium ist aber

$$v_I < 6 \cdot v_0 < v_K \cong 13 v_0$$

Das gleiche Problem tritt auf, wenn es sich um die Abbremsung von niederenergetischen Protonen oder α -Teilchen handelt. Dort gelang es, die Gültigkeit der Bremsformel ⁺⁾ auf den Geschwindigkeitsbereich zu erweitern, in dem die Ungleichung (8) nicht mehr erfüllt ist.

Man ging nämlich von der Überlegung aus, daß die innersten Elektronen der Absorberatome auf die Abbremsung niederenergetischer Teilchen nur einen sehr geringen Einfluß haben. Für die mittlere Anregungsenergie I ist daher in Gl. (3) ein anderer Wert zu verwenden, was jedoch meist dadurch berücksichtigt wird, daß man den Ausdruck für die Bremszahl durch die sog. Schalen-Korrekturterme erweitert:

$$B = Z_A \cdot \ln \left\{ \frac{7830}{I \cdot Z_I} \left(\frac{E_I}{A_I} \right)^{3/2} \right\} + c_K + c_L + \dots \quad (9)$$

Hierin bedeutet c_K eine Korrektur von I bzgl. der K-Schale, c_L eine solche bzgl. der L-Schale usw. Für I selbst steht aber weiterhin der Wert der unkorrigierten mittleren Anregungsenergie, die für hohe Teilchengeschwindigkeiten gilt.

Theoretische Abschätzungen der Korrekturterme wurden bisher nur für die K- und L-Schale durchgeführt (N2,H1), und auch nur für die Abbremsung von Protonen und α -Teilchen. Ob sich die dabei erhaltenen Ergebnisse auf Spaltprodukte anwenden lassen, ist aber noch eine offene Frage.

⁺⁾ Für energiereiche leichte Teilchen ist Gl. (2) in Verbindung mit der Bremszahl von Bethe zu verwenden, aber auch in diesem Fall muß (8) erfüllt sein.

Deshalb soll mit den in dieser Arbeit durchgeführten Versuchen u.a. geklärt werden, ob sich die Bremszahl B in der Version der Gl. (9) auf Spaltprodukte anwenden läßt.

1.1.2. Die effektive Ladung

Neben B gibt es noch eine andere Größe in der Bremsformel, die einer genaueren Diskussion bedarf: die Kernladung Z_I der Spaltprodukte. Bei der Ableitung der Formel (2) wurde von der Coulombstreuung ausgegangen und dabei vorausgesetzt, daß die gesamte Kernladung der stoßenden Teilchen wirksam wird. Wie man aber bei Ablenkversuchen im Magnetfeld festgestellt hat, sind Spaltprodukte keine nackten Kerne, sondern Ionen, denen nur ein Teil der Elektronenhülle fehlt. Deshalb ist in den Gl. (1), (2), (3) und (9) die Kernladung durch die Ionenladung zu ersetzen. Wenn man diese mit Q bezeichnet und das Verhältnis Q/Z_I mit γ (das der relativen Ionenladung entspricht), so kann man auch das Produkt $\gamma \cdot Z_I$ in die Bremsformel einführen. Damit ist dann

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_I = 0,143 \frac{(\gamma \cdot Z_I)^2 \cdot A_I}{E_I \cdot A_A} \cdot B \quad \frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \quad (10)$$

und
$$B = Z_A \ln \left\{ \frac{7830}{\gamma \cdot Z_I \cdot I} \left(\frac{E_I}{A_I}\right)^{3/2} \right\} + c_K + c_L + \dots \quad (11)$$

$\gamma \cdot Z_I$ wird auch als effektive Ladung bezeichnet.

Nun bleiben während der Abbremsung die Größen Q bzw. γ nicht konstant. Einerseits werden nämlich bei Stößen mit den Absorberatomen aus der Hülle des Ions laufend Elektronen herausgeschlagen, andererseits neigt das Ion aber auch dazu, Elektronen aus dem Absorber an sich zu reißen und so die Löcher in seiner Hülle teilweise wieder aufzufüllen. Aus diesen gegenläufigen Prozessen der Abstreifung und Anlage- rung ergibt sich im statistischen Gleichgewicht die mittlere Ionenladung. Sie hängt im wesentlichen von der Geschwindig-

keit und Kernladung des Ions ab. Über den Grad dieser Abhängigkeit ist aber bisher noch wenig bekannt.

Von Bohr (B7) wurde ein Ansatz entwickelt, dessen Aussagen für Spaltprodukte wenigstens in 1. Näherung mit denen des Experiments übereinstimmen. Er nimmt an, daß alle diejenigen Elektronen aus der Hülle des Ions abgestreift werden, deren Bahngeschwindigkeit kleiner ist als die Eigengeschwindigkeit des Ions. Für das äußerste beim Ion verbleibende Elektron gilt danach

$$v_e \approx v_I \quad (12)$$

Unter Anwendung des statistischen Atommodells von Thomas und Fermi kam Bohr dann zu der Abschätzung

$$Q = \gamma \cdot Z_I = Z_I^{1/3} \cdot \frac{v_I}{v_0} \quad \text{für } v_I > v_0 \quad (13)$$

$v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$ bedeutet wieder die Geschwindigkeit des Elektrons auf der 1. Bohrschen Bahn des H-Atoms.

Die Ableitung dieses Ergebnisses soll im folgenden kurz dargestellt werden: Bezeichnet man die Geschwindigkeit des Elektrons auf der v -ten Bahn des H-Atoms mit v (v =Hauptquantenzahl), so ist zunächst

$$v = \frac{Z}{v} \cdot v_0$$

Für schwere Atome gilt im Prinzip die gleiche Beziehung, wenn man für Z die effektive Ladung $\gamma \cdot Z_I$ einsetzt und v als eine effektive Quantenzahl ansieht, die nicht notwendigerweise ganzzahlig ist.

Bezeichnet man das äußerste Elektron des neutralen Atoms mit $n=1$, das nächst innere mit $n=2$ usw. bis $n=Z_I$, so erhält man

$$v_n = \frac{\gamma \cdot Z_I}{v} \cdot v_0 \quad \text{oder} \quad \gamma \cdot Z_I = v \cdot \frac{v_n}{v_0} \quad (14)$$

In den beiden Extremfällen $n=1$ und $n=Z_I$ läßt sich der Wert von v leicht angeben. Für das äußerste Elektron ist nämlich

$\gamma \cdot Z_I = 1$, weil die Kernladung durch die anderen Elektronen fast ganz abgeschirmt wird; da außerdem $v_1 = v_0$ ist, folgt $v \approx 1$.

Das innerste Elektron steht dagegen unter dem Einfluß der gesamten Kernladung, weshalb $\gamma \cdot Z_I = Z_I$ ist und mit $v_n = v_K = Z_I \cdot v_0$ (vgl. (8)) auch wieder $v=1$ resultiert. Für alle übrigen Elektronen ist die Betrachtungsweise nicht so einfach. Hier setzen die statistischen Überlegungen ein, die zu dem Ergebnis führen, daß in dem mittleren Bereich zwischen $n=1$ und $n=Z_I$ gilt

$$v = Z_I^{1/3} \quad (15)$$

Wenn man schließlich für das äußerste Elektron des Ions die Beziehung $v_n = v_I$ verwendet (vgl. (12)), so ergibt sich mit (15) direkt der Bohrsche Ausdruck (13).

Knipp und Teller (K2) machten den Versuch, die Formel von Bohr an experimentelle Ergebnisse anzupassen. Sie gingen wie Bohr von der Vorstellung aus, daß die Ionenladung vom Verhältnis v_I/v_e abhängt, doch sie ersetzten die Bedingung $v_I \approx v_e$ für das äußerste Elektron des Ions durch die allgemeinere Gleichung

$$v_e = \zeta \cdot v_I \quad (16)$$

Für die zunächst als konstant angenommene Größe ζ ermittelten sie aus Messungen der Luftreichweite von Spaltprodukten Werte von 1,5 bis 1,9.

Andere Autoren bezogen sich ebenfalls auf die Bohrsche Abschätzung (13), nahmen aber eine andere Verallgemeinerung vor mit dem Ansatz

$$\gamma = \frac{Q}{Z_I} = f\left(\frac{v_I}{v_0 \cdot Z_I^{2/3}}\right) = f(v_R)$$

mit

$$v_R = \frac{v_I}{v_0 \cdot Z_I^{2/3}}$$

Für die so definierte Funktion $f(v_R)$ gibt es bisher nur empirisch abgeleitete Formeln, so z.B. von Booth und Grant (B8) oder von Pierce und Blann (P1).

Auf weitere Versuche, die Ionenladung theoretisch abzuschätzen (B9,D1,L3,N3), sei hier nicht eingegangen. Sie alle gehen notwendigerweise von vereinfachten Annahmen aus, wie etwa der statistischen Betrachtungsweise der Elektronenhülle. Effekte, die auf der Schalenstruktur beruhen, Mehrfachelektronenwechsel, Elektronenverluste aus Anregungszuständen der Hülle und vor allem die verschiedenen Eigenschaften des Absorbermaterials bleiben stets unberücksichtigt.

Es soll daher durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen geprüft werden, inwieweit die hier genannten Abschätzungen zutreffen bzw. in welcher Weise sie sich dem tatsächlichen Sachverhalt anpassen lassen.

1.2. Gleichungen von Lindhard, Münzel, Pierce und Blann

Neben den bisher erwähnten Theorien zum spezifischen Energieverlust, die sich alle auf den Ionisationsanteil $(dE/dx)_I$ bezogen, sei auch die etwas jüngere, auf dem Thomas-Fermischen Atommodell beruhende Theorie von Lindhard, Scharff und Schiott (L1) angeführt. Sie liefert für $Z_I > 10$ und $v_I < v_0 \cdot Z_I^{2/3}$, d.h. also auch für Spaltprodukte, folgende Gleichung

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_I = 8\pi e^2 a_0 \xi_e N \frac{Z_I \cdot Z_A}{(Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v_I}{v_0} \quad (17)$$

mit $a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$

N = Anzahl der Absorberatome pro cm^3

$$\xi_e \approx Z_I^{1/6}$$

Die genannten Autoren haben auch den Anteil $(dE/dx)_K$ des Energieverlustes bestimmt, der durch Kernstreuung zustandekommt. Danach gilt für das Verhältnis

$$\alpha = \frac{(dE/dx)_K}{(dE/dx)_I}$$

der in Abb. 1 wiedergegebene Zusammenhang. Als Abszisse ist in dieser Darstellung die dimensionslose Größe $\epsilon^{1/2}$ gewählt, was den Vorteil hat, daß sich für alle Ionen- und Absorberarten eine einzige Kurve ergibt. Aus ϵ läßt sich die Ionenenergie E_I (in MeV) anhand von Gl. (18) berechnen:

$$\epsilon = 0,8853 \frac{a_0 \cdot A_A}{Z_I Z_A \cdot e^2 (A_I + A_A) (Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{1/2}} \cdot E_I \quad (18)$$

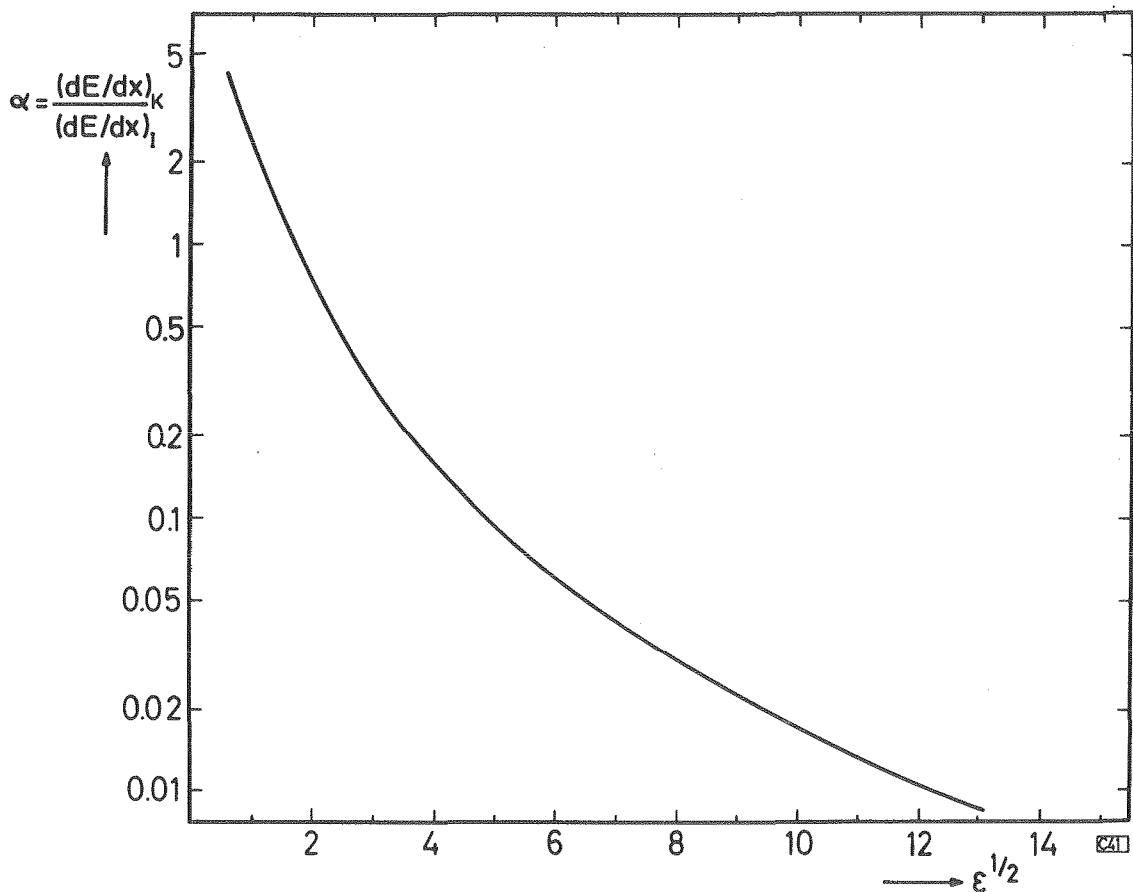


Abb. 1: Verhältnis α von Kernstreu-Anteil und Ionisationsanteil des spezifischen Energieverlustes nach Lindhard (ϵ ist durch Gl. (18) definiert).

Der Anteil $(dE/dx)_K$ ist für schwere Spaltprodukte, niedere Energien und Absorber mit hoher Kernladung am größten; er bleibt aber in dem von uns betrachteten Massen- und Energiebereich ($M_I \leq 160$ AMU, $E_I \geq 60$ MeV) immer unter 7 %. Es genügt also, beim Vergleich von experimentellen mit theoretischen Werten für den spezifischen Energieverlust nur die Formeln für den Ionisationsanteil zu benutzen.

Auf einen Nachteil der Formel von Lindhard wurde von Münzel (M5) hingewiesen. Er zeigte, daß der nach (17) gebildete Quotient $\frac{(dE/dx)_a}{(dE/dx)_b}$ für eine Ionenart und verschiedene Absorbermaterialien a und b im Gegensatz zu zahlreichen experimentellen Daten keine Energieabhängigkeit aufweist. Das gleiche gilt für den Quotienten $\frac{(dE/dx)_\alpha}{(dE/dx)_\beta}$ für verschiedene Ionenarten, aber gleiche Absorber.

Eine von Münzel aufgestellte Gleichung für den spezifischen Energieverlust durch Ionisation lautet

$$\frac{dE}{dx} \left(\frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \right) = a \cdot \frac{Z_I^2 \cdot Z_A}{A_A} \cdot \left\{ 1 - e^{-K_1 (1 - \exp[K_2 \cdot W]) + \sum_{i=3}^6 K_i \cdot W^{i-2}} \right\} \cdot \left(\frac{E_I}{A_I} \right)^b \quad (19)$$

mit
$$W = \frac{E_I}{A_I \cdot Z_I^{4/3}}$$

Hierbei wurde für γ , das Verhältnis aus effektiver Ladung und Kernladung des Ions, ein Ansatz folgender Art benutzt

$$\gamma^2 = \text{const.} \cdot \left\{ 1 - e^{-\psi(Z_I, Z_A, E_I)} \right\}$$

Die Konstanten $K_1 \dots K_6$ sowie die Größen a und b wurden anhand der bis 1966 vorliegenden experimentellen Ergebnisse für C-, Al-, Ni-, Ag- und Au-Absorber berechnet (M4). Allerdings standen hierfür nur Messungen mit Ionen zur Verfügung, deren Ordnungszahl - abgesehen von J^{127} - kleiner als 18 war.

Die vorliegende Arbeit wird zeigen, ob die Formel (19) von Münzel und die dazu berechneten Konstanten auch für Spaltprodukte gültig sind.

Eine weitere halbempirische Formel für $(dE/dx)_I$ wurde von Pierce und Blann (P1) entwickelt. Diese Autoren gingen von der Gültigkeit der folgenden allgemeinen Gleichung aus

$$\frac{dE}{dx} = (\gamma Z_I)^2 \cdot f(v_I, A_I, A_A, Z_A) \quad (20)$$

Danach ergibt sich für das Verhältnis aus dem spezifischen Energieverlust eines schweren Ions zu dem eines Protons im gleichen Absorber, wenn beide Teilchen die gleiche Geschwindigkeit haben,

$$\frac{(dE/dx)_I}{(dE/dx)_p} = \frac{\gamma^2 \cdot Z_I^2}{\gamma_p^2} \quad (21)$$

Die effektive Ladung γ_p des Protons ist nach Messungen von Hall (H2) nur bei Energien unterhalb von 0,3 MeV von 1 verschieden. Die Größe γ wurde von Pierce und Blann berechnet, indem sie verschiedene Literaturdaten (B8, M1) in (21) einsetzten. So erhielten sie

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Z_I, v_I} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{p, v_p=v_I} \cdot Z_I^2 \cdot (1 - e^{-0,95 \cdot v_R^2}) \quad (22)$$

mit
$$v_R = \frac{v_I}{v_0 \cdot Z_I^{2/3}}$$

Durch Verwendung der inzwischen gut bekannten Werte von $(dE/dx)_p$ (W1, W2) sollte sich also nach (22) der spezifische Energieverlust schwerer Ionen leicht berechnen lassen. Hier ergibt sich allerdings eine interessante Frage:

Ist die in Gl. (21) verwandte Größe

$$\gamma Z_I = \left(\frac{(dE/dx)_I}{(dE/dx)_p} \right)^{1/2}$$

für $E_p > 0,3$ MeV eigentlich mit der in Kap. 1.1.2. als effektive Ladung bezeichneten Größe identisch? Wenn ja, so bedeutet das, daß die Bremsformel (10) mit der Bremszahl (11) nach Bohr nicht richtig sein kann, selbst wenn die Korrekturterme c_K, c_L, \dots für Protonen und Spaltprodukte die gleichen sind. Denn für diese Bremsformel gilt im Unterschied zu (20) die allgemeine Form

$$\frac{dE}{dx} = (\gamma Z_I)^2 \cdot f(v_I, A_I, A_A, Z_A, Z_I)$$

Auch zur Klärung dieser Frage sollen die im folgenden beschriebenen Versuche beitragen.

2. Experimentelle Untersuchungen

2.1. Messung des spezifischen Energieverlustes

Ein Schema der Versuchsanordnung zur Messung des spezifischen Energieverlustes ist in Abb. 2 wiedergegeben. Als Spaltproduktquelle diente ein Cf^{252} -Präparat, welches durch Spontanspaltung ca. $4 \cdot 10^5$ Fragmente pro Minute lieferte. Es wurde durch elektrolytische Abscheidung auf eine Nickel-Folie hergestellt, deren Flächengewicht nur $0,11 \text{ mg/cm}^2$ betrug. Dadurch konnten die Spaltprodukte auch in rückwärtiger Richtung ohne größeren Energieverlust ($\Delta E \approx 2,5 \text{ MeV}$) nachgewiesen werden.

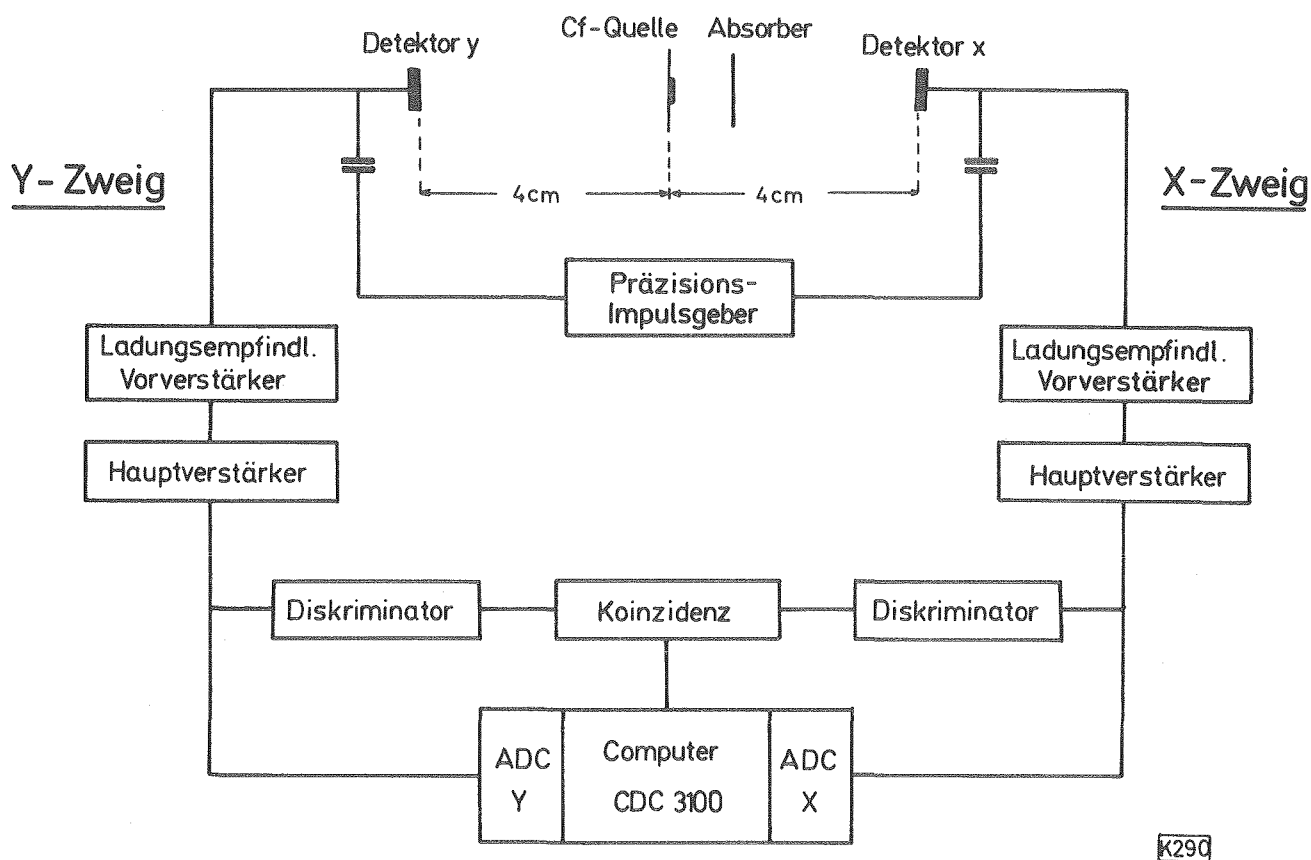


Abb. 2: Versuchsanordnung (schematisch) und Blockschaltbild zur Messung des spezifischen Energieverlustes

Als Detektoren dienten zwei "heavy-ion"-Halbleiterzähler der Firma Ortec mit 3 cm^2 Zählfläche. Diese Zähler sind insofern gut zum Nachweis von Spaltprodukten geeignet, als der spezifische Widerstand des Siliziums einen sehr niedrigen Wert aufweist (ca. $500 \Omega \cdot \text{cm}$). Dadurch läßt sich in der Sperrschicht eine hohe Feldstärke und somit eine gute Ladungssammlung erreichen, was deshalb erforderlich ist, weil bei Spaltprodukten auf Grund der hohen Ionisierungsdichte im Zähler immer relativ große Rekombinationsverluste auftreten.

Die Energieeichung der Detektoren wurde mit Hilfe eines von Schmitt, Kiker und Williams (S2) vorgeschlagenen Verfahrens durchgeführt, welches berücksichtigt, daß die von einem Spaltprodukt erzeugte Impulshöhe nicht nur von dessen Energie, sondern auch von dessen Masse abhängt. Danach besteht folgender Zusammenhang

$$E = (A + B \cdot M) \cdot P + C + D \cdot M \quad (23)$$

E und M bedeuten Energie und Masse eines Spaltfragments nach der Neutronenemission, P ist die gemessene Impulshöhe. A, B, C und D sind Eichkonstanten, die für jeden Detektor durch Aufnahme eines Cf-Spektrums (vgl. Abb. 3) zu bestimmen sind. In diesem müssen die Impulshöhen (Kanalzahlen P_L

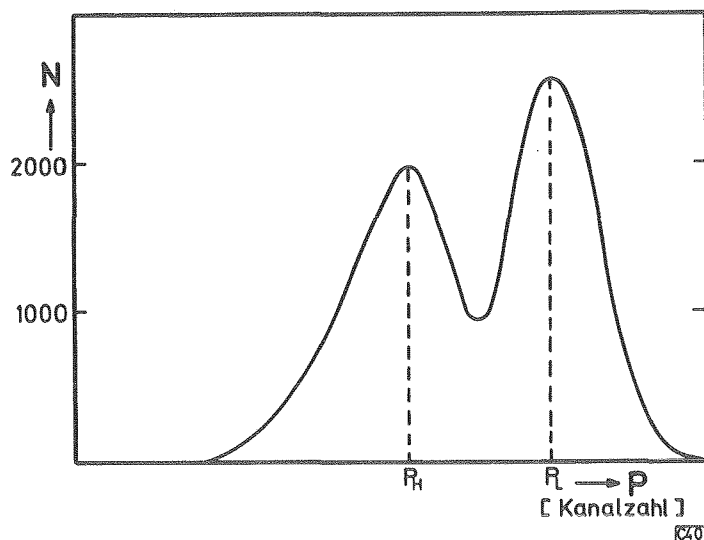


Abb. 3: Impulshöhenspektrum der Spaltprodukte einer Cf^{252} -Quelle

und P_H ermittelt werden, die den Maxima der leichten und schweren Fragmentgruppen entsprechen. Da die zugehörigen Massen und Energien bekannt waren, konnten Schmitt et al. 4 Gleichungen aufstellen, die es gestatten, für jeden Halbleiterzähler die Konstanten A bis D auszurechnen:

$$\begin{aligned} A &= \frac{24,0203}{P_L - P_H} & B &= \frac{0,03574}{P_L - P_H} \\ C &= 89,6083 - A \cdot P_L & D &= 0,1370 - B \cdot P_L \end{aligned} \quad (24)$$

Zur Messung des Energieverlustes wurden zwischen dem Cf-Präparat und dem Detektor X verschiedene Absorber-Folien angebracht. Es handelte sich dabei um Al-, Ni-, Ag- und Au-Folien des Dickenbereichs 0,1...1,0 mg/cm² (bei Ni bis 2,2 mg/cm²) mit einer freitragenden Fläche von 2 cm². Die Foliendicke wurde durch Wägung und außerdem durch Energieverlustmessung der α -Strahlung eines ThC/C'-Präparates bestimmt. Im Falle der 2. Methode ließ sich das Flächengewicht mit Hilfe der Energie-Reichweite-Tabellen von Williamson et al. (W2) berechnen. Die so erreichte Genauigkeit betrug nach unserer Schätzung $\pm 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Um sowohl die Energie als auch die Masse eines Spaltproduktes bestimmen zu können, wurden die Impulshöhen der beiden zu einem Spalt ereignis gehörenden Fragmente in Koinzidenz gemessen. Zufällige Koinzidenzen zwischen α -Teilchen ^{+) und Spaltprodukten ließen sich durch einen Diskriminator ausschließen; dieser war so eingestellt, daß nur Impulse von Teilchen mit mindestens 10 MeV zur Koinzidenzstufe gelangten. Die gemessenen Impulshöhenpaare werden im folgenden nicht mit (P_1, P_2) , sondern mit (x, y) bezeichnet, wobei x die zum absorberseitigen Detektor gehörende Impulshöhe ist. Aus den}

^{+) Cf²⁵² hat gegenüber Spontanspaltung eine partielle Halbwertszeit von 82 a, gegenüber α -Zerfall eine solche von 2,65 a, so daß die Zahl der Spalt ereignisse pro Zeitintervall etwa 30 mal kleiner ist als die Zahl der emittierten α -Teilchen.}

Paaren (x,y) wurden im Computer bei Messungen ohne Absorber die Spektren $N(x,y)$ und bei solchen mit Absorber die Spektren $N'(x,y)$ gebildet (jeweils 64×64 Kanäle). Wenn man sich die Häufigkeiten N bzw. N' senkrecht zur x - y -Ebene vorstellt, erscheint jedes Spektrum als ein "Impulshöhegebirge", für das man die in Abb. 4 schematisch dargestellten Höhenlinien angeben kann.

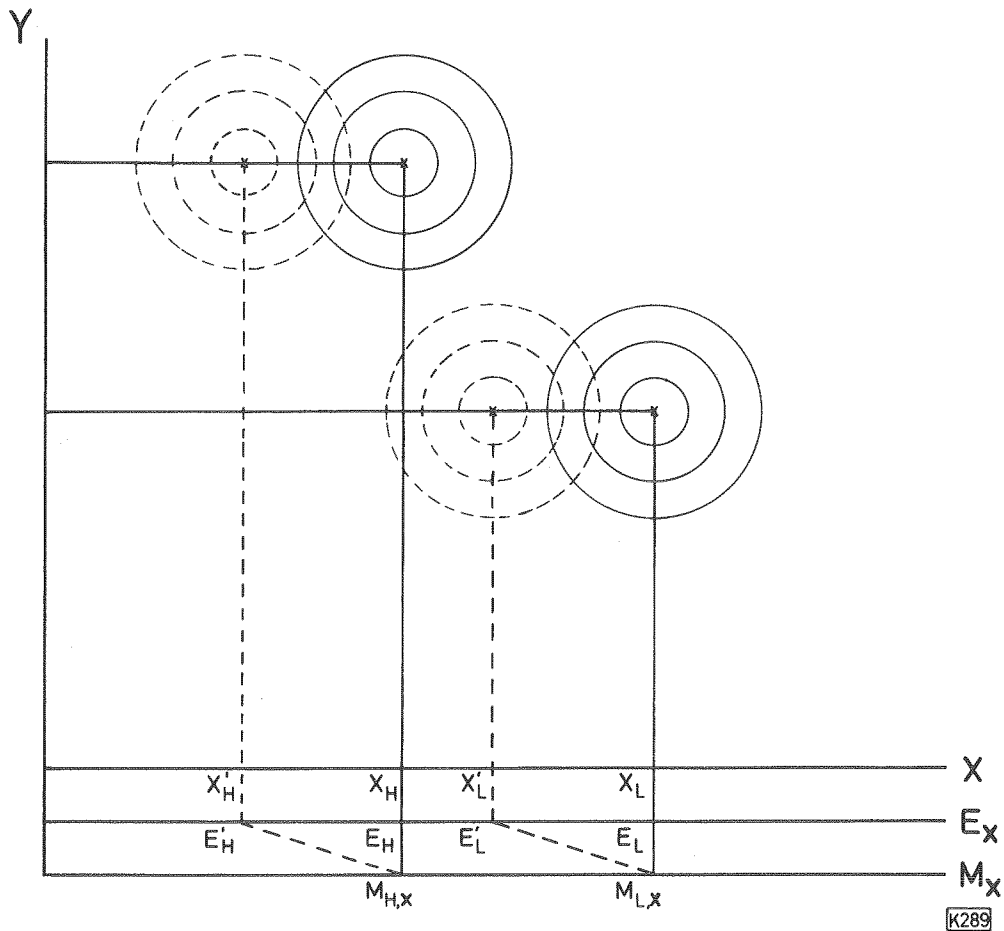


Abb. 4: Höhenlinien (schematisch) der Spaltproduktspektren $N(x,y)$ ohne und $N'(x,y)$ mit Absorber

Die gestrichelten Kreise beziehen sich auf die Verteilungen $N'(x,y)$ mit Absorber; sie sind gegenüber den durchgezogenen Kreisen der Verteilungen $N(x,y)$ in x -Richtung zu kleineren Impulshöhen hin verschoben. Parallel zu der Koordinatenachse x ist in Abb. 4 zusätzlich eine Energie- und Massenachse dargestellt. Zu beachten ist dabei, daß die Energie-

werte mit zunehmender Impulshöhe x ansteigen, die Massenwerte aber abnehmen. x_L und x_H sind die Impulshöhen der mittleren leichten und schweren Fragmente, E_L , E_H und M_L , M_H die dazugehörigen mittleren Energien und Massen.

Tab. 1: Angaben zu den dE/dx-Messungen

Absorber-Material	Dicke (mg/cm ²)	Meßdauer (Std.)	Anzahl der registrierten Ereignisse
-	-	8,5	1 336 100
Aluminium	0,182	7,5	1 068 000
	0,252	8,0	1 154 000
	0,350	7,3	915 000
	0,460	7,2	901 000
-	-	5,8	810 500
Nickel	0,825	5,8	19 100
	1,090	4,0	10 900
	1,904	5,0	12 000
	2,179	7,3	23 600
-	-	4,5	676 000
Silber	0,160	8,0	1 184 000
	0,325	7,7	1 134 000
	0,520	5,8	812 000
-	-	2,5	376 300
Gold	0,325	7,9	1 112 000
	0,575	7,2	965 000
	0,780	9,0	1 339 000
	0,900	8,2	1 231 000

Tab. 1 enthält einige Angaben zu den durchgeführten Messungen. Im Falle der Ni-Absorber wurde der Energieverlust im Zusammenhang mit den in Kap. 2.2. beschriebenen Ladungsmessungen bestimmt. Dabei war der Abstand zwischen der Cf-Quelle und den Detektoren wesentlich größer, weshalb bei etwa gleicher Meßdauer viel weniger Ereignisse registriert wurden.

Während der Messungen wurde die Konstanz der Elektronik anhand von 2 Testlinien aus dem Impulsgeber kontrolliert. Ihre Lage blieb bis auf $\pm 0,5$ Kanäle unverändert; auf eine entsprechende Korrektur konnte daher verzichtet werden. Nach einigen Messungen mit Absorbern wurde immer eine Leermessung eingeschoben, die das Bezugsspektrum $N(x,y)$ für die folgenden Messungen lieferte. Außerdem wurden dabei die Detektorkonstanten A,B,C,D jeweils neu bestimmt, so daß auch elektronische Langzeitschwankungen keine Rolle mehr spielten. Für den Detektor y, mit dem stets nur die unabgebremsten Spaltprodukte nachgewiesen wurden, konnten die Eichparameter aus den Daten jeder Einzelmessung berechnet werden.

Auswertung

In den Spektren $N(x,y)$ und $N'(x,y)$ wurden jeweils für eine waagrechte Zeile, d.h. für eine bestimmte Impulshöhe y im Detektor Y, die Häufigkeitsverteilungen $N(x)=N(x)_y$ und $N'(x)=N'(x)_y$ miteinander verglichen.

Je nach Absorberdicke war die Verteilung $N'(x)$ gegenüber $N(x)$ verschieden stark nach links verschoben. Beide Kurven waren außerdem von unterschiedlicher Form (vgl. Abb. 5), wodurch zum Ausdruck kam, daß der Energieverlust auch von der Energie und Masse der Ionen abhängt. Um diesen Zusammen-

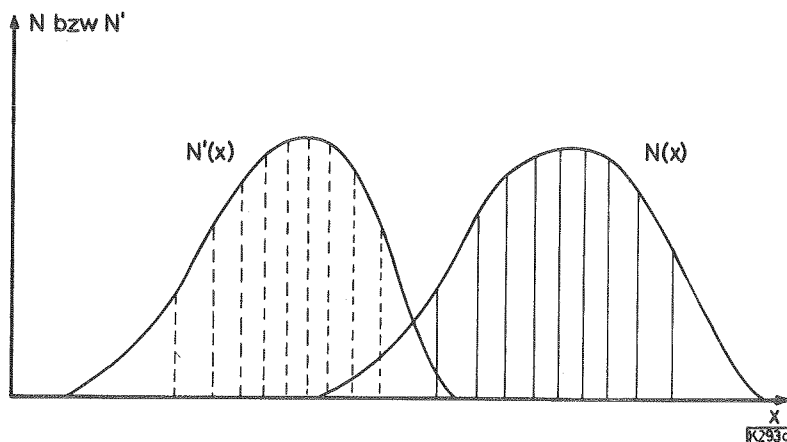


Abb. 5: Schnitt durch ein Impulshöhenspektrum mit und ohne Absorber für $y=\text{const}$. Die senkrechten Linien teilen die Flächen unter den Kurven in 10 Streifen gleicher Größe

hang zu ermitteln, wurde folgendes Auswertungsverfahren angewandt:

Die Fläche unter der Kurve $N(x)$ wurde in 10 Streifen gleicher Größe unterteilt und für jeden Streifen ein Abszissenschwerpunkt $x_s(i)$ bestimmt

$$x_s(i) = \frac{\sum_1 N(x_1) \cdot x_1}{\sum_1 N(x_1)} \quad (i=1,2,\dots,10) \quad (25)$$

der eine mittlere Impulshöhe für den i -ten Streifen darstellt. Die Summation in (25) läuft über alle Kanalzahlen und -Inhalte, die zum i -ten Streifen gehören. Aus $x_s(i)$ und y wurden dann unter Benutzung eines iterativen Verfahrens Schwerpunktsenergien $E_{xs}(i)$ und Schwerpunktsmassen $M_{xs}(i)$ berechnet, ferner die zugehörigen Werte $E_y(i)$ und $M_y(i)$. Bei der ersten Iteration erhielt man mit den Anfangswerten $M_{xs}^{(0)} = M_y^{(0)} = 124$ nach Gl. (23) zunächst $E_{xs}^{(1)}(i)$ und $E_y^{(1)}(i)$. Dann wurden mit Hilfe des Impulssatzes und unter der Annahme, daß bei jeder Spaltung 4 Neutronen emittiert werden ($V1, W5$), verbesserte Werte für die Schwerpunktsmassen ermittelt:

$$M_{xs}^{(1)}(i) \cdot E_{xs}^{(1)}(i) = M_y^{(1)}(i) \cdot E_y^{(1)}(i) = (248 - M_{xs}^{(1)}(i)) \cdot E_y^{(1)}(i)$$

$$M_{xs}^{(1)}(i) = 248 \frac{E_y^{(1)}(i)}{E_{xs}^{(1)}(i) + E_y^{(1)}(i)} \quad (26)$$

$$M_y^{(1)}(i) = 248 - M_{xs}^{(1)}(i)$$

Die erneute Anwendung von Gl. (23) führte mit diesen Massenwerten zu $E_{xs}^{(2)}(i)$ bzw. $E_y^{(2)}(i)$ usw. Bereits nach 3 bis 4 Iterationen änderten sich $E_{xs}(i)$ und $M_{xs}(i)$ nur noch um weniger als 0,1 %.

Wie oben beschrieben, wurde auch die Fläche unter den Verteilungskurven $N'(x)$ in 10 Streifen unterteilt und die Berechnung der Abszissenschwerpunkte $x'_s(i)$ vorgenommen. Unter der Annahme, daß die mittleren Massen $M_{xs}(i)$ und $M'_{xs}(i)$ für

entsprechende Streifen von $N(x)$ und $N'(x)$ gleich sind, erhielt man die zu $x'_s(i)$ gehörenden Schwerpunktsenergien $E'_{xs}(i)$ direkt nach Gl. (23).

Mit $\bar{E}_s(i)$ als dem arithmetischen Mittel von $E_{xs}(i)$ und $E'_{xs}(i)$, sowie der Absorberdicke dx ließ sich nun der spezifische Energieverlust berechnen zu

$$\frac{dE}{dx}(\bar{E}_s(i), M_s(i)) = \frac{E_{xs}(i) - E'_{xs}(i)}{dx} \quad (27)$$

Aus statistischen Gründen wurde die Berechnung der mittleren Energien $E_{xs}(i)$ bzw. $E'_{xs}(i)$ nur an solchen Verteilungskurven $N(x)$ bzw. $N'(x)$ vorgenommen, zu denen insgesamt mindestens 1000 Impulse gehörten. Diese Bedingung war bei allen ausgewerteten Messungen für etwa 35-40 Zeilen, d.h. Werten der Impulshöhe y , erfüllt.

Als Kontrolle für die Detektoreichung wurde zu jeder Messung die Massenverteilung der Spaltprodukte berechnet. Dabei ergaben sich für die mittleren leichten bzw. schweren Fragmente die Massen

$$M_L = 107 \pm 1 \text{ AMU} \text{ und } M_H = 141 \pm 1 \text{ AMU},$$

was mit den Ergebnissen anderer Autoren (S2) gut übereinstimmt.

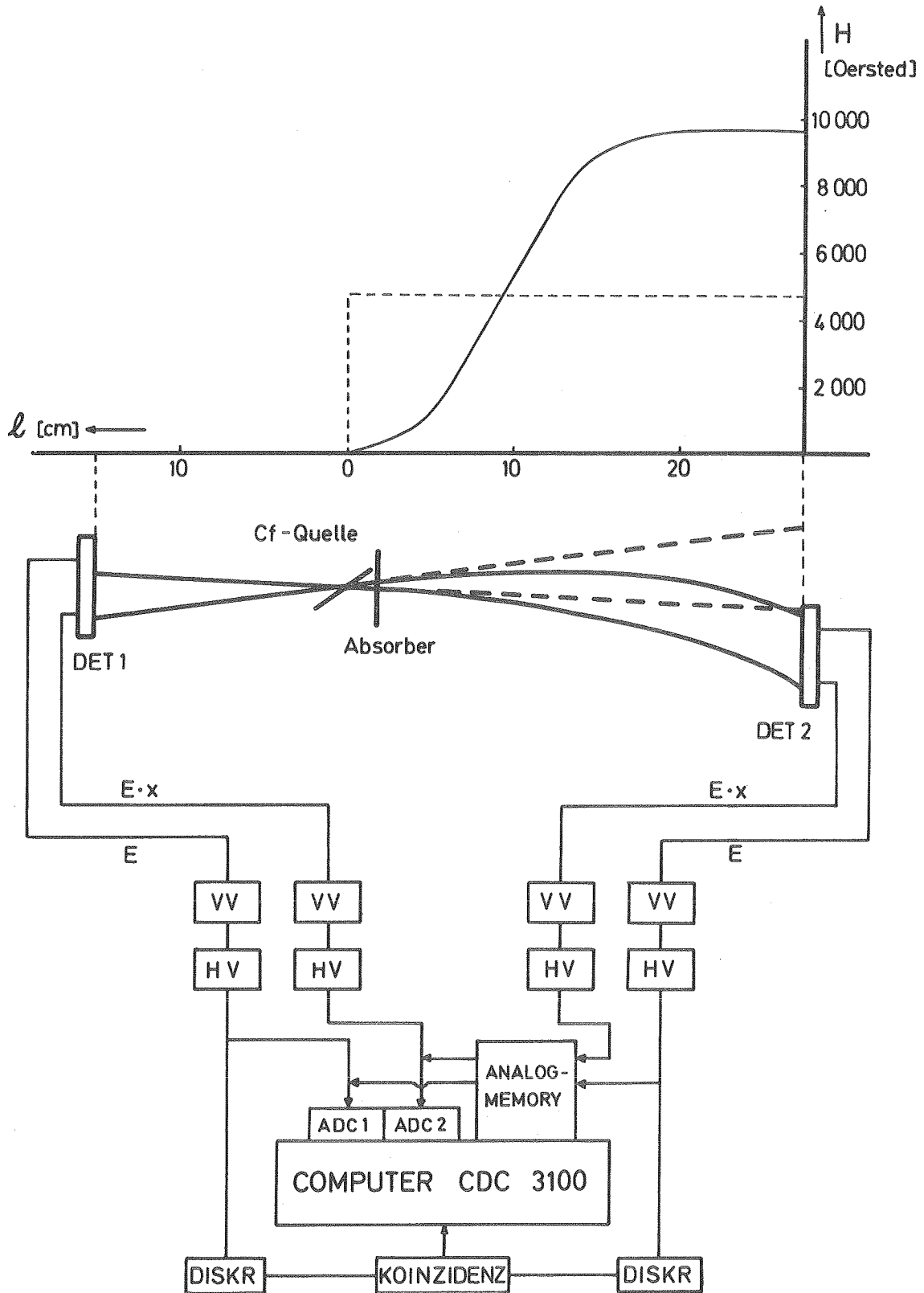
Die gesamte Auswertung erfolgte anfangs auf einer Rechenanlage des Typs IBM-7074, später auf einer IBM 360/65.

2.2. Messung der effektiven Ladung

Prinzip der Meßanordnung

Zur Messung der effektiven Ladung (Ionenladung) in Abhängigkeit von der Masse M_I und der Energie E_I bzw. der Geschwindigkeit v_I wurde die folgende Anordnung gewählt (vgl. Abb.6):

Die Cf-Quelle befand sich am Rande eines Magnetfeldes, so daß von zwei in 180° emittierten Spaltprodukten jeweils nur das eine im Feld abgelenkt wurde. Als Detektoren dienten



C37

Abb. 6: Schema der Versuchsanordnung zur Messung der effektiven Ladung: Verlauf des Magnetfeldes, Geometrie und Blockschaltbild der Elektronik

ortsempfindliche Halbleiterzähler, mit denen man außer der Energie auch den Auftreffpunkt der Teilchen messen konnte. Die Feldfreiheit auf der einen Seite der Quelle gestattete es, aus dem für das eine Fragment gemessenen Ort x_1 denjenigen Ort x_2 auszurechnen, an dem das andere Fragment ohne Feld eingetroffen wäre. Aus diesem Wert und dem mit Feld tatsächlich gemessenen Ort ergab sich die Größe der Ablenkung d . Wurde neben der Energie der Spaltfragmente auch ihre Masse bestimmt, so ließ sich aus der Geometrie und der Magnetfeldstärke die Ionenladung ausrechnen:

$$Q = \frac{2d \cdot M_I \cdot v_I}{l^2 \cdot H} \quad (28)$$

Darin bedeuten l die Entfernung zwischen der Quelle und dem feldseitigen Detektor und H die Magnetfeldstärke.

Magnetsystem und Vakuumkammer

Für die Durchführung der Messungen stand ein Magnetsystem der Firma BBC zur Verfügung, das sonst für die Entwicklung einer Li-Ionenquelle für das Karlsruher Zyklotron benutzt wird. Seine beiden horizontal angeordneten Polplatten hatten einen Durchmesser von 50 cm und einen Abstand von 10 cm. Sie schlossen mit der Decke und dem Boden einer etwa 100x60 cm großen Vakuumkammer plan ab. Die Kammer war von 3 Seiten durch abnehmbare Seitenwände leicht zugänglich und ließ sich in ca. 1/2 Stunde auf 10^{-5} Torr evakuieren.

Das Magnetfeld war bis max. 11 kOe kontinuierlich regelbar mit einer Reproduzierbarkeit und Stabilität von etwa $\pm 0,2$ %.

Geometrie

Die Geometrie der Gesamtanordnung einschließlich eines Blockschaltbilds der Elektronik ist in Abb. 6 wiedergegeben. Der oberste Bildteil enthält die Magnetfeldstärke als Funktion des Ortes. Um einen möglichst steilen Feldabfall zu erhalten und um den Strahlengang von Det. 1 gegen magnetische Streufelder abzuschirmen (E2), wurde die Quelle mit einem 19,4 cm

langen Rohr aus Armco-Eisen von 15 mm Wandstärke umgeben (Abb. 7). Das Präparat selbst wurde etwa in der Mitte des Abschirmrohres montiert und zwar in der Weise, daß sich die Trägerfolie mit dem Cf in 30° -Richtung zum Strahlengang befand. Dadurch ergab sich zwar eine um 50 % höhere effektive Dicke des backings, doch gleichzeitig wurde die wirksame Breitenausdehnung des Präparates von 5 mm auf 2,5 mm verringert. Am feldseitigen Ende des Abschirmrohres konnten die auf kleine Edelstahlrähmchen aufgezogenen Absorberfolien befestigt werden.

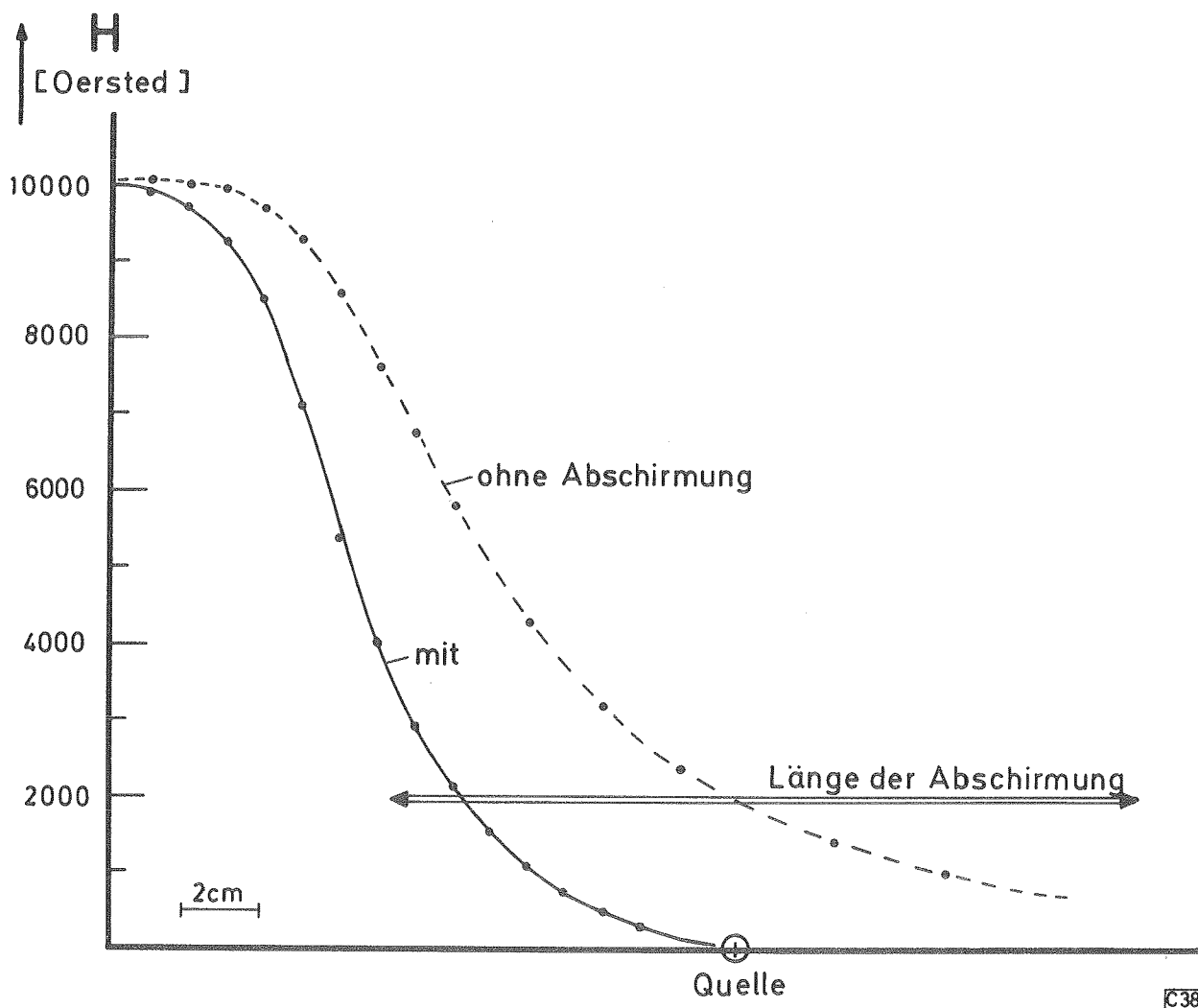


Abb 7: Verlauf des Magnetfeldes mit und ohne Abschirmung

Bei der Lokalisierung der Detektoren spielten folgende Gesichtspunkte eine Rolle:

- a) Es war zu erwarten, daß die Spaltprodukte je nach Geschwindigkeit und Masse eine Ionenladung von $10-25 e^+$ aufweisen.

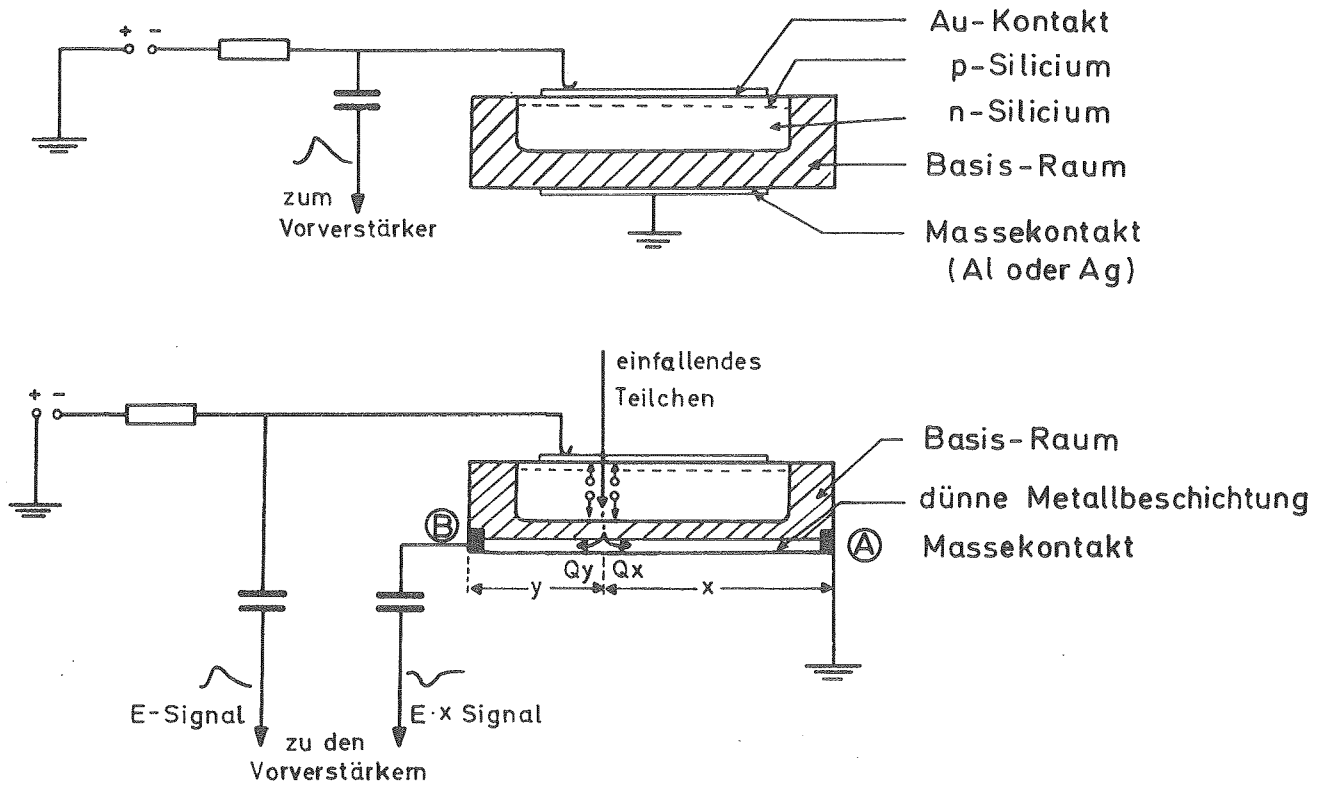
Um alle Messungen mit der gleichen Geometrie durchführen zu können und dabei mit den 30 mm breiten Detektoren alle Ladungszustände zu erfassen, wurde für den feldseitigen Detektor ein Abstand von 27 cm zur Cf-Quelle gewählt. Der Abstand des anderen Detektors, der eine etwas kleinere Zählfläche aufwies, betrug 15 cm.

- b) Auf Grund der im Mittel aller Messungen etwa 2 cm betragenden Ablenkung war es nicht sinnvoll, die beiden Detektoren so anzuordnen, daß sie mit der Quelle eine gerade Verbindungslinie bildeten. Die größte Koinzidenzzählrate ergab sich, wenn der Det.2 seitlich um 2 cm in Richtung der Ablenkung versetzt wurde.

In die Darstellung des Magnetfeldverlaufs zwischen Quelle und Det.2 ist in Abb. 6 bei $H = 4740$ Oe eine gestrichelte Linie eingezeichnet. Diesen Feldstärkewert hat man in Gl. (28) zur Berechnung der Ionenladung einzusetzen. Er wurde durch einen Ablenkversuch mit 5,8 MeV α -Teilchen ermittelt, bei dem sich die Quelle ungefähr am Ort von Det.1 befand, während an die Stelle der Cf-Quelle (bei $l = 0$) eine 0,5 mm breite Schlitzblende gesetzt wurde. Aus der Ablenkung der α -Teilchen bei gleichem Abstand l des Det.2 von der Blende und bei gleicher maximaler Feldstärke wie später bei den Messungen mit Spaltprodukten ließ sich dann der angegebene Wert für H berechnen.

Detektoren

Bei den hier verwendeten ortsempfindlichen Detektoren handelte es sich um zwei sog. "Nuclear Triodes" der Firma Nuclear Diodes Inc. Es sind großflächige Halbleiterzähler (die technischen Daten finden sich in Tab. 2), die man einerseits wie normale Oberflächen-Sperrschichtzähler zur Energiebestimmung von geladenen Teilchen verwenden kann; andererseits liefern sie eine Information darüber, an welcher Stelle ein Teilchen in den Zähler eingedrungen ist. Das wird durch folgenden Aufbau der Detektoren erreicht (B10) (vgl. Abb. 8): An der Rückseite befindet sich statt eines großflächigen Massekontaktes



C39

Abb. 8: Aufbau eines normalen Oberflächen-Sperrschichtzählers (oben) und eines ortsempfindlichen Halbleiterdetektors (unten)

eine dünne Metallbeschichtung (z.B. aus Cr, Bi oder Al), die zwischen den beiden seitlichen Detektorenden einen Widerstand von einigen $k\Omega$ aufweist. An einem Rand dieser Schicht liegt der Massekontakt A, am anderen ein Kontakt B zur Abnahme des Ortssignals.

Die beim Einschuss eines ionisierenden Teilchens erzeugten Ladungsträger müssen, um die rückwärtigen Kontakte zu erreichen, durch die Widerstandsschicht hindurch wandern. Von der Gesamtladung Q gelangt dabei der Anteil Q_x zum Massekontakt A und der Anteil Q_y zum Punkt B ($Q_x + Q_y = Q$). Wie groß diese Anteile sind, hängt vom Auftreffpunkt des Teilchens auf dem Detektor ab, genauer gesagt: vom Sammelpunkt der erzeugten Ladungen ⁺⁾ . Es seien x und y die Entfernungen

⁺⁾ Wegen der geringen Eindringtiefe des Teilchens im Vergleich zur Detektorbreite kann man Auftreffpunkt und Sammelpunkt der Ladungen bei nicht zu schrägem Teilcheneinfall als gleich ansehen.

zwischen diesem Sammelpunkt und den Kontakten A und B; ferner seien die Ohmschen Widerstände dieser Strecken mit R_x und R_y bezeichnet, und es werde die Gesamtlänge des Detektors $x+y=1$ gesetzt; dann gilt wie bei einem Ohmschen Stromteiler

$$\frac{Q_y}{Q_x} = \frac{R_x}{R_y} = \frac{x}{y}$$

$$Q_y \cdot y = (Q - Q_y) \cdot x$$

$$Q_y = Q \cdot x$$

Die Ladung Q_y ist somit ein Maß dafür, in welcher Entfernung x vom Rand das Teilchen auf den Detektor auftrifft. Allerdings hängt Q_y auch von der gesamten im Zähler erzeugten Ladung Q und damit von der Energie des Teilchens ab. Deshalb bezeichnet man den am Kontakt B abnehmbaren Impuls als $E \cdot x$ -Signal. Es wird genau wie das E -Signal zu einem ladungsempfindlichen Vorverstärker geführt. Die reine Ortsinformation x erhält man erst, wenn man auf elektronischem Wege die Höhe des $E \cdot x$ -Impulses durch die des E -Impulses teilt. Wegen der im einzelnen viel komplizierteren Vorgänge beim Zustandekommen des Ortsimpulses und vor allem wegen der Nichtlinearität der Ortskennlinie sei auf die Literatur verwiesen (K3,M6).

Tabelle 2: Technische Daten der eingesetzten ortsempfindlichen Detektoren

	Det.1	Det. 2
Zählfläche	30 x 10 mm	30 x 14 mm
max. Sperrschichtdicke	120 μ	60 μ
Betriebsspannung	- 70 V	- 50 V
Sperrstrom	1,0-1,2 μ A	0,9-1,1 μ A
Dicke des Eintrittsfensters	$\sim 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au	wie Det.1
spez. Widerstand	1000 $\Omega \cdot \text{cm}$	500 $\Omega \cdot \text{cm}$
Energieauflösung für Spaltprodukte	ca. 2 MeV	ca. 2 MeV
Ortsauflösung	0,8 mm	1,0 mm

Elektronische Anordnung und Datenannahme

Abgesehen von den beiden E·x-Signalen entsprach die elektronische Anordnung im wesentlichen derjenigen, die bei der Messung des spez. Energieverlustes verwandt worden war (Abb. 6 und 2). Es ließ sich auch hier eine 2-fach-Koinzidenzstufe für die beiden E-Signale benutzen, denn die aus einem Detektor kommenden E- und E·x-Impulse brauchten untereinander nicht auf Koinzidenz geprüft zu werden. Da am Computereingang nur 2 Analog-Digitalkonverter (ADC's) zur Verfügung standen, wurden die beiden Impulse des Det.2 zunächst auf ein sog. Analog-Memory gegeben. Sie wurden dort so lange gespeichert, bis die ADC's mit der Verarbeitung der beiden Impulse von Det.1 fertig waren, um danach ebenfalls von ihnen analysiert zu werden.

Von den ADC's gelangten die Impulse als 12-bit-Daten in den Computer. Hier wurden aus den E·x- und E-Daten die reinen Ortsdaten $x = \frac{E \cdot x}{E}$ ermittelt und dann die jeweils 4 zusammengehörigen Werte E1, x1, E2, x2 auf Magnetband geschrieben.

Parallel dazu berechnete der Computer 6 lineare Spektren, nämlich $N(E1)$, $N(E \cdot x1)$, $N(x1)$, $N(E2)$, $N(E \cdot x2)$ und $N(x2)$, wobei N die Häufigkeit bedeutet. Das Anwachsen dieser Spektren von je 512 Kanälen Länge ließ sich während der Messung auf einem Bildschirm (Display) beobachten. Am Ende jeder Messung wurden auch diese Daten auf Band genommen. Zur weiteren Inspektion der Daten unmittelbar nach den Messungen gab es noch folgende Möglichkeit: die soeben auf Band geschriebenen "Rohdaten" E1, x1, E2 und x2 wurden wieder in den Computer eingelesen und mittels sog. Spektrums-Kalkulationsroutinen zu verschiedenen 64 x 64-Kanal-Spektren verarbeitet, so z.B. zu $N(E1, E2)$ -, $N(x1, x2)$ - oder $N(E1, x1)$ -Spektren. Auf diese Weise wurden alle Meßgrößen nicht nur einzeln, sondern auch in ihrer Relation zu den anderen Meßgrößen optisch darstellbar.

Ortseichung

Mit der beschriebenen Versuchsanordnung wurde zunächst eine Ortseichung der Detektoren vorgenommen. Sie war erforderlich, weil zwischen der elektronisch ermittelten Impulshöhe x für den Auftreffpunkt eines Teilchens und der in mm ausgedrückten Entfernung s dieses Punktes vom Detektorrand nur näherungsweise ein linearer Zusammenhang bestand. Zur geometrischen Definition des Ortes wurde unmittelbar vor der Zählfläche der Detektoren eine Streifenblende angebracht. Diese bestand aus einem rechteckigen Aluminiumrähmchen, über welches in Abständen von 2 mm 7 Streifen aus dünnem Messingblech von 2 mm Breite gespannt waren. Dabei wiesen die mit einem Meßmikroskop kontrollierten Blendenmaße eine Ungenauigkeit von maximal 0,1 mm auf.

Ein mit der Streifenblende aufgenommenes Ortsspektrum sieht im Idealfall aus wie eine Kette von äquidistanten, gleich hohen und gleich breiten Rechtecken. Den Realfall eines solchen Eichspektrums von 512 Kanälen Länge zeigt Abb. 9.

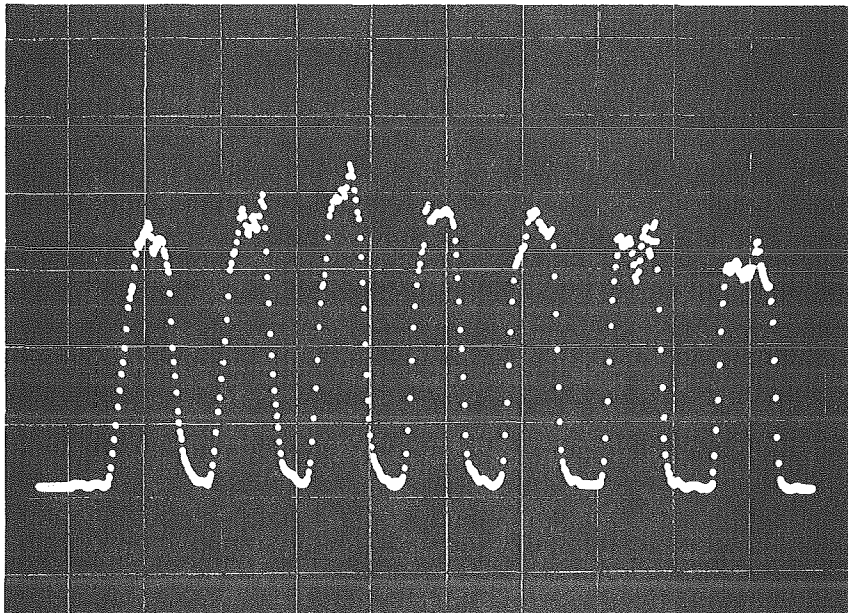


Abb. 9: Ortsspektrum $N(x)$, das mit einer Streifenblende unmittelbar vor dem Detektor gemessen wurde

Wenn man die durch die Streifenblende definierten Ortswerte $s = 2, 4, 6, \dots, 30$ mm über den Kanalzahlen x aufträgt, die die Mitten der Anstiegs- bzw. Abfallsflanken in den Ortsspektren darstellen, so erhält man die sog. Ortskennlinie.

Für Det.1 betrug die maximale Abweichung dieser Kennlinie von der Linearität 2 %, für Det.2 waren es 5 %. Da sich die Kennlinien jedoch in sehr guter Näherung in 2 lineare Teilstücke zerlegen ließen, ergab sich eine einfache Möglichkeit zur Umrechnung der Kanalzahlen x in die geometrischen Ortswerte s .

Energie-Eichung

Wie bereits in Kap. 2.1. erwähnt wurde, läßt sich die Energie von Spaltprodukten nur dann aus der im Halbleiterzähler erzeugten Impulshöhe berechnen, wenn man die Masse des Teilchens kennt. Bei Verwendung von ortsempfindlichen [†]) Detektoren kommt jedoch ein weiterer, die Energie-Bestimmung erschwerender Effekt hinzu: die von Teilchen gleicher Energie und Masse erzeugte Impulshöhe P zeigt je nach dem Auftreffpunkt Schwankungen von etwa ± 2 %. Der Grund liegt darin, daß die Sperrschicht in der Detektormitte eine etwas kleinere Feldstärke aufweist als in den Randzonen. Die damit notwendig gewordene ortsabhängige Energie-Eichung geschah in folgender Weise:

Für jeden Detektor wurde zunächst ein zweidimensionales Impulshöhenspektrum $N(P, x)$ der ungebremsten Cf-Spaltprodukte aufgenommen (mit 64x64 Kanälen). Entsprechend der Impulshöhe x des Ortssignals wurde dann die Zählfläche jedes Detektors in 16 Zonen gleicher Breite eingeteilt und für die Zonen 2 bis 16 nach dem in Kap. 2.1. beschriebenen Verfahren jeweils ein Satz von Detektorkonstanten A_i, B_i, C_i, D_i berechnet. Fragmente, die in der Zone 1 (bei kleinen Werten von x) registriert

[†]) Zur Nomenklatur:

Für die als E-Signal bezeichnete Impulshöhe eines ortsempfindlichen Detektors soll künftig wieder das Symbol P benutzt werden. Entsprechend soll statt $E \cdot x$ jetzt $P \cdot x$ geschrieben werden, während die Größe E allein für die kinetische Energie der Spaltprodukte stehen soll. Die auf den vorigen Seiten eingeführten, allgemein üblichen Bezeichnungen erweisen sich hier als unzweckmäßig.

wurden, blieben bei der Auswertung unberücksichtigt, weil dort die Ortsauflösung merklich schlechter war als in den anderen Zonen.

Ladungsmessungen

Nach der Ortseichung der Detektoren wurden insgesamt 13 Messungen zur Bestimmung der effektiven Spaltproduktladung durchgeführt. Den Messungen Nr.1 und Nr.13 (vgl. Tab.3), bei denen die Teilchen nicht im Magnetfeld abgelenkt wurden, kam dabei doppelte Bedeutung zu:

Tab. 3: Angaben zu den Ladungs-Messungen

Nr.	Absorber-Material	Dicke mg/cm ²	Meßdauer (Std.)	Anzahl der Ereignisse	Bemerkungen
1	-	-	7,4	23 000	H=0
2	-	-	3,7	14 500	H=4740 Oe
3	Al	0,167	6,2	19 200	"
4	Al	0,377	6,0	17 300	"
5	Ni	0,825	7,7	26 400	"
6	Ni	1,090	5,8	19 100	"
7	Ni	1,904	4,0	10 900	"
8	Ni	2,179	5,0	12 000	"
9	Ag	0,517	7,3	23 600	"
10	Ag	0,914	7,5	24 400	"
11	Au	0,592	6,0	16 700	"
12	Au	0,922	6,3	16 900	"
13	-	-	7,2	18 900	H=0
Ortseichung:					
	Det.1	-	5,0	39 000	} H=0 ohne Koinzidenz
	Det.2	-	5,6	23 000	

1. Sie wurden zur Energie-Eichung benutzt
2. Sie dienten für die Experimente mit Magnetfeld als Bezugsmessungen zur Ermittlung der Ablenkung.

Angaben über die verschiedenen zur Abbremsung benutzten Absorberfolien, über die Zeitdauer der Messungen sowie die Zahl der registrierten Ereignisse gehen aus Tab. 3 hervor. Die Konstanz der Elektronik während der Messungen wurde alle 3-4 Stunden sowie vor und nach jedem Folienwechsel durch eine Serie von Testimpulsen überwacht. Und zwar wurden die von einem Präzisionspulser kommenden Impulse zum koinzidenten Test der beiden E-Zweige aufgeteilt und in die Testeingänge der Vorverstärker eingegeben, von wo aus sie wie die Detektorimpulse die gesamte Elektronik durchliefen.

Ihre Impulshöhe entsprach dabei einmal einer Teilchenenergie von etwa 100 MeV, das andere Mal - nach Einschalten eines fest eingestellten Abschwächers - einer Teilchenenergie von ca. 50 MeV.

Beim Test des E·x-Zweiges wurden ebenfalls zwei verschiedene Testimpulshöhen verwandt. Diese Maßnahme sollte dazu dienen, eine Drift sowohl der Null-Linie als auch des linearen Verstärkungsgrades zu erkennen. Bei den hier ausgewerteten Messungen ergab sich jedoch in keinem Fall eine Verschiebung der Testlinien um mehr als $\pm 0,5\%$. Auf eine entsprechende Korrektur der Meßdaten konnte daher verzichtet werden.

Auswertung

Die Auswertung einer einzelnen Messung ging von einem Spektrum $N(P_1, P_2, x_1, x_2)$ der sog. Rohdaten aus. P_1 und P_2 waren dabei Impulshöhen, die im wesentlichen von der Energie abhingen, x_1 und x_2 solche, die die Auftreffpunkte der Teilchen auf den Detektoren kennzeichneten (alle 4 Größen ergaben sich bei der Registrierung eines einzelnen Spaltereignisses).

Im 1. Schritt der Auswertung wurden bei Messungen ohne Magnetfeld und ohne Absorber aus den Impulshöhen P_1 und P_2 die Energien E_1 , E_2 und Massen M_1 , M_2 berechnet. Dabei kam wieder das in Kap. 2.1. beschriebene iterative Verfahren zur Anwendung. Ferner

wurden aus x_1 und x_2 die Entfernungswerte s_1 und s_2^0 ausgerechnet, die die Abstände der Auftreffpunkte in mm vom Detektorrand bedeuten (die hochgestellte Null in s_2^0 soll darauf hinweisen, daß dieser Ortswert bei der Feldstärke $H=0$ gilt). Die ganze Umrechnung

$$N(P_1, P_2, x_1, x_2) \rightarrow N(E_1, E_2, s_1, s_2^0)$$

geschah mit Hilfe der vorher durchgeführten Orts- und Energie-Eichung. Die Massenwerte M_1 und M_2 tauchen in dem neuen Spektrum nicht explizit auf, denn sie sind durch E_1 und E_2 eindeutig festgelegt.

Im 2. Schritt wurde eine einfache math. Beziehung ermittelt, mit der sich der Auftreffpunkt s_2^0 des nicht abgelenkten Fragmentes 2 aus dem Auftreffpunkt s_1 des anderen Fragments berechnen läßt.

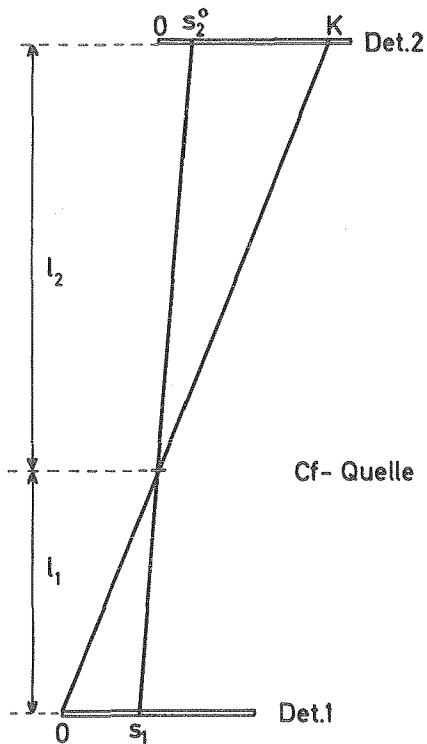


Abb. 10: Flugrichtungen von 2 Spaltproduktpaaren bei $H = 0$

Nach Abb. 10 gilt:

$$\frac{s_1}{l_1} = \frac{K - s_2^0}{l_2} ,$$

unabhängig von der Lage des Ortsnullpunktes von Det. 2. Also folgt:

$$s_2^0 = K - \frac{l_2}{l_1} \cdot s_1 \quad (29)$$

Da das Verhältnis $\frac{l_2}{l_1}$ der Detektorabstände von der Cf-Quelle aus der Versuchsanordnung bekannt war, brauchte nur die Konstante K bestimmt zu werden. Durch Einsetzen von jeweils 2 zusammengehörigen Werten s_1 und s_2^0 aus der Verteilung $N(E_1, E_2, s_1, s_2^0)$ in die letzte Gleichung ergaben sich zahlreiche Lösungen für K, die dann gemittelt wurden.

Im 3. Schritt wurden für die Messungen mit Magnetfeld und Absorber ähnlich wie im 1. Schritt die Energien E, Massen M und Orte s berechnet. Dabei war jedoch der Energieverlust ΔE im Absorber zu berücksichtigen. Ferner wurde aus s_1 mit Hilfe von (29) jeweils der Ortswert s_2^0 ermittelt, an dem das in Richtung von Det. 2 fliegende Spaltfragment ohne Magnetfeld eingetroffen wäre. Daraus und aus dem mit Feld tatsächlich gemessenen Ort s_2 folgte die Ablenkung

$$d = s_2 - s_2^0$$

Von den nunmehr verfügbaren Daten waren für das Folgende nur die feldseitig ermittelten Energien E_2 und Massen M_2 sowie die Ablenkung d wichtig.

Der 3. Auswertungsschritt bestand somit im Übergang zu einer neuen, 3-dimensionalen Verteilung, nämlich

$$N(P_1, P_2, x_1, x_2) \longrightarrow N(E, M, d)$$

$$(E \equiv E_2, M \equiv M_2, H > 0)$$

Bei der Bildung des neuen Spektrums wurden die Ereignisse einer Messung in Intervallen von 5 MeV bzw. 10 AMU zusammengefaßt, während die Schrittgröße für d 1 mm betrug.

Im 4. Schritt erfolgte schließlich die Berechnung der mittleren Ionenladung. Hierzu wurde jeweils für ein Wertepaar von E und M der Mittelwert von d bestimmt und daraus dann ein solcher für die Ionenladung:

$$Q = \frac{2 \bar{d} \cdot M \cdot v}{1^2 \cdot H} = \frac{2,83 \cdot \bar{d} \cdot (E \cdot M)^{1/2}}{1^2 \cdot H} \quad \text{vgl. (28)}$$

Als Ergebnis erhielt man eine Verteilung $Q(E, M)$ oder $Q(v, M)$.

Zur Handhabung und Verarbeitung der Meßdaten sind noch folgende Bemerkungen zu machen:

1. Auf der CDC-Rechenanlage wurden die Meßdaten in Form von 12-bit-Binärdaten auf Magnetbänder geschrieben. Um die Auswertung auf der IBM 360/65 vornehmen zu können, mußten die Daten erst in die IBM-übliche Form von 4-byte-BCD-Daten umgewandelt werden (A1).
2. Die zur Energie-Eichung der einzelnen Detektor-Zonen nötige Analyse der Cf-Spektren $N(P_1)$ bzw. $N(P_2)$ geschah mit Hilfe eines Gaußfit-Programms von J. Buschmann (B11), mit dem sich Lage, Höhe und Breite der Maxima bestimmen ließen. Diese Angaben dienten dann zur Berechnung der Eichkonstanten A_i , B_i , C_i , D_i nach dem Verfahren von Schmitt, Kiker und Williams (vgl. Kap. 2.1.).
3. Neben der mittleren Ionenladung ließ sich aus den gleichen Meßdaten auch der spezifische Energieverlust bestimmen. Dabei wurde zwar von dem Magnetfeld und der Ortsempfindlichkeit der Detektoren kein Gebrauch gemacht; doch da einerseits die Energie-Eichung bereits vorlag und andererseits die Fortran-Programme zur dE/dx -Bestimmung von früher (vgl. Kap. 2.1.) übernommen werden konnten, war es naheliegend, diese Auswertung zusätzlich durchzuführen. Dabei ergab sich für den spezifischen Energieverlust in Al-, Ag- und Au-Absorbern innerhalb der Fehlergrenzen eine Bestätigung der früheren Ergebnisse. Diese wurden nun dadurch ergänzt, daß auch der Energieverlust in verschiedenen Ni-Folien gemessen wurde (vgl. Tab. 1 und 3).

3. Ergebnisse

Der spezifische Energieverlust

Die für eine bestimmte Absorberdicke erhaltenen Werte für den spezifischen Energieverlust wurden jeweils für Massenintervalle von 3 AMU zusammengefaßt und nach ansteigenden Energien geordnet. Um außerdem die Ergebnisse aller Messungen mit gleichem Absorbermaterial zusammenzufassen, wurde bei vorgegebener Ionenmasse M noch über solche dE/dx -Werte gemittelt, bei denen die Energie E bis auf ± 1 MeV konstant war (im folgenden wird wieder E anstelle von \bar{E}_s verwandt, vgl. S.21).

Danach zeigte es sich, daß für jede Masse näherungsweise ein linearer Zusammenhang zwischen dem spezifischen Energieverlust und der Energie besteht:

$$\frac{dE}{dx} (E)_{M=\text{const}} = a \cdot E + b$$

Die Konstanten a und b wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt und damit die in Abb. 11 dargestellten Geraden berechnet. Diese erstrecken sich jeweils nur über die für die einzelnen Ionenmassen tatsächlich gemessenen Energiebereiche. Die Abweichung der sowohl über die Absorberdicken als auch über die Energie- und Massenintervalle von 2 MeV bzw. 3 AMU Breite gemittelten dE/dx -Werte von den berechneten Geraden betrug im Mittel $\pm 2,4$ MeV·cm²/mg. Nur bei den Messungen mit Ni-Absorbern war sie um 20 % höher (vgl. die Bemerkungen im Zusammenhang mit Tab.1). Die Größe der mittleren Abweichung ist in Abb. 11 am linken Rand als Fehlerbalken eingetragen.

Die verschiedenen Steigungen der Geraden lassen erkennen, daß in einem größeren Energiebereich eine lineare Anpassung nicht mehr in Frage kommt. Zur Zusammenfassung der Ergebnisse im Energiebereich 60 bis 110 MeV wurde daher ein Polynom 2. Ordnung verwendet:

$$\frac{dE}{dx} = a_1 + a_2 \cdot E + a_3 \cdot M + a_4 \cdot E \cdot M + a_5 \cdot E^2 + a_6 \cdot M^2 \quad (30)$$

Zur Bestimmung der Koeffizienten a_i dienten für jede Absorberart 16 dE/dx -Werte, die den Ausgleichsgeraden für $M=90,95,\dots,150$

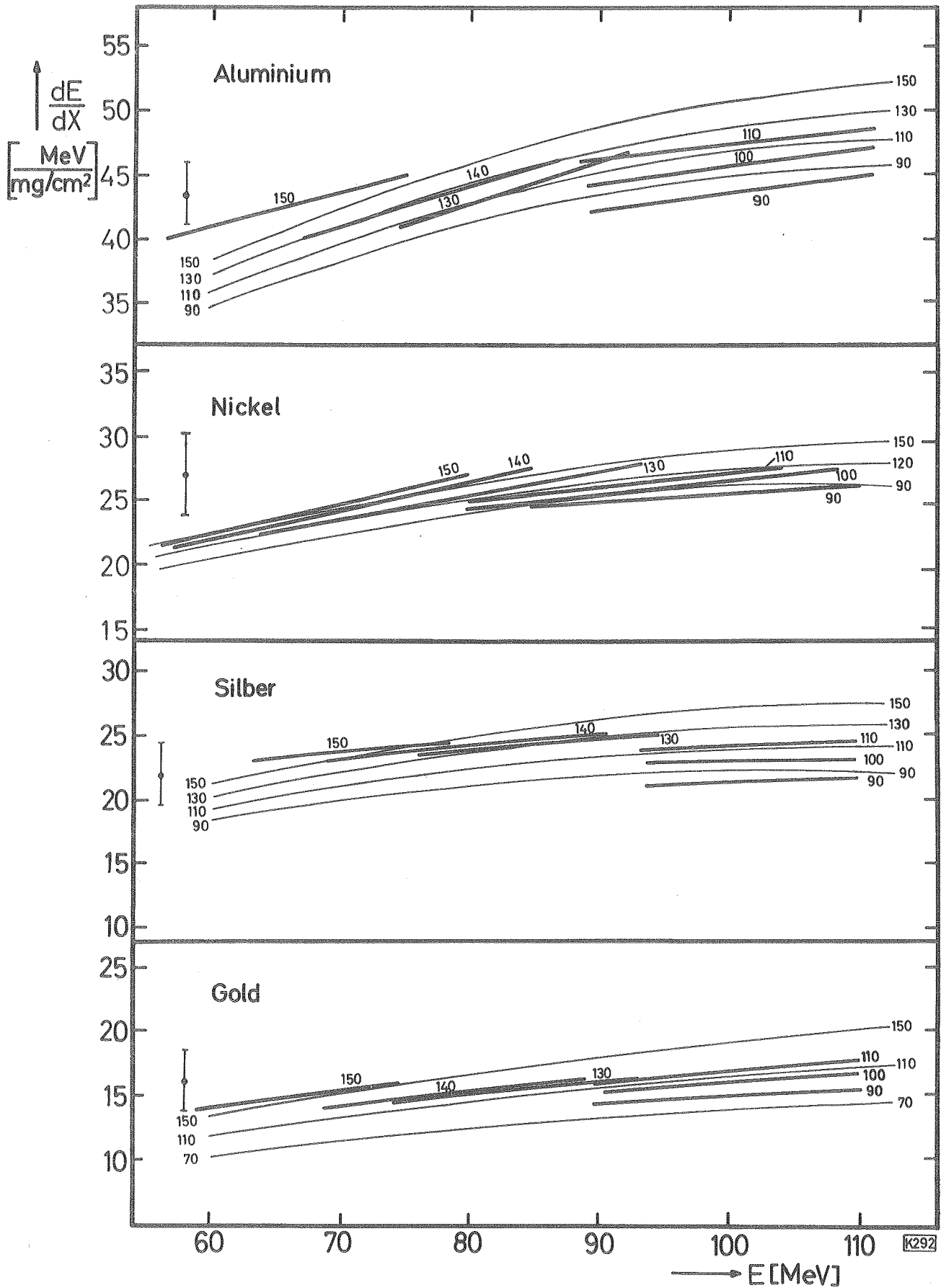


Abb. 11: Der spezifische Energieverlust für verschiedene metallische Absorber in Abhängigkeit von der Energie und Masse der Spaltprodukte; — Ergebnisse in linearer Anpassung, — mit Gl. (30) berechnete Kurven

entnommen wurden. Den Geraden für $M=100, 105, 110, 140, 145$ wurde dabei das doppelte Gewicht beigemessen, während diejenigen für $M=120$ und 125 unberücksichtigt blieben. Diese Wichtung erfolgte deshalb, weil die Genauigkeit der dE/dx -Werte infolge der sehr verschiedenen Spaltausbeuten nicht konstant war. Für die Koeffizienten a_i ($i=1\dots 6$) ergaben sich die in Tab.4 aufgeführten Werte. Sie dienten zur Berechnung der in Abb. 11 für verschiedene Ionenmassen dargestellten Kurvenschar.

Tab. 4: Zahlenwerte der Konstanten a_i in Gl. (30) für verschiedene Absorbermaterialien

Absorber	Al	Ni	Ag	Au
a_1	- 0,00426	0,00027	0,00646	0,00451
a_2	0,69804	0,42342	0,35652	0,17353
a_3	- 0,000056	- 0,000007	0,000016	10^{-6}
a_4	0,000980	0,000463	0,000819	0,000655
a_5	- 0,00336	- 0,00202	- 0,00208	- 0,00080
a_6	- 10^{-6}	< 10^{-6}	< 10^{-6}	< 10^{-6}

Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Abb. 12 zeigt einen Vergleich der eben erwähnten Kurvenschar mit den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren. Moak und Brown (M1) bzw. Kalish et al. (K4) haben den spezifischen Energieverlust von Brom- und Jodionen bzw. von Tantalionen gemessen. Kahn und Forgue (K1) benutzten ebenfalls die Spaltprodukte von Cf^{252} , ermittelten den Energieverlust aber nur für die mittleren leichten und schweren Fragmente ($M=106$ bzw. 142).

Es zeigte sich, daß für Ag- und Au-Absorber die Meßkurven innerhalb der Fehlergrenzen, die z.B. von Moak und Brown mit $\pm 10\%$ angegeben wurden, recht gut übereinstimmen. Bei den Al- und Ni-Absorbern sind die relativen Abweichungen im Durchschnitt etwas größer. Dazu ist folgendes zu bemerken: Die Ergebnisse für die Ni-Absorber wurden bei den später durchgeführten Ladungsmessungen gewonnen. Weil erstens die Gesamtzahl

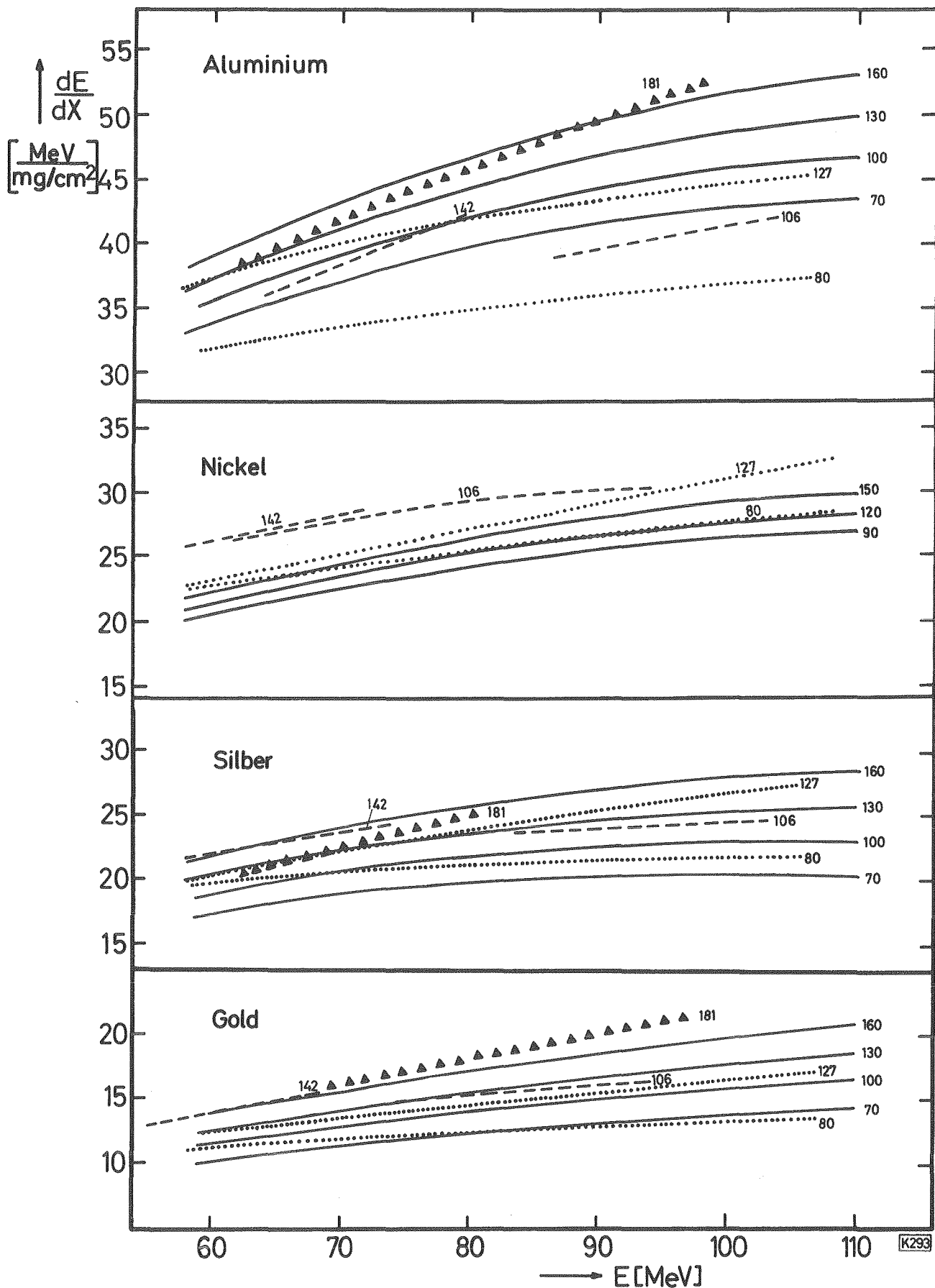


Abb. 12: Vergleich der nach Gl. (30) für verschiedene Massenzahlen berechneten dE/dx -Kurven (—) mit den Ergebnissen von Moak und Brown (.....), Kahn und Forgue (-----) und Kalish et al. (▲▲▲▲)

der dabei registrierten Ereignisse wesentlich kleiner war und zweitens die dort verwendeten ortsempfindlichen Detektoren keine so gute Energieauflösung lieferten wie die Ortec-Zähler, sind diese dE/dx -Ergebnisse nicht von gleicher Genauigkeit wie die übrigen hier aufgeführten.

Im Falle der Al-Absorber ergaben sich bei den Ladungsmessungen Werte für den spezifischen Energieverlust, die um 4-8 % niedriger lagen als die in Abb. 11, während die Ergebnisse für Ag- und Au-Absorber in beiden Fällen übereinstimmten.

Schließlich ist noch eine Arbeit von Müller und Gönnewein (M3) anzuführen, die auch für die mittleren leichten und schweren Cf-Spaltprodukte den Energieverlust in Al-, Ag- und Au-Folien bestimmt haben. Ihre Meßdaten stimmen innerhalb von ± 5 % mit den Kurven nach Gl. (30) überein.

Wie ein Vergleich mit theoretischen bzw. halbempirischen Ergebnissen ausfällt, zeigt die Abb. 13. Diese enthält für die Massenzahlen 100 und 140 neben den eigenen, nach Gl. (30) berechneten Ergebnisse 3 Paare von Kurven, die sich aus der Theorie von Lindhard (17) und nach den halbempirischen Formeln von Münzel (19) sowie von Northcliffe und Schilling (N2) ergeben.

Neben der z.T. über 20 % betragenden Abweichung der Kurven nach Lindhard fällt auf, daß dabei im Falle des Al-Absorbers der Ionenmasse 100 ein höherer spezifischer Energieverlust zukommen soll als der Masse 140. Diese Abweichungen werden von mehreren Autoren bestätigt (K1, K4). Kahn und Forgue nahmen eine Anpassung von Lindhards Formel an ihre Ergebnisse durch Abänderung des Faktors $\xi_e = Z_I^{1/6}$ in $\xi_e = Z_I^{0,22}$ vor. Damit ergibt sich zwar eine generelle Erhöhung des theoretischen Energieverlustes, doch wird so nicht vermieden, daß für Absorber mit niederem Z - also z.B. für Al - der Energieverlust mit zunehmender Ionenmasse abfällt. Eine bessere Anpassung erhält man mit

$$\xi_e = 0,5 \cdot Z_I^{0,41}$$

Die Abweichungen zwischen den dE/dx -Kurven nach Lindhard und allen hier aufgeführten experimentellen Kurven bleibt dann stets kleiner als ± 10 %.

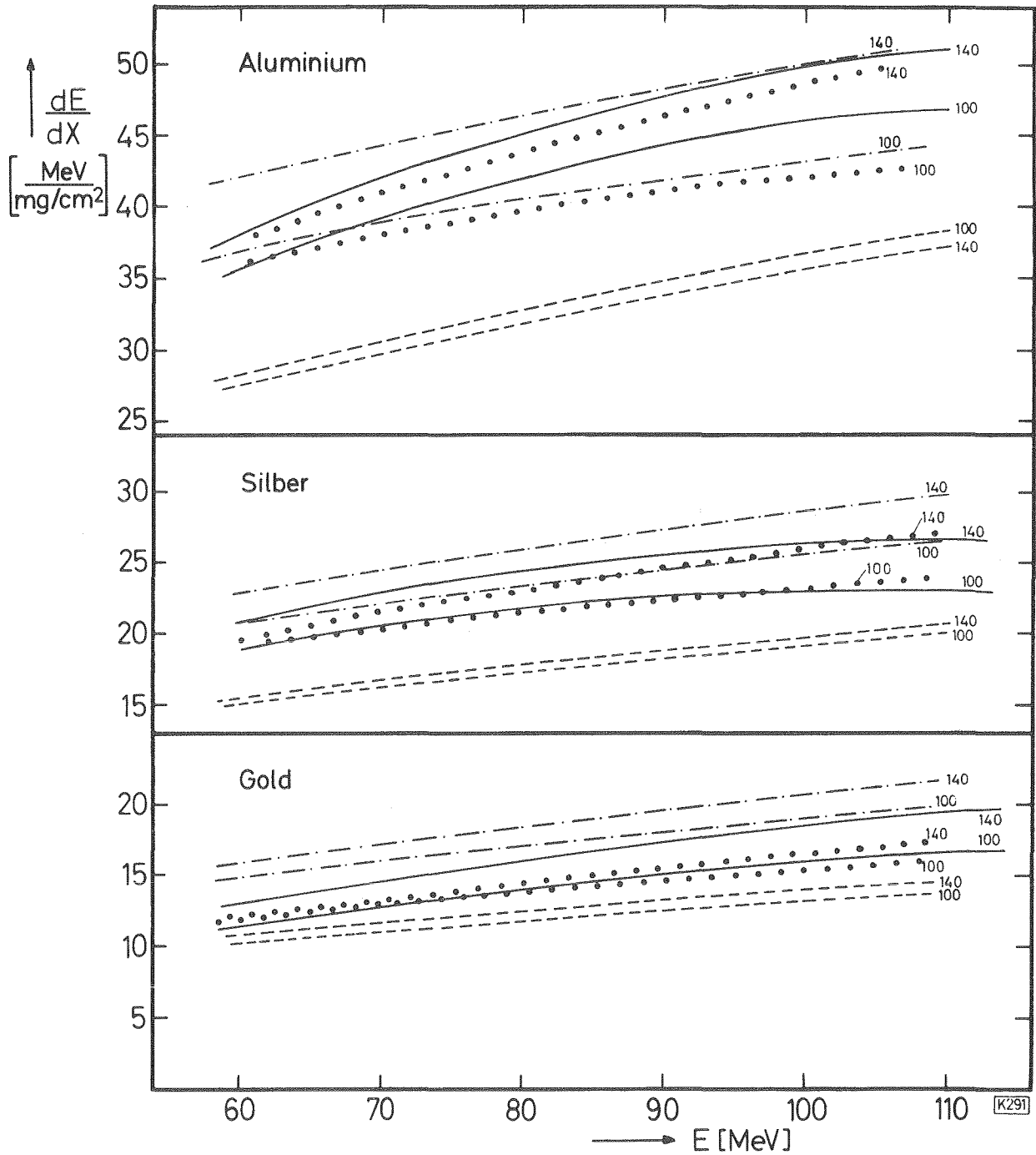


Abb. 13: Vergleich der nach Gl. (30) berechneten Kurven (—) mit theoretischen Werten nach Lindhard (-----) und halbempirischen Ergebnissen nach Münzel (-·-·-·-) bzw. nach Northcliffe und Schilling (.....)

Wie aus Abb. 13 weiter hervorgeht, ergibt sich sowohl nach Münzel als auch nach Northcliffe et al. für leichte und mittelschwere Absorber eine relativ gute Übereinstimmung mit den Meßkurven. Bei den halbempirischen Kurven für Au-Absorber ist jedoch eine geringere Abhängigkeit des spezifischen Energieverlustes von der Ionenmasse zu erkennen.

Ergebnisse für die effektive Ladung

Bei Berechnung der effektiven Ladung $Q(v_I, M_I)$ nach Gl. (28) stellte sich heraus, daß die Ergebnisse bis auf maximal $\pm 0,5$ Ladungseinheiten nicht von dem benutzten Absorbiermaterial abhängen. Zu vorgegebenen Werten von $A_I (\equiv M_I)$ und $(E_I/A_I)^{1/2}$ wurden daher alle berechneten Ladungswerte Q gemittelt. So ergab sich die in Abb. 14 dargestellte Kurvenschar, in der - mit der Ionenmasse als Parameter - die Abhängigkeit zwischen Q und $\frac{E_I}{A_I}^{1/2} = \frac{v_I}{\sqrt{2}}$ zum Ausdruck kommt.

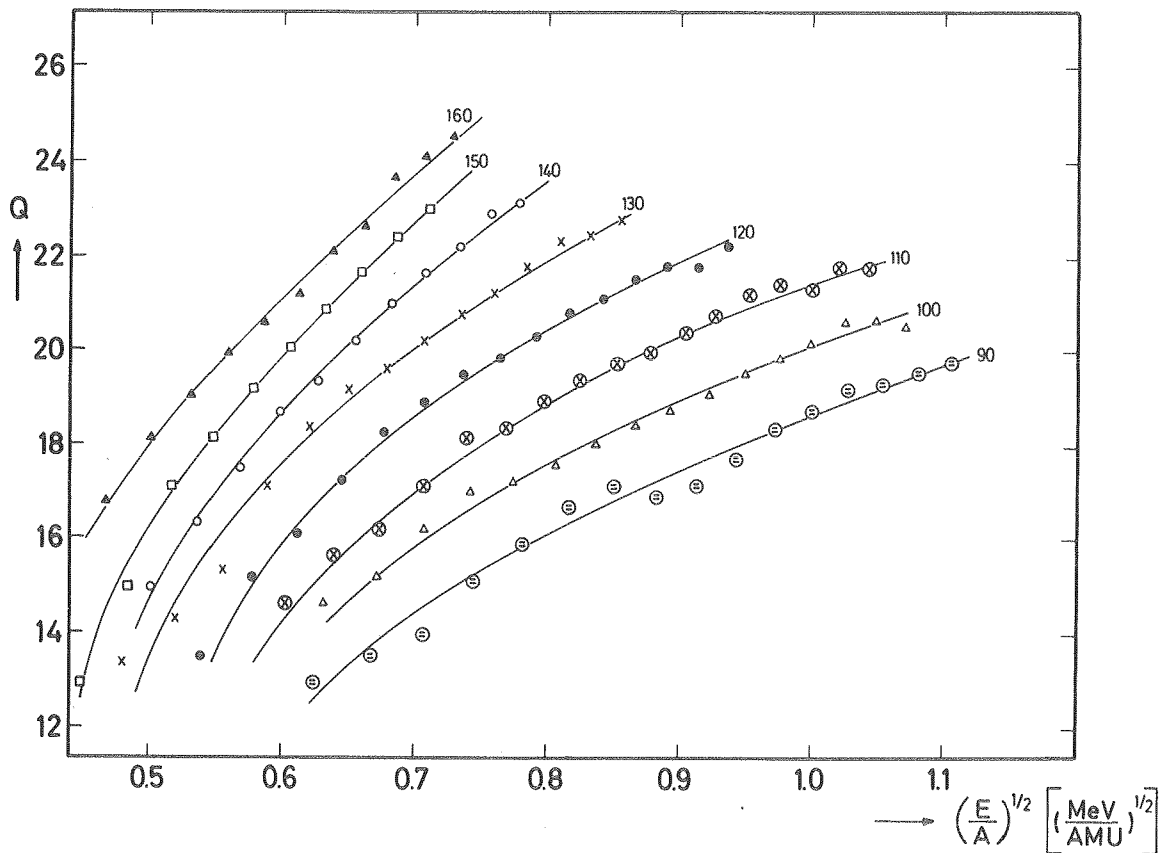


Abb. 14: Abhängigkeit der effektiven Ladung $Q = \gamma \cdot Z_I$ für verschiedene Spaltproduktmessungen von der Geschwindigkeit

Betrachtet man dagegen die relative Ionenladung $\gamma = \frac{Q}{Z_I}$ in ihrer Abhängigkeit von $\left(\frac{E_I}{A_I}\right)^{1/2}$, so zeigt es sich (vgl. Abb. 15), daß die Kurven für verschiedene Ionenmassen jetzt alle zusammenfallen; das bedeutet: die relative Ionenladung γ hängt weder von der Art der Absorberfolien, noch von der Masse der Ionen ab, sondern nur von ihrer Geschwindigkeit.

Fehlerbetrachtung

Um eine Fehlerabschätzung der berechneten Ladungswerte angeben zu können, muß zunächst die Genauigkeit der Ortsmeßpunkte untersucht werden. An dem Spektrum $N(s_1, s_2^0)$ zeigt sich, daß man zu einem vorgegebenen Ortswert s_1 der einen Seite nicht immer ein und denselben Ortswert s_2^0 auf der anderen Seite findet, sondern eine Gaußverteilung um s_2^0 als Mittelwert. Die Standard-Abweichung ist im Durchschnitt $\sigma_s = 3,92$ mm - ein Betrag, der durch folgende Einflüsse zustande kommt:

- Ausdehnung der Spaltproduktquelle
- Abweichung von der 180° -Geometrie der Spaltprodukte infolge der Neutronen-Emission
- begrenzte Ortsauflösung der Detektoren
- Schwankungen im Verstärkungsgrad der Elektronik

Mit dem Wert von σ_s läßt sich nun die Standard-Abweichung σ_d der Ablenkung berechnen, wobei jedoch noch weitere Fehlereinflüsse zu berücksichtigen sind. Aus der Gleichung für die Ablenkung

$$d = \frac{\text{const} \cdot H \cdot Q}{(E \cdot M)^{1/2}}$$

ergibt sich bei Vernachlässigung von Magnetfeldschwankungen

$$\sigma_d^2 = \sigma_s^2 + \left(\frac{\delta d}{\delta Q}\right)^2 \cdot \sigma_{Q'}^2 + \left(\frac{\delta d}{\delta E}\right)^2 \cdot \sigma_E^2 + \left(\frac{\delta d}{\delta M}\right)^2 \cdot \sigma_M^2 \quad (31)$$

$$\sigma_d^2 = \sigma_s^2 + d^2 \left\{ \left(\frac{\sigma_{Q'}}{Q'}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{2E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{2M}\right)^2 \right\}$$

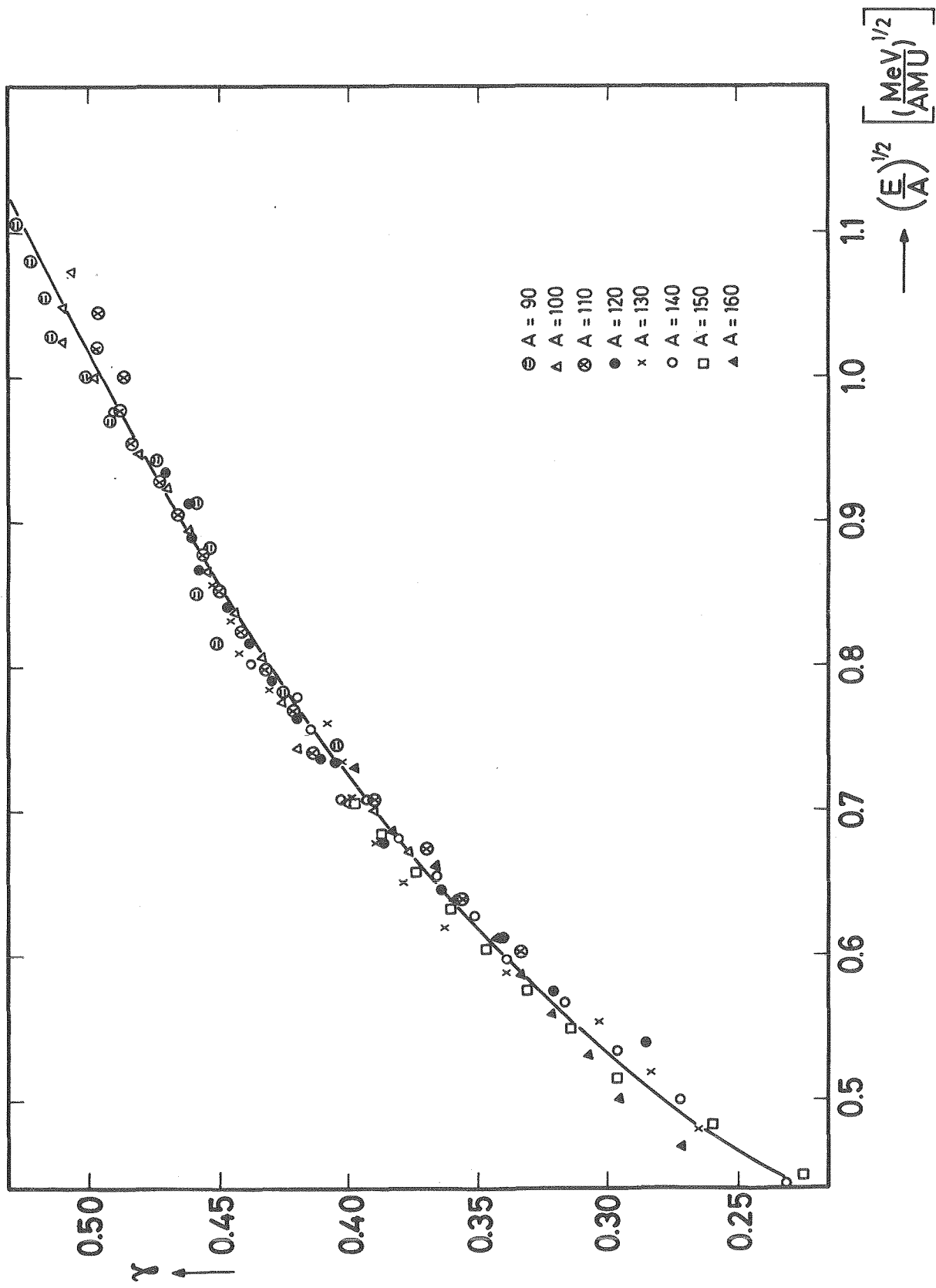


Abb. 15: Abhängigkeit der relativen Ionenladung $\gamma = \frac{Q}{ZI}$ von der Geschwindigkeit

Der Summand $(\frac{\sigma_{Q'}}{Q'})^2$ kommt daher, daß Spaltprodukte einer bestimmten Energie und Masse nicht nur eine Ionenladung aufweisen, sondern eine Ladungsverteilung mit einer Schwankung von $\pm \sigma_{Q'}$, um eine wahrscheinlichste Ladung. Dabei gilt nach Leischner (L4)

$$\sigma_{Q'} = 0,226 \cdot Z^{1/2}$$

Die Größen σ_E und σ_M sind durch die Wahl der Intervallbreiten ΔE und ΔM (vgl. Kap.2.2.) festgelegt. Man erhält $\sigma_E = 1,7$ MeV bzw. $\sigma_M = 3,4$ AMU, wenn man davon ausgeht, daß innerhalb eines Intervalls die Ereignisse gleich häufig sind und in einen Teilbereich der Breite $2\sigma_E$ bzw. $2\sigma_M$ jeweils 68 % der Ereignisse hineinfallen müssen.

Für mittelschwere Spaltprodukte ($M=124$ AMU, $Z_I=49$) mit einer Energie von 70 MeV findet man eine Ionenladung $Q=20 e^+$ und eine Ablenkung $d = 26$ mm. Damit ergibt sich nach Gl. (31)

$$\sigma_d = 4,45 \text{ mm}$$

Die relative Unsicherheit der berechneten Ladung $\frac{\sigma_Q}{Q}$ ist genauso groß wie die der Ablenkung, also wie $\frac{\sigma_d}{d}$; daraus erhält man als obere Grenze für den mittleren Fehler eines einzelnen Ladungswertes

$$\sigma_Q = 3,4 e^+$$

Bei Zusammenfassung der Ladungswerte für verschiedene Absorber, aber gleiche Energien und Massen der Fragmente ergibt sich jedoch

$$\sigma_Q = 1,4 e^+$$

(Bei n Absorbern ist $\sigma^{(n)} = \frac{\sigma^{(1)}}{\sqrt{n}}$).

Vergleich

Abb. 16 zeigt einen Vergleich der ermittelten Ionenladung γ mit den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren. γ wurde hier nicht über v_I , sondern über der "reduzierten" Geschwindigkeit

$v_R = \frac{v_I}{v_0} \cdot Z_I^{-2/3}$ aufgetragen. Abgesehen von den besonders be-

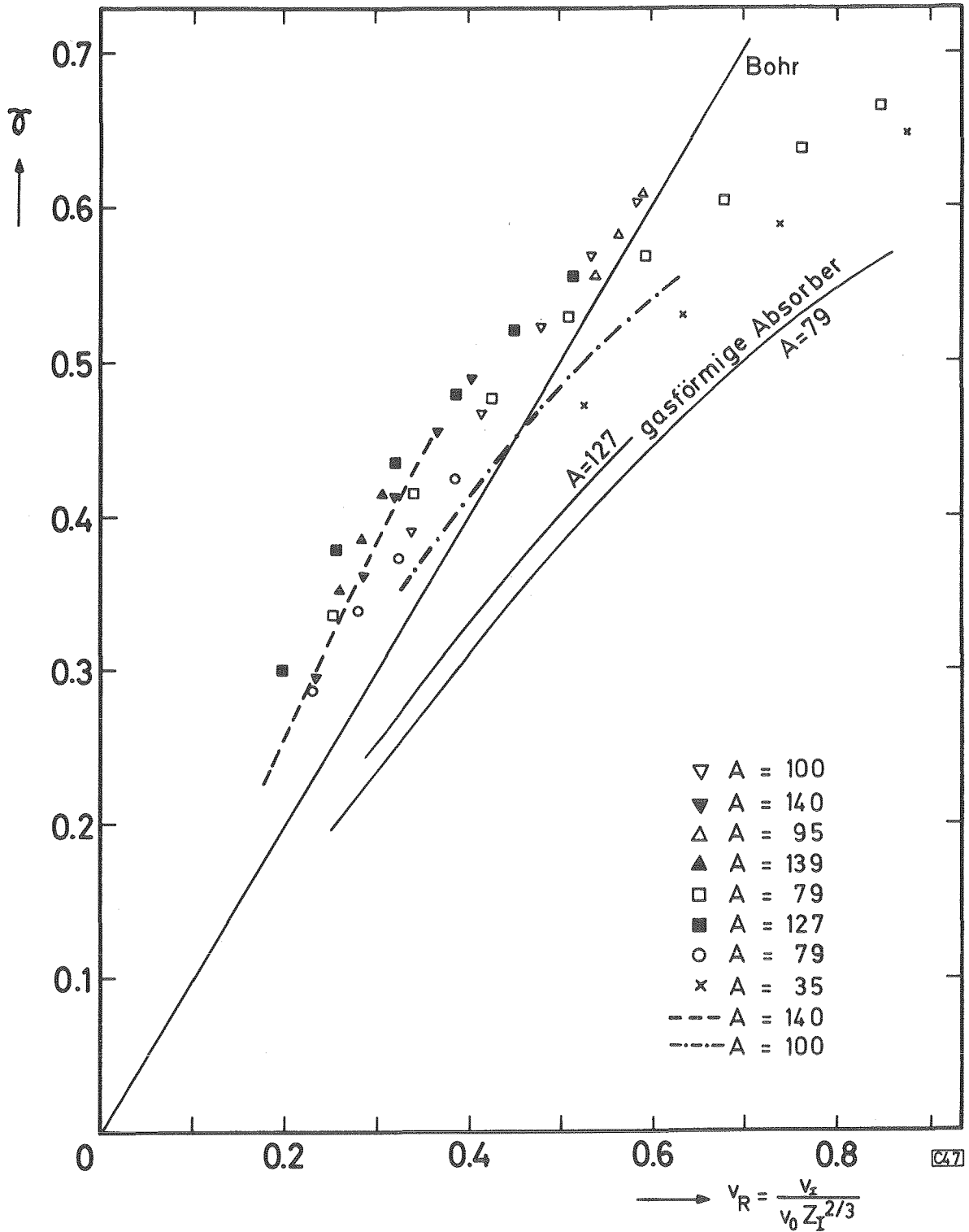


Abb. 16:

Die relative Ionenladung $\gamma = Q/Z_I$ als Funktion der relativen Geschwindigkeit v_R für verschiedene Ionenmassen und feste bzw. gasförmige Absorber; - - - - - und - - - - - stellen die eigenen Meßergebnisse dar; die Symbole beziehen sich auf die Daten folgender Autoren: $\nabla \blacktriangledown$ Leischner (L4), $\triangle \blacktriangle$ Opower et al. (O1), $\square \blacksquare$ Moak et al. (M7), $\circ \times$ Almquist et al. (A2); die Kurven für gasförmige Absorber sind ebenfalls Ergebnisse von Moak et al. (M7).

zeichneten Kurven gelten alle γ -Werte für feste Absorber.

Die eigenen Ergebnisse werden durch die beiden gestrichelten Kurven wiedergegeben. Sie gelten für die Ionenmassen 100 bzw. 140. Für die schwere Gruppe ist eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Leischner (L4) und Opower (O1) festzustellen, während die γ -Werte für die leichten Fragmente um etwa 10 % niedriger liegen als die Vergleichsdaten.

Wegen dieser nur begrenzt auftretenden Abweichung kommt ein möglicher systematischer Fehler als Erklärung kaum in Frage. Es ist deshalb festzuhalten, daß die von uns gefundenen Werte für γ in stärkerem Maße von der Ionenmasse abhängen als bei den anderen Autoren. Insgesamt gesehen ist aber innerhalb der Fehlergrenzen noch eine Übereinstimmung mit den übrigen Ergebnissen gegeben.

Bei der Auftragung von γ über v_R sollte sich nach der Abschätzung (Gl. 13) von Bohr für verschiedene Ionenmassen - unabhängig von der Kernladung - eine Gerade mit der Steigung 1 ergeben. Eine solche Gerade ist ebenfalls in Abb. 16 eingezeichnet.

Wie jedoch alle experimentellen Ergebnisse zeigen, ist die Bohrsche Annahme nur näherungsweise gerechtfertigt. Speziell für Spaltprodukte (d.h. $v_R \leq 0,6$) läßt sich die relative Ionenladung mit dem Ansatz

$$\gamma = v_R = \frac{v_I}{v_0} \cdot Z_I^{-2/3} \quad (32)$$

nur bis auf einen Faktor der Größe 0,8 bis 1,3 berechnen. Für gasförmige Absorber ist dieser Faktor $< 1,0$, für feste dagegen $\approx 1,0$.

Die Tatsache, daß die Ionen in festen Absorbieren generell einen größeren Teil ihrer Hüllenelektronen abstreifen als in gasförmigen, wird als Dichte- oder Folieneffekt bezeichnet. Er läßt sich wie folgt erklären:

Auf Grund des großen Dichteunterschiedes sind in festen Absorbieren die Zeiten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen des Ions wesentlich kürzer als in gasförmigen und auch kürzer als die mittleren Lebensdauern von Anregungszuständen der Elektronenhülle. Deshalb besteht die Möglichkeit für einen zusätzlichen Verlust von Elektronen aus höheren Niveaus heraus, in denen

sie ja weniger fest gebunden sind als im Grundzustand.

4. Diskussion

Der Vergleich zwischen den verschiedenen experimentellen Ergebnissen für die effektive Ladung mit der theoretischen Aussage von Bohr läßt im wesentlichen zwei Tatsachen erkennen (vgl. Abb. 16):

1. Oberhalb von $v_R = 0,6$ treten zunehmend größere Abweichungen von der Linearität zwischen γ und v_R auf. Offensichtlich wird der Wert $\gamma=1$ bei großen Geschwindigkeiten asymptotisch erreicht.
2. Der Einfluß der Masse bzw. Kernladung des Ions spielt auch bei der Auftragung von γ über v_R noch eine Rolle; denn bei verschiedenen Werten von A_I ergibt sich keine einheitliche Kurve für γ .

Bohr hat bei seiner Berechnung von $\gamma \cdot Z_I$ (vgl. Kap. 1.1.2.) die Abschätzung benutzt, daß die effektive Quantenzahl ν in dem mittleren Bereich zwischen $n=1$ und $n=Z_I$ den Wert $Z_I^{1/3}$ annimmt (n ist die Zahl der in der Hülle fehlenden Elektronen, also $n=Q=\gamma \cdot Z_I$). Wenn diese Annahme für $n=\frac{Z_I}{2}$, d.h. für $\gamma=0,5$ zutrifft, so ist zu erwarten, daß ν für $\gamma=0,3$ und $\gamma=0,7$ schon einen kleineren Wert annimmt, etwa $\nu=Z_I^{1/4}$ (für $\gamma \rightarrow 1$ bzw. $\gamma \rightarrow \frac{1}{Z_I}$ sollte ja $\nu \rightarrow 1$ gelten). Das bedeutet: bei genauerer Betrachtung der Bohrschen Ableitung erhält man für die Abhängigkeit zwischen γ und v_R eine Kurve, die die in Abb. 16 enthaltene Gerade bei $v_R=0,5$ berührt, die aber - von diesem Punkt aus gesehen - für kleiner und größer werdende Abszissenwerte in zunehmendem Maße von der Geraden nach unten hin abweicht. Damit ist qualitativ gezeigt, daß die Vorstellungen von Bohr zu einem Kurvenverlauf von γ führen, der zu den experimentell ermittelten Kurven im Bereich $0,2 < v_R < 0,8$ annähernd parallel sein dürfte.

Es soll nun untersucht werden, ob sich im Rahmen des statistischen Modells, das von Bohr zur Aufstellung von Gl. (32) benutzt wurde, ein anderer Ausdruck ableiten läßt, damit auch eine bessere quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten erreicht wird.

Zu diesem Zweck kann man eine Berechnung der Ionisierungsenergien heranziehen, die von Sommerfeld (S3) auf der Grundlage des gleichen Modells durchgeführt wurde. Für die Ablösung der n äußersten Elektronen eines Atoms mit der Ordnungszahl Z ($n \ll Z$) ist danach ein Energiebetrag der Größe

$$E_n = 1,26 \frac{n^{7/3}}{1 - 0,903 \left(\frac{n}{Z}\right)^{1/4}} \text{ eV} \quad (33)$$

erforderlich. Für die Bindungsenergie des n-ten Elektrons folgt daraus

$$E_b^{(n)} = E_n - E_{n-1}$$

und für seine Geschwindigkeit (nach dem Bohrschen Atommodell)

$$v_n = \sqrt{\frac{2E_b^{(n)}}{m_e}} \quad (34)$$

Mit dieser Gleichung kann man nun die effektive Quantenzahl ν berechnen, die man braucht, um nach Gl. (14) die effektive Ladung zu ermitteln

$$\gamma Z_I = \nu \cdot \frac{v_n}{v_0} \quad \text{vgl. (14)}$$

Man erhält für den Bereich der Spaltprodukte ($Z_I = 35 \dots 60$, $n = 12 \dots 25$)

$$\nu = Z_I^{0,27 \pm 0,02} \quad (35)$$

Daraus folgt, daß wahrscheinlich nur ein kleinerer Wert für ν als der von Bohr vorgeschlagene ($\nu = Z_I^{1/3}$) mit dem statistischen Modell vereinbar ist.

Bei Verwendung von (35) zur Berechnung von γ erhält man z.B. für $A_I = 120$ und $v_R = 0,63$ den Wert $\gamma = 0,5$. Dieses Ergebnis paßt sehr gut zu den Meßkurven für gasförmige Absorber (vgl. Abb.16). Es spricht sogar dafür, daß der Wert $\nu = Z_I^{0,27}$ generell vorzuziehen ist; denn man sollte von dem statistischen Modell eigentlich nur erwarten, daß es eine Berechnung der effektiven Ladung für gasförmige Absorber zuläßt. Die Möglichkeit, daß die

Spaltprodukte auch aus verschiedenen Anregungsstufen heraus ionisiert werden - was zu dem Dichteeffekt bei festen Absorb-
 ern führt - wurde nämlich bei der Berechnung von ν weder von
 Bohr noch von Sommerfeld berücksichtigt. Da andererseits über
 den Dichteeffekt bisher keine quantitativen theoretischen Aus-
 sagen vorliegen, bleibt bei festen Absorb-ern nur die Möglich-
 keit, die Ergebnisse für die effektive Ladung an eine rein
 empirische Gleichung anzupassen. Von Heckman et al. (H3) wurde
 der Vorschlag gemacht, den Logarithmus von $(1-\gamma)$ - das ist die
 mittlere relative Elektronenzahl des Ions - über der relativen
 Geschwindigkeit $\frac{\nu}{\nu_0} \cdot Z_I^{-\varphi}$ aufzutragen. Unter Verwendung der bis
 1963 verfügbaren experimentellen Daten fanden diese Autoren,
 daß man mit $\varphi=0,55$ für verschiedene leichte Ionen und feste
 Absorber eine einzige Gerade erhält. Danach besteht also ein
 Zusammenhang der Art

$$\ln(1-\gamma) = k \cdot Z_I^{-\varphi} \cdot \frac{\nu}{\nu_0} \quad (36)$$

oder - wie es von Leischner (L4) formuliert wurde -

$$\gamma = 1 - c \cdot e^{-\delta \cdot \frac{\nu}{\nu_0}} \quad (37)$$

In der letzten Gleichung ist $c=e^k$ der Ordinatenabschnitt der
 Geraden und $\delta=Z_I^{-\varphi}$ die Steigung. Für den Bereich sehr großer
 Geschwindigkeiten besitzt Gl. (37) die auf Seite 48 geforderte
 Konvergenz von γ gegen 1.

Der Ausdruck $e^{-\delta}$ wurde von Leischner noch durch den Quotienten
 Z_I^a/b ersetzt, wobei die Konstante a im wesentlichen davon ab-
 hängt, ob der Absorber gasförmig oder fest ist. Bei Verwen-
 dung von Formvar-Absorb-ern ergaben sich für die Konstanten
 folgende Werte

$$\begin{array}{ll} a = 0,0527 & b = 1,400 \\ c \approx 1,08 & \text{für } 10 < Z_I < 50 \\ \text{bzw. } c = 1,04 & \text{für } Z_I > 50 \end{array} \quad (38)$$

Wenn man die gleichen Konstanten aus den Ergebnissen unserer
 Messungen ermittelt und in (37) einsetzt, findet man

$$\gamma = 1 - 1,045 \cdot (0,888)^{v/v_0} \quad (39)$$

In diesem Fall tritt der Faktor Z_I^a nicht auf, da von uns ja keine Abhängigkeit der effektiven Ladung von Z_I bzw. A_I gefunden wurde (vgl. Abb. 15). Dennoch zeigt sich fast eine Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Leischner; denn wenn man die Konstanten (38) für $Z_I=40$ und $Z_I=60$ in (37) einsetzt, so erhält man

$$\gamma = 1 - 1,08 \cdot (0,863)^{v/v_0}$$

$$\text{bzw. } \gamma = 1 - 1,04 \cdot (0,882)^{v/v_0}$$

Die Gl. (39) soll nun dazu dienen, mit der von Bohr aufgestellten Formel (10) den spezifischen Energieverlust $(dE/dx)_I$ der Spaltprodukte zu berechnen. Für die mittleren Anregungsenergien I der einzelnen Absorberarten werden die folgenden einer Arbeit von Fano (F1) entnommenen Werte benutzt:

Absorber	Al	Ag	Au
$I(\text{eV})$	164	470	758

Tabelle 5 enthält für diese 3 Absorber und jeweils 2 Ionenmassen und -Energien einen Vergleich verschiedener berechneter und gemessener Werte für dE/dx . In Spalte 5 steht der nach Gl. (10) mit der Bremszahl (11) berechnete Energieverlust, Spalte 4 enthält die Ergebnisse, die man mit den gleichen Formeln, jedoch ohne Berücksichtigung der Korrekturterme c_K und c_L erhält; in der 6. Spalte sind die z.T. extrapolierten experimentellen Ergebnisse wiedergegeben, zu deren Berechnung Gl. (30) und die Konstanten der Tab. 4 benutzt wurden. Die Werte der Spalte 7 resultieren aus der von Pierce und Blann angegebenen Gl. (22). Aus der Tabelle geht hervor, daß - selbst unter Berücksichtigung der Schalenkorrekturen - die Gleichung von Bohr einen viel zu niedrigen Energieverlust ergibt. Für Al- und Ag-Absorber liegt die Abweichung zwischen 100 und 400 %, bei Au-Absorbern ist sie sogar noch größer.

Tab. 5: Vergleich der nach der Theorie von Bohr berechneten Werte des spezifischen Energieverlustes mit den experimentellen Daten und den Ergebnissen nach Gl. (22) von Pierce und Blann

Absorber	A_I	E_I (MeV)	$(\frac{dE}{dx})_{Bohr}$	$(\frac{dE}{dx})_{Bohr+Korr.}$	$(\frac{dE}{dx})_{exp.}$	$(\frac{dE}{dx})_{PuB}$
Al	100	60	9,36	6,95	35,64	39,9
		100	24,63	21,8	45,98	44,9
	140	60	-23,86	-27,0	37,98	46,1
		100	10,02	5,15	49,89	55,5
Ag	100	60	-22,43	-18,65	18,82	18,0
		100	- 5,26	- 6,02	23,04	22,25
	140	60	-82,00	-65,0	20,79	19,85
		100	-46,32	-41,6	26,32	25,85
Au	100	60	-36,47	-29,7	11,46	12,3
		100	-17,60	-14,2	15,89	15,4
	140	60	-109,86	-95,4	13,03	14,2
		100	- 71,55	-62,4	18,51	17,8

Weil das Argument im Logarithmus der Bremszahl B (vgl. Gl. 11) sehr kleine Werte annimmt, ergibt sich in vielen Fällen ein Energieverlust mit negativem Vorzeichen, was natürlich physikalisch sinnlos ist.

⁺) Das negative Vorzeichen tritt nicht auf und die Abweichungen sind erstaunlicherweise "nur" von der Größenordnung 100 %, wenn man statt der Bremszahl von Bohr diejenige von Bethe (Gl. 5) verwendet, obwohl diese aus theoretischen Gründen ja weniger geeignet sein sollte als die von Bohr (vgl. Kap. 1.1.).

Aus diesem Sachverhalt folgt, daß die für die Abbremsung von Protonen und α -Teilchen berechneten Schalenkorrekturen für Spaltprodukte nicht verwandt werden können und daß somit die Bedingung (8)

$$v_I \gg v_K$$

die Anwendung der Bohrschen Bremsformel für schwerere Absorber als He verbietet.

Eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten erhält man jedoch - wie Spalte 7 der Tabelle zeigt - mit der Formel von Pierce und Blann, nach der sich der spezifische Energieverlust von schweren Ionen aus dem von Protonen berechnen läßt.

Allerdings zeigt ein Vergleich zwischen der von Pierce und Blann benutzten Größe γ

$$\gamma_{PuB} = 1 - e^{-0,95 v_R} \quad \text{vgl. (21,22)}$$

und der relativen Ionenladung $\gamma = \frac{Q}{Z_I}$, die wir zu

$$\gamma = 1 - 1,045 \cdot (0,888)^{v/v_0} \quad \text{vgl. (39)}$$

bestimmt haben, daß letztere für Spaltprodukte um etwa 35 % größer ist.

Somit erweist sich die Größe γ_{PuB} in der Gleichung

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_I = \gamma_{PuB}^2 \cdot \frac{Z_I^2}{\gamma_p^2} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{p, v_p = v_I} \quad \text{vgl. (21)}$$

lediglich als eine Hilfsgröße zur Berechnung von $\left(\frac{dE}{dx}\right)_I$, die aber mit der relativen Ionenladung, d.h. dem Verhältnis aus effektiver Ladung und Kernladung, nicht identisch ist.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Die hier durchgeführte Bestimmung des spezifischen Energieverlustes läßt erkennen, daß eine Berechnung dieser Größe mit den bisher vorhandenen theoretischen Formeln nicht möglich ist. Man ist vielmehr darauf

angewiesen, eine Anpassung dieser Formeln an die empirischen Werte vorzunehmen, was z.B. für die Gleichung von Lindhard durch die auf S. 40 vorgeschlagene Modifikation $\xi_e = 0,5 \cdot Z_I^{0,41}$ geschehen kann. Daneben kommt die Anwendung einiger halbempirischer Formeln in Betracht, die jedoch bei verschiedenen Teilchenenergien und verschiedenen Absorberarten nicht zu einer gleich guten Übereinstimmung mit den experimentellen Werten führen. So ergibt sich aus den vorgelegten Meßdaten, daß die Gleichung (19) von Münzel zur Berechnung des Energieverlustes in leichten bis mittelschweren Absorbern in Frage kommt, während bei Absorbern mit mittlerer bis hoher Kernladung die Gleichung (22) von Pierce und Blann vorzuziehen ist.

Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liegt im Durchschnitt bei $\pm 5-10\%$, was auch etwa der Genauigkeit der vorhandenen Meßdaten entspricht.

Eine Analyse der theoretischen Abschätzungen über die effektive Ladung der Spaltprodukte führt zu dem Ergebnis, daß diese mit Hilfe des statistischen Atommodells zwar für gasförmige, nicht aber für feste Absorber berechnet werden kann. In dem zweiten Fall läßt sich jedoch eine von Leischner vorgeschlagene empirische Formel verwenden, deren Konstanten für den Energie- und Massenbereich der Spaltprodukte bestimmt wurden.

5. Literatur

- A1 H. Albrecht, LEZYF-Subroutine für die IBM 360/65 zum Lesen von 7-Spur-Bändern, KFZ Karlsruhe, 1970, unveröffentlicht
- A2 E. Almquist, C. Broude, M.A. Clark, J.A. Kuehner, A.E. Litherland, Can. Journ. Phys. 40 (1962) 954
- B1 H.A. Bethe, J. Ashkin, Experimental Nuclear Physics I, Kap. 2 (Ed. E. Segrè, Wiley, New York, 1953)
- B2 L.B. Bridwell, C.D. Moak, Phys. Rev. 156 (1967) 242
- B3 N. Bohr, Phil. Mag. 25 (1933) 10
- B4 F. Bloch, Ann. Physik 16 (1933) 285
- B5 F. Bloch, Z.f. Physik 81 (1933) 363
- B6 H.A. Bethe, Ann. Physik 25 (1930) 325
- B7 N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd. 18, 8 (1948)
- B8 W. Booth, I.S. Grant, Nucl. Phys. 63 (1965) 481
- B9 G.E. Bell, Phys. Rev. 90 (1953) 548
- B10 G. Bertolini, A. Coche, Semiconductor Detectors (North-Holl. Publ. Comp. Amsterdam 1968)
- B11 J. Buschmann, Subroutine GAUSS, KFZ Karlsruhe, 1967, unveröffentlicht
- B12 N. Bohr, J. Lindhard, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd. 28, 7 (1954)
- C1 J.B. Cumming, V.P. Crespo, Phys. Rev. 161 (1967) 287
- D1 I.S. Dmitriev, Sov. Phys. JEPT 5 (1956) 473,
I.S. Dmitriev, V.S. Nicolaev, Sov. Phys. JEPT 20 (1965) 409
- E1 R.D. Evans, The Atomic Nucleus (Mc Graw-Hill, New York, 1955)

- E2 H. Ewald, H. Hintenberger, Methoden und Anwendung der Massenspektroskopie (Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr., 1953)
- F1 U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 1
- H1 I.O. Hirschfelder, J.L. Magee, Phys. Rev. 73 (1948) 207
- H2 T. Hall, Phys. Rev. 79 (1950) 504
- H3 H.H. Heckman, E.L. Hubbard, W.G. Simon, Phys. Rev. 129 (1963) 1240
- K1 S. Kahn, V. Forgue, Phys. Rev. 163 (1967) 290
- K2 J.K. Knipp, E. Teller, Phys. Rev. 59 (1941) 659
- K3 S. Kalbitzer, W. Melzer, Nucl. Instr. Meth. 56 (1967) 301
- K4 R. Kalish, L. Grodzins, F. Chmara, P.H. Rose, Phys. Rev. 183 (1969) 431
- L1 J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd. 33, 14 (1963)
- L2 L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd. 8, p. 402 ff, (Akademie-Verlag, Berlin, 1967)
- L3 W.E. Lamb, Phys. Rev. 58 (1940) 696
- L4 E. Leischner, UNILAC-Bericht Nr. 1-66, Inst. für Angewandte Physik, Heidelberg, 1966
- M1 C.D. Moak, M.D. Brown, Phys. Rev. 149 (1966) 244
- M2 P.M. Mulas, R.C. Axtmann, Phys. Rev. 146 (1966) 296
- M3 R. Müller, F. Gönnewein, Physikal. Institut der Universität Tübingen, private Mitteilung
- M4 H. Münzel, KFZ Karlsruhe, Externer Bericht 10/67-4 (1967)
- M5 H. Münzel, KFZ Karlsruhe, KFK-Bericht 693 (1967)
- M6 W. Melzer, F. Pühlhofer, Nucl. Instr. Meth. 60 (1968) 201
- M7 C.D. Moak, H.O. Lutz, L.B. Bridwell, L.C. Northcliffe, S. Datz, Phys. Rev. 176 (1968) 427

- N1 L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67
- N2 L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables A7 (1970) 233-463 (Academic Press, New York)
- N3 V.S. Nikolaev, L.N. Fateeva, I.S. Dmitriev , Y.A. Teplova, Sov. Phys. JEPT 5 (1957) 789 , 12 (1961) 627
- O1 H. Opower, E. Konecny, G. Siegert, Z.f. Naturforschung 20a (1965) 131
- P1 T.E. Pierce, M. Blann, Phys. Rev. 173 (1968) 390
- S1 S.V. Starodubtsev, A.M. Romanov, The Passage of Charged Particles through Matter, AEC-tr 6468 (1965)
- S2 H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams, Phys. Rev. 137B (1965) 837
- S3 A. Sommerfeld, Z. f. Physik 80 (1933) 415
- V1 A. de Volpi, K.G. Porges, Phys. Rev. C1,2 (1970) 683
- W1 W. Whaling, Handb. der Physik, Bd. 34, 193, (Ed. Flügge, Springer Verlag, Berlin, 1958)
- W2 C.F. Williamson, J. Boujot, J. Picard, CEA-Rapport R3042 (1966)
- W3 E.J. Williams, Revs. Mod. Phys. 17 (1945) 217
- W4 M.C. Walske, Ph.D. Thesis Cornell University, Ithaca N.Y. 1951, Phys. Rev. 88 (1952) 1283, Phys. Rev. 101 (1956) 940
- W5 P.H. White, E.J. Axton, J. of Nucl. Energy 22 (1968) 73

