Aufbau und Erprobung einer Beschleunigungsanlage für 300 keV Elektronen

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Horst Ziegelmann

aus

Spaichingen

Ausgeführt im Physikalischen Institut der Universität Tübingen

- 1964 -

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Aufbau einer Beschleunigungsanlage für 300 keV Elektronen	1
1.1 Einstufige Beschleunigung	1
1.2 Das 6-stufige Beschleunigungsrohr	5
1.2.1 Aufbau	5
1.2.2 Der Vakuumdurchschlag	6
1.2.3 Der Elektronenuntergrund	9
1.2.4 Mansfields Hypothese	12
1.3 Das 17-stufige Beschleunigungsrohr	16
1.3.1 Ein Vorversuch	16
1.3.2 Die Form der Elektroden	17
1.3.3 Die Abschirmung der Glasaufladungen	18
1.3.4 Die Kompensation des magnetischen Erdfeldes	20
1.3.5 Die Kathode	20
1.3.6 Der Einfluß der Beschleunigungsstufen	21
1.3.7 Der Strahlstrom	22
2. Herstellung von Halbleiterzählern für 300 keV Elektronen	25
2.1 Allgemeines	25
2.2 Herstellungsverfahren	26
2.3 Das Auflösungsvermögen	27
2.4 Die Bestimmung der nötigen Zählerspannung	30
3. Messung von Rückstreuspektren bei Pb als Test für die Apparatur	33
3.1 Die Streugeometrie	33
3.2 Die Korrektur der Rückstreuung vom Zähler	33
3.3 Die Korrektur des endlichen Auflösungsvermögens	34
3.4 Darstellung der Ergebnisse und Fehlerabschätzung	35
3.5 Diskussion der Ergebnisse	36
Literaturverzeichnis	39

1. Aufbau einer Beschleunigungsanlage für 300 keV Elektronen

1.1 Einstufige Beschleunigung

Vorbild der einstufigen Beschleunigungsanlage war der Strahlkopf des Siemenselektronenmikroskops, das mit Spannungen bis zu 100 kV arbeitet. Die Spannungszuführung (Hochspannung, Heiz- und Wehneltspannung für die Kathode) erfolgt mit einem dreiadrigen Hochspannungskabel, das in einem unter Transformatorenöl liegenden Stecker endet. Das mit Transformatorenöl gefüllte Porzellanrohr ermöglicht eine hochspannungssichere Durchführung durch den geerdeten Flansch, der das Vakuumgefäß abschließt. Am unteren Ende des Porzellanrohrs sitzt der Strahlkopf, der die Kathode enthält.

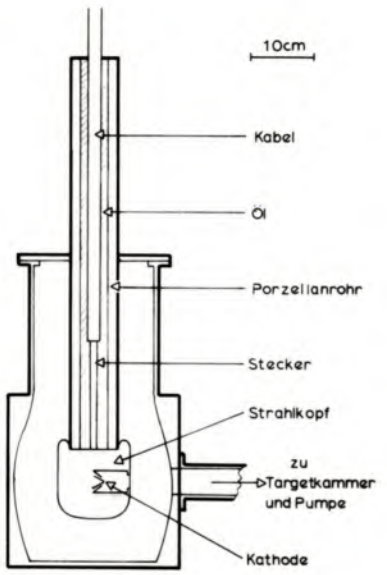


Fig. 1: Die einstufige Beschleunigungsanlage

Wir haben uns dieses Modell im Maßstab 3 : 1 nachgebaut (Fig. 1), um bei 300 kV die gleichen Feldstärken zu erhalten, die beim Siemensmikroskop bei 100 kV herrschen. Trotzdem erfolgen schon bei 150 kV die ersten Entladungen, die bei einer weiteren Spannungssteigerung von nur wenigen kV so stromstark werden (> 1 mA), daß die Spannung der Zeisskaskade zusammenbricht.

Dabei handelt es sich um Entladungen im Vakuum. Es kommen nicht nur Entladungen quer durchs Vakuum vor, die man durch Leuchtschirme für Elektronen beobachten kann, sondern auch Entladungen über die Oberfläche des Porzellanrohres, die sich durch ein blaß bläuliches

Leuchten am Porzellan in der Nähe der Kathode äußern. Die leuchtenden Entladungen entlang des Isolators sind eine Erscheinung, die schon Boersch u. a. (1) beobachtet und untersucht haben. Sie deuten sie folgendermaßen: Die Kathode ist nie ganz frei von kleinen Spitzen (2) und Verunreinigungen, an denen schon bei kleinen Makrofeldstärken infolge der Feldverzerrung Feldemission eintritt. Die Feldstärke am Übergang Kathode-Isolator ist so gerichtet, daß ein Teil dieser Elektronen auf den Isolator auftreffen muß. Schon bei einer Elektronenenergie von 30 eV wird die Sekundärelektronenausbeute größer als eins, so daß sich der Isolator positiv auflädt, was die emittierten Elektronen zwingt, wieder zum Isolator zurückzukehren und wiederum Sekundärelektronen zu erzeugen. Diese in Sprüngen von einigen μ am Isolator entlang hüpfenden Elektronen verursachen das beobachtete blaß bläuliche Leuchten. Es ist nun leicht einzusehen, daß diese Entladung nicht stabil sein kann: die positive Aufladung des Isolators erhöht die Feldstärke an der Kathode, was eine erhöhte Feldemission zur Folge hat, diese verursacht eineverstärkte Aufladung des Isolators u. s. f. - ein lawinenartiges Anwachsen des Entladungsstromes ist die Folge.

Boersch u. a. schlagen vor, den Isolator am kritischen Übergang zur Kathode abzuschrägen, so daß die Komponente der Feldstärke,die senkrecht zur Isolatorfläche steht, größer wird. Jetzt können die am Isolator ausgelösten Elektronen nicht mehr so große Sprünge machen, da die vergrößerte Normalkomponente sie schon nach kurzem Flug wieder zum Isolator zurückzwingt. Die Energie, die sie aus dem Feld aufnehmen können, wird also geringer, was wiederum die Sekundärelektronenausbeute verringert. Ist der Winkel zwischen Feldstärke und Isolator größer als 30°, so reicht die Normalkomponente aus, die Auftreffenergie so zu verringern, daß die Sekundärelektronenausbeute kleiner 1 wird. Ergebnis: der Isolator lädt sich negativ auf, und die Feldstärke an der Kathode sinkt.

Da uns eine solche Bearbeitung des Isolators unmöglich war, kitteten wir drei Glasschirme mit Araldit an den Isolator. Diese halten den Strom der Elektronen auf und ermöglichen so die erwünschte negative Aufladung. Eine Verbesserung der Spannungsfestigkeit trat aber nur so lange ein, bis der Araldit durch Entladungen verkohlt war, was die Spannungsfestigkeit erheblich herabsetzte. Die verkohlten Stellen wurden zu weiteren Quellen der Entladung.

Die direkte Entladung zwischen den Elektroden quer durchs Vakuum kann auf diese Weise nicht erklärt werden. Eine Gasverstärkung wie bei der Gasentladung kommt nicht in Frage, da bei 10^{-5} Torr ein Elektron eine freie Weglänge von $6 \cdot 10^{4}$ cm hat und die Anode ohne Stoß erreicht. Die Verstärkung der Entladung muß also beim Aufprall auf die Elektroden erfolgen. Diese Verstärkung kann man sich nur so vorstellen, daß die beobachteten Elektronen an der Anode γ - Quanten und positive Ionen auslösen, die ihrerseits Elektronen an der Kathode erzeugen (3) . Die Durchschlagsbedingung müßte dann so aussehen: 1 Elektron erzeugt A γ-Quanten und C positive Ionen. Ein γ-Quant erzeugt B Elektronen und ein positives Ion D Elektronen. Bei $AB + CD > 1$ erfolgt lawinenhafte Verstärkung. Da A, B, C und D - die Sekundärteilchenausbeute mit der Auftreffenergie wächst, ist es verständlich, daß die Isolation im Vakuum mit wachsender Spannung immer schwieriger wird.

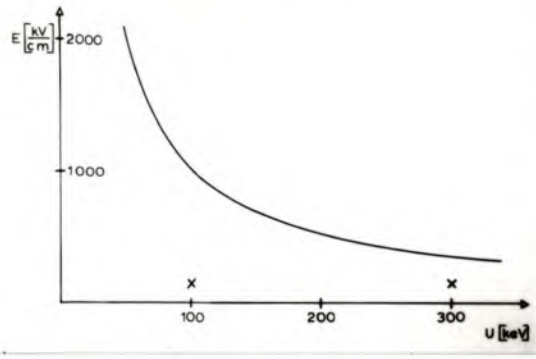


Fig. 2: Durchschlagsfeldstärke in Abhängigkeit von der Spannung

Fig. 2 zeigt die Abnahme der Durchschlagsfeldstärke mit wachsender Spannung gemessen zwischen 2 Kugeln mit ϕ = 2,5cm im Vakuum.(3) Es zeigt sich, daß EU = const. Diese Tatsache hat Cranberg (4) zu der Hypothese geführt, daß der Durchschlag von Materiepartikeln verursacht wird, die nur locker auf den Elektroden sitzen, sich aufladen und durch

die elektrostatischen Kräfte abgerissen werden und nach Durchfallen der gesamten Spannungsdifferenz auf die Gegenelektrode stürzen, diese lokal aufheizen, was zu Gasausbrüchen oder Verdampfung - kurz zu Druckerhöhung führt und so eine Gasentladung verursacht. Die zur ausreichenden Verdampfung benötigte Energie sei ε , dann lautet die Bedingung für den Durchschlag:

$$\varepsilon < qU \sim EU$$

da die Ladung q proportional der Feldstärke ist; d. h. man bekommt das experimentell ermittelte Gesetz EU = const.

Die Feldstärke[+] beim Siemensmikroskop und an unserer Anlage ist in Fig. 2 eingetragen. Man sieht, daß beim Siemensmikroskop ein sehr großer Sicherheitsabstand vorhanden ist, während er für die 300 kV Anlage bei gleicher Feldstärke bedeutend geringer ist. Trotzdem müßte man nach Fig. 2 die Spannung noch weiter steigern können. Trump und van de Graaffs Kugeln hatten einen Durchmesser von 2,5 cm, während die Flächen unserer Elektroden (Besonders der Anode) bedeutend größer sind, wodurch die Entladungen stromstärker werden. Wir haben deshalb die Wände des Vakuumgefäßes, die die Anode bilden, durch Isolatoren ersetzt und so die Anode bis auf einen Durchmesser von 5 cm reduziert. Die Spannung ließ sich dann bis auf 175 kV steigern. Eine weitere Spannungssteigerung, die nach Fig. 2 möglich sein müßte, gelang nicht. Wahrscheinlich war die Oberfläche der Kathode zu rauh. Trump und van de Graaff arbeiteten mit optisch polierten Oberflächen. Selbst an diesen können nach(2) noch Spitzen auftreten, an denen man mit der hundertfachen Makrofeldstärke rechnen muß. Wir beschlossen daher, die Schwierigkeiten der Isolation hoher Spannungen im Vakuum zu umgehen und die Spannung zu unterteilen.

[+] Die Feldstärke an den abgerundeten Kanten ist sicher nicht größer als die Feldstärke an einem Ring, für den nach Böning (5) gilt:

$$E = \frac{U}{2\varrho \ln \frac{a-\varrho}{\varrho}} \qquad (1)$$

ϱ Radius des Ringquerschnitts
a Abstand der Gegenelektrode

U = 100 kV ϱ = 0,3 cm a = 1,5 cm
gibt E = 120 kV/cm

1.2 Das 6-stufige Beschleunigungsrohr

1.2.1 Aufbau

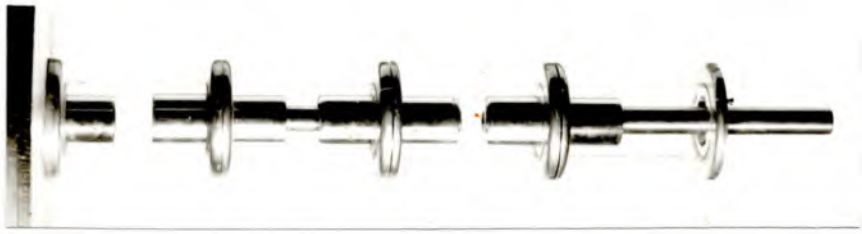


Abb. 1: Verschiedene Rohrlinsentypen, die beim 6-stufigen Beschleunigungsrohr verwendet wurden.

Zur Isolation der einzelnen Stufen haben wir Glas dem Porzellan vorgezogen, da es leichter zu beschaffen und zu bearbeiten ist und außerdem einen Einblick in das Innere gestattet.

Da eine Stufe 50 kV halten muß, haben wir dem Glaszylinder eine Länge von 15 cm gegeben. Dann hält er nach (6) an Luft 100 kV, das ist nicht zu viel, da die Überschlagsfestigkeit bei sehr feuchter Luft um 30 % abnehmen kann. Der Glaszylinder wird durch Messingflansche abgeschlossen, die die vakuumdichte Verbindung der einzelnen Stufen ermöglichen und die Elektroden tragen. Die Elektroden haben die Form von Rohrlinsen. Ihre abgerundeten Enden stehen sich in einem Abstand von nur 3 cm gegenüber (Typ 1). Das gibt eine günstige Feldverteilung (Vergrößerung der Normalkomponenten auf Kosten der Tangentialkomponente am Glas - s. S.2). Insbesondere wird am Übergang Glas-Metall, von wo die Entladungen über das Glas ausgehen würden, E sehr klein. An den abgerundeten Ecken beträgt die Feldstärke bei einem Krümmungsradius von 0,3 cm nach Gleichung (1) S. 4 etwa 40 kV/cm. Die gut polierten Linsen sind vernickelt; auf diese Weise kann man fast die Spannungsfestigkeit von Stahl erreichen und kann trotzdem das leicht zu bearbeitende Messing verwenden (7) .

Die Flansche sind nach außen ebenfalls abgerundet, um Sprühen zu vermeiden. Ein Krümmungsradius von 1 cm genügt, da die Flansche parallel zu den Äquipotentiallinien des Hochspannungskorbes liegen. Dadurch wird nämlich das Feld des Hochspannungskorbes nur schwach verzerrt. Es herrscht also an den Flanschen nicht die Feldstärke nach Gleichung (1) S. 4 sondern die bedeutend kleinere des Korbfeldes. Dieser Hochspannungskorb (siehe Abb. 5 S. 1?), der die Spannungsversorgung für die Kathode enthält, hat einen Radius von 16 cm, so daß bei 300 kV die Feldstärke an seiner Oberfläche weniger als 20 kV/cm beträgt. Luftdurchschlag erfolgt bei 30 kV/cm (5).

1.2.2 Der Vakuumdurchschlag

So geplant müßten die einzelnen Stufen des Beschleunigungsrohres mehr als 50 kV halten. Prüft man sie einzeln unter Spannung, so beobachtet man erst oberhalb 60 kV Entladungen im Vakuum. Das 6-stufige Rohr müßte also über 360 kV halten. Tatsächlich beginnen die Entladungen aber schon bei 260 kV: Beim Hintereinanderschalten der einzelnen Stufen verringert sich deren Spannungsfestigkeit.

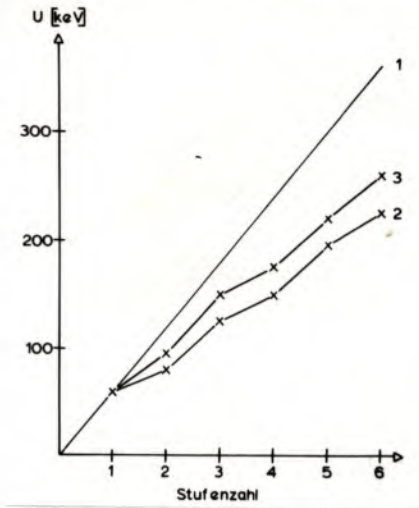


Fig. 3: Spannungsfestigkeit in Abhängigkeit von der Stufenzahl
1. Erwartete Kurve
2. Gemessene Kurve
3. Erhöhung der Spannungsfestigkeit durch Blenden

Fig. 3 zeigt: 1 Spannungsfestigkeit von n Stufen hintereinander geschaltet, die man auf Grund der Spannungsfestigkeit der einzelnen Stufen erwarten würde. 2 Tatsächlich erhaltene Spannungsfestigkeit. Kurve 3 erhält man, wenn man die Rohrlinsen soweit mit Blenden verschließt, daß man zwar noch evakuieren kann, aber kein Teilchen in direktem Flug die Rohrlinse passieren kann. Es

ist leicht einzusehen, woher die Verbesserung kommt: Es wird verhindert, daß Teilchen, die in einer Stufe bei einer Entladung entstehen, dadurch vervielfacht werden, daß sie eine weitere Beschleunigungsstrecke durchfliegen, mit zusätzlicher Energie auf eine Elektrode treffen und dort noch mehr Sekundärteilchen erzeugen.

Trotzdem verläuft Kurve 3 noch weit unterhalb von 1, d. h.: die einzelnen Stufen beeinflussen sich trotz Blenden gegenseitig und verstärken die lokalen Entladungen, sei es durch Röntgenstrahlen oder durch elektrische Schwingungen, die, durch Entladungen erzeugt, in anderen Stufen zu Überspannungen führen können.



Abb. 2

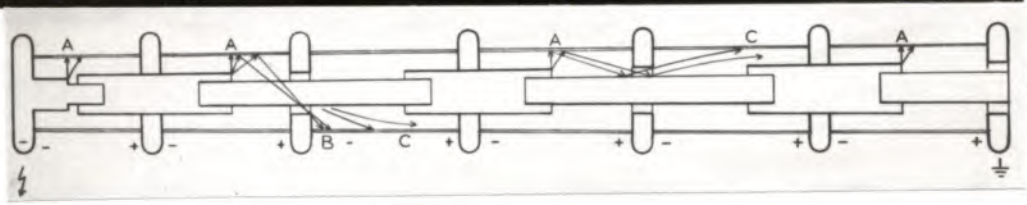


Fig. 4

Abb. 2 zeigt einen Durchschlag bei 270 kV (hier sind die sich gegenüberstehenden Rohrlinsen durch ein System von ineinandergreifenden Rohrlinsen ersetzt, um den Elektronenstrahl noch besser vom Glas abzuschirmen (s. Abb. 1 Typ 4 + 5).

Das intensive Leuchten scheint Glasfluoreszenz zu sein, die von Elektronen erzeugt wird, welche von den scharfen Krümmungen der großen Rohrlinsen, die negativ gegenüber ihrer Gegenelektrode sind, wegfliegen. In den Stufen, in denen die großen Rohrlinsen positiv sind, ist das Leuchten nur schwach, es scheint von Sekundärelektronen erzeugt zu werden, die in der vorhergehenden Stufe am Glas erzeugt wurden. Von den scharfen Krümmungen der dünnen Rohrlinsen gehen

wahrscheinlich ebenfalls Elektronen aus, die natürlich nicht zum Leuchten, wohl aber zum Durchschlag beitragen.

Auffallend sind die oft sehr scharfen Begrenzungen der Leuchterscheinungen. In Fig. 4 sind einige der möglichen Bahnen eingezeichnet, die das Zustandekommen der Begrenzungen etwas verdeutlichen können.

Die Grenze bei A kommt natürlich daher, daß die Elektronen von K bestenfalls senkrecht, nie aber nach links zum Glas fliegen können. Nach rechts muß das Leuchten langsam abnehmen, da der Raumwinkel unter dem ein Flächenelement weiter rechts gesehen wird, immer kleiner wird.

Das plötzliche Aufhören des Leuchtens bei B ist auch verständlich: dies ist der Schatten des Flansches.

Die Begrenzung bei C ist weniger einleuchtend: Wäre sie der beginnende Flanschschatten, so müßte sie weiter rechts liegen. Eventuell geraten die Elektronen, die rechts von C auftreffen würden, ins Feld der großen Rohrlinse und werden vom Glas weg zum Flansch gelenkt.

Viele Elektronen werden auch auf die dünne Rohrlinse auftreffen. Bei kleinen Einfallswinkeln wird der größte Teil mit nur geringem Energieverlust reflektiert, diese Elektronen können ebenfalls zum Leuchten zwischen B und C beitragen.

Um die Entladungen an den kleinen Krümmungsradien zu verhindern, haben wir auf die Rohrlinsen Wülste aufgesetzt (s. Abb. 1 Typ 3). Leider war dies nicht ohne Fugen zwischen den Linsen und den Wülsten möglich, die bei höheren Spannungen wieder zu Entladungen führten.

Intensives Putzen der Elektroden bringt keine Verbesserung. Eine Art von Reinigung scheint allerdings einzutreten, wenn man das Rohr zum ersten Mal unter Spannung hat: Im Laufe der ersten Tage nimmt die Spannungsfestigkeit um rund 50 kV zu, um dann etwa konstant zu

bleiben, falls die Elektroden unter Vakuum bleiben. Man würde danach annehmen, daß eine Reinigung durch Gasentladung noch mehr bringt. Nach (8) bringt dies,ebenso wie Ausheizen, nur vorübergehend eine Verbesserung.

Da die Gefahrbestand, daß der Araldit, mit dem das Rohr gekittet ist, verkohlt oder das Glas springt, haben wir beide Verfahren nicht selbst ausprobiert.

Der plötzliche Durchschlag, bei dem die Spannung zusammenbricht, läßt sich natürlich vermeiden, wenn man mehr Stufen ansetzt. Dem sind allerdings Grenzen gesetzt, da es schwierig ist, die Elektronen durch ein sehr langes Rohr zu schießen. Extrapoliert man Kurve 2 in Fig. 3 so könnte man annehmen, daß man mit 8 Stufen 300 kV erreicht. In Wirklichkeit waren aber 9 Stufen nötig, um 300 kV wenigstens ab und zu zu halten, denn da die Durchschlagsfeldstärke proportional U^{-1} ist, kann die Spannungsfestigkeit nicht proportional zur Stufenzahl n sondern nur proportional $\sqrt{n}$ sein.

1.2.3 Der Elektronenuntergrund

Wir verzichteten aber, diesen Weg weiterzugehen, da das Rohr selbst in Augenblicken, in denen es 300 kV hielt, schon bei 150 kV bei kalter Kathode einen unfokussierten Elektronenstrahl liefert, der mit der Spannung stark anwächst und noch unterhalb des Durchschlags größer als 1 μA sein kann. Es läßt sich aber keine Strom-Spannungskurve angeben, da dieser Strom zeitlich nicht konstant ist. Dieser Elektronenuntergrund ist in jedem uns bekannten Rohr vorhanden. Als Beispiel sei auf einen 1 MeV Beschleuniger von General Electric verwiesen, der bei 0,25 MV bereits 10^{-8}A durch Elektronen verliert. (8). Das Anwachsen dieses Elektronenverlustes mit der Spannung bestimmt bei den meisten Van de Graaffmaschinen die höchste erreichbare Spannung, da

der Punkt kommt, wo Elektronenverlust gleich Bandstrom wird. Unterhalb dieser Grenze stört der Elektronenverlust meist nicht, da infolge des hohen Innenwiderstandes dieser Maschinen der einsetzende Überschlag sofort einen Spannungsabfall mit sich bringt, so daß keine stromstarke Vakuumentladung gezündet werden kann (8) . Da mit diesen Maschinen meist Streuexperimente mit positiven Ionen gemacht werden, stören die Elektronen ebenfalls nicht, da sie nicht Richtung Target fliegen.

Streuexperimente mit Elektronen werden durch diesen Untergrund ganz unmöglich gemacht, da er 1. nicht regelbar ist und meist eine zu große Intensität hat, 2. nicht fokussiert ist und so jede definierte Streugeometrie unmöglich macht und 3. nicht monoenergetisch ist (siehe Fig. 5).

Bothe (9) berichtet, daß er geplante Streuexperimente bei 300 keV nicht durchführen konnte, weil der Elektronenuntergrund zu groß war.

Wir haben den Elektronenuntergrund mit einem Faradaykäfig aufgefangen, der über 1 MΩ geerdet und an den Platten eines Oszillographs angeschlossen war. Dabei ergibt sich, daß der Untergrund kein kontinuierlicher Strom ist, sondern eine regelbare Folge von Impulsen, die einer Ladung von etwa 10^{-10}Cb entsprechen und etwa eine 1msec dauern (bei 250 kV). Es handelt sich also um Entladungen, die von selbst wieder erlöschen. Eine Energieverteilung kann man bei 250 kV nicht aufnehmen, da die 10^9 Elektronen fast gleichzeitig ankommen und im Zähler zu Aufstockungen führen, was zu große Energie vortäuscht. Eine Impulsdauer von $5 \cdot 10^{-6}$sec pro Elektron im Halbleiterzähler fordert eine Zählrate von $2 \cdot 10^5$ Elektronen pro sec. Bei kleineren Spannungen sind die Entladungen schwächer und man kann sie mit dem Halbleiterzähler mit Hilfe eines Vielkanalanalysators analysieren, nur muß man sehr lange zählen, da jetzt die Impulse in großem Abstand aufeinanderfolgen.

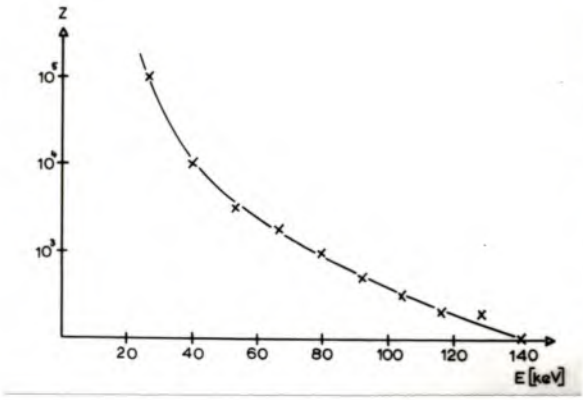


Fig. 5: Energiespektrum des Untergrunds bei 140 keV

Aus dem Spektrum Fig. 5 kann man nicht eindeutig entnehmen, wo die einzelnen Elektronen gestartet sind. Ein Elektron, das im Zähler die Energie von 100 keV hat, kann von Linse 4 kommen oder von einer höheren Linse, falls es unterwegs auf eine andere Linse aufgetroffen ist und Energie verloren hat.

Deshalb kann man auf Grund des Spektrums nicht behaupten, daß die Entladungen hauptsächlich an den unteren Linsen brennen, weil die Elektronen mit kleinen Energien am häufigsten sind.

Verringert man die Spannungsdifferenzen an den unteren Linsen und erhöht sie an den oberen, so ändert sich die Form des Spektrums nicht. Ursache der vielen niederenergetischen Elektronen sind also nicht Entladungen an den unteren Linsen, sondern eher Elektronen von den oberen Linsen, die bei ihrem Flug zur Anode wiederholt auf Linsen treffen und Sekundärelektronen erzeugen, ähnlich dem Vorgang, der sich im Sekundärelektronenvervielfacher abspielt. Um diese Annahme zu erhärten, haben wir die oberste Linse mit monoenergetischen Elektronen beschossen: der so entstandene defokussierte Strahl hatte das gleiche Spektrum wie Fig. 5.

Ob diese Elektronen das Primäre an der ganzen Entladung sind, ist damit noch nicht bewiesen; wäre es der Fall, so müßte man durch Änderung der Spannungsverteilung am Rohr (obere Linsen kleinere Spannungsdifferenzen auf Kosten der unteren Linsen) die Entladung unterdrücken können, was nicht der Fall ist.

Die Abhängigkeit des Untergrunds vom Gasdruck im Rohr zeigt eindringlich, daß es sich bei den Entladungen nicht um Gasentladung handeln kann: Bei einem mittleren Druck von $p = 2 \cdot 10^{-5}$ Torr und einer Rohrlänge von d = 100 cm ist $pd = 2 \cdot 10^{-3}$ Torr cm. Man liegt also weit unterhalb des Paschenminimums (pd = 0.5 Torr cm). Bei einer Gasentladung müßte eine Vergrößerung von p die Zündspannung herabsetzen oder,was dasselbe ist, bei konstanter Spannung den Entladestrom vergrößern.

Das Gegenteil ist der Fall: Bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ Torr beobachten wir den normalen Untergrund. Durch Gaseinlaß wird der Druck auf $2 \cdot 10^{-4}$ Torr erhöht. - Der Untergrund verschwindet und die Spannung kann um 10 kV gesteigert werden bis die Entladungen wieder einsetzen.

Dieser Effekt kann nicht durch Streuung der Elektronen am Gas erklärt werden. Nach einer Flugstrecke von 10^2 cm müßten die Elektronen einen Stoß gemacht haben, bei $1,4 \cdot 10^{13}$ Atomen/cm^3 ist dazu ein Wirkungsquerschnitt nötig von: $\sigma = 0,7\ 10^{-15}\ cm^2$. Nach der Rutherfordschen Streuformel ergibt sich aber für einen Streuwinkel $\vartheta > 10^{-2}$: $\sigma_R = 10^{-18}\ cm^2$. Die Elektronen können also nicht das Primäre an der Entladung sein.

1.2.4 Mansfields Hypothese

Diese beobachteten Eigenschaften des Vakuumdurchschlags und des vorausgehenden Elektronenuntergrunds lassen sich etwas durch eine Theorie von Mansfield (8) erklären. Sie ist eine Modifizierung der auf Seite 3 erwähnten Theorie von Trump und van de Graaff, die experimentell nie gestützt werden konnte: Zwar ergaben die Messungen (10) , daß ein positives Ion ca. 10 Elektronen auslösen kann (d. h. D = 10) doch ergab sich die Ionenausbeute für ein Elektron zu 10^{-3}, so daß $CD = 10^{-2} \ll 1$ wird. Ebenso erhielt man für die Koeffizienten

A, B viel zu kleine Werte (11), nämlich $AB < 10^{-4}$. Mansfield analysierte zunächst den Untergrund seines Rohrs massenspektrometrisch und fand bei positiver Polarität Teilchen der Masse 1, 2 und 12, bei negativer Polarität außer Elektronen Teilchen der Masse 1 und 12. Mansfield nahm deshalb im Gegensatz zu Trump und van de Graaff an, daß die H^+-Ionen nicht durch Elektronen, sondern durch H^--Ionen erzeugt werden, obwohl das Verhältnis von Elektronen zu H^--Ionen wie 25 : 1 ist. Nach seiner Theorie müßten also 1 H^+ Ion $A'H^-$ Ionen erzeugen und 1 H^- $B'H^+$ Ionen, mit der Durchschlagsbedingung $A'B' > 1$.

Mansfields Meßergebnisse lauten bei 250 kV:

	Cu	Al	Fe
A'	0,43	0,26	0,24
B'	1,0	1,1	0,54
A'B'	0,43	0,26	0,24

Außerdem erzeugt ein H^+ Ion 12 Elektronen. Zwar sind die Koeffizienten noch etwas zu klein, um nach diesem Mechanismus die Entladungen zu erklären, doch muß man bedenken, daß die wahrscheinlich feldstärkeabhängigen Koeffizienten bei der Feldstärke Null gemessen sind, außerdem sind die Koeffizienten nicht während des Durchschlages gemessen, sondern unterhalb, wo nur eine diskontinuierliche Entladung möglich ist (s. S. 10), d. h. nur vorübergehend $A'B' > 1$ im Mittel aber $A'B' < 1$ ist.

Um die Herkunft der H-Ionen zu erklären, geht Mansfield von den C-Ionen im Untergrund aus, diese lassen auf organische Schichten schließen, die nach (12) mit einem Partialdruck von mindestens 10^{-7} Torr im Vakuum vorhanden sind. Es sind im wesentlichen Öldämpfe von den Diffusionspumpen. Auch Vakuumsysteme mit Quecksilberpumpen und Kühlfallen sind nicht frei von organischen Substanzen. Dämpfe von der Vorpumpe und gekracktes Vakuumfett sind immer vor-

handen. Auf den Elektroden stellt sich als Gleichgewicht zwischen kondensierenden und wieder verdampfenden Molekülen eine organische Schicht ein, die zu wachsen beginnt, wenn sie mit energiereichen Teilchen beschossen wird. Emos (12) beobachtet das Wachstum unterm Elektronenmikroskop und ermittelt Wachstumsraten von 1-2 Å/sec. Unter Beschuß entstehen freie Radikale und die Schicht beginnt zu polymerisieren. Wasserstoff wird frei - dies ist der oft beobachtete Druckanstieg während der Entladung. Das Polymerisat ist nicht mehr flüchtig und die Schicht beginnt zu wachsen, da die laufend kondensierenden organischen Moleküle polymerisiert werden, ehe sie wieder verdampfen können. Diese Schichten lassen sich schließlich mit bloßem Auge feststellen, sie sind sehr widerstandsfähig[+] und lassen sich mit keinem Lösungsmittel wieder entfernen - man versteht also warum das Putzen der Elektroden keinen Sinn hat; ebenso kann eine Reinigung durch Glimmentladung oder Ausheizen nur vorübergehend Erfolg haben, da die Schicht gleich wieder nachwächst.

Ohne weiteres zu verstehen ist die Herkunft der Elektronen, die in großer Anzahl als Begleiterscheinung der Entladung beobachtet werden. Ein 250 keV Proton verliert in einer organischen Schicht von 100 Å ≙ 1 μ g/cm^2 750 eV, dabei entstehen 21 Ionenpaare. Es ist also gutmöglich, daß dabei 12 Elektronen entstehen, die die Schicht wieder verlassen können. (Mansfield beobachtet 12 Elektronen pro Proton). Wieviele der 21 erzeugten Ionen als H^- vorliegen und wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß sie die Schicht verlassen können ohne zu rekombinieren, ist leider nicht bekannt. Zumindest wird die Entweichwahrscheinlichkeit stark von der Feldstärke abhängen. Eventuell werden nur ein Teil der Elektronen direkt vom Proton erzeugt, diese Elektronen lassen die Schicht positiv geladen zurück und ermöglichen den Maltereffekt: die Aufladung der Schicht erzeugt eine zusätzliche Feldstärke an der Kathode, so daß Feldemission eintritt.

+) Auf diese Weise werden technische Kunststoffe von hoher Festigkeit erzeugt (13)

Weiter erklärt dieses Entladungsmodell die allmähliche Erhöhung der Spannungsfestigkeit bei der ersten Inbetriebnahme des Rohres (s. S. 8). Zuerst nährt sich die Entladung von der frisch kondensierten Schicht organischer Dämpfe, deren Wasserstoffkonzentration durch die eintretende Polymerisation verringert wird: die Spannungsfestigkeit steigt. Dem sind allerdings Grenzen gesetzt, denn gleichzeitig beginnt die Schicht zu wachsen.

Ebenso ist der impulshafte Charakter der Entladung zu verstehen (s. S. 10). Er ist Ausdruck des dauernden Wechselspiels zwischen dem allmählichen Aufbau der Schicht und ihrer plötzlichen Zerstörung, wenn die Entladung zur Lawine geworden ist.

Aber eben dieser Vorgang erschwert das Verständnis des eigentlichen Durchschlags, in den diese Entladungen bei noch höheren Spannungen übergehen. Es besteht die Möglichkeit einer Gasentladung, da ein organisches Molekül nach (12) in 58 H_2 Moleküle zerlegt werden kann, was starke lokale Druckerhöhungen zur Folge hat. Außerdem könnte sich die ganz zu Kohlenstoff reduzierte Schicht in einzelnen geladenen Brocken von den Elektroden lösen und einen Durchschlag nach Cranbergs Hypothese auslösen (S. S. 3).

Ebenfalls erklärt wird durch dieses Entladungsmodell der sog. Druckeffekt (s. S. 12). Dieser Effekt beruht wahrscheinlich auf Ladungsaustausch zwischen den H^+ Ionen und dem Gas. Der Querschnitt dieses Prozesses ist bedeutend größer als der für Rutherfordstreuung und beträgt $10^{-15} cm^2$ bei 10 keV und fällt dann ab ungefähr $\sim \frac{1}{E}$ (22) . Als Mittelwert für ein Ion, das von 0 auf 260 keV beschleunigt wird, kann man $\sigma = 10^{-16} cm^2$ nehmen. Dann ist die Wahrscheinlichkeit eines Ladungsaustauschstoßes bei $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr $u = 1{,}6 \cdot 10^{13}/cm^3$ und $l = 10^2$ cm: $w = \sigma ul = 0{,}16$.

Der Druckeffekt besteht natürlich nicht darin, daß alle Ionen bei $2 \cdot 10^{-4}$ Torr am Gas gestreut werden, sondern darin, daß die neutra-

lisierten Ionen nicht mehr auf volle Energie beschleunigt werden können und somit weniger Sekundärteilchen erzeugen. Dadurch werden A' und B' kleiner, so daß $\dot{A}\dot{B}' < 1$ wird und die Entladung erlischt.

1.3 Das 17-stufige Beschleunigungsrohr

Da es anscheinend kein Mittel zur Beseitigung der organischen Schichten gibt, bleibt als sicherstes Mittel, um ein Rohr ohne störenden Untergrund zu erhalten, kleine Feldstärken und kleine Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Elektroden, verbunden mit kleinen Öffnungen der Linsen, um eine Weiterbeschleunigung von Teilchen aus lokalen Entladungen unwahrscheinlich zu machen. Es läuft also darauf hinaus, möglichst große Krümmungsradien und möglichst viele Stufen im Rohr unterzubringen, ohne daß dieses Rohr zu lang wird, was elektronenoptisch unerwünscht ist.

1.3.1 Ein Vorversuch

Den großen Arbeits- und Materialaufwand, der bei einem vielstufigen Rohr entsteht, weil jede Stufe aus 1 Elektrode, 2 Flanschen und 1 Glaszylinder besteht, haben wir in einem Vorversuch zu umgehen versucht, indem wir 20 Scheibenelektroden mit 3 Glasstäben und 60 Glasröhrchen als Distanzstücke in einem evakuierten Glaszylinder unterbrachten. So spart man die Flansche. Die Spannungsverteilung muß sich durch Entladungen im Vakuum selbst einstellen. Abb. 3 zeigt die Anordnung und die Überschläge, die sich bereits bei 100 kV einstellen.



Abb. 3: Durchschlag beim Beschleunigungsrohr mit Scheibenlinsen

Die Flansche können also nicht eingespart werden. Wir haben sie beim neuen Rohr aus Aluminium herstellen lassen, um wenigstens Gewicht zu sparen, was bei horizontaler Aufstellung des Rohres wichtig ist.

1.3.2 Die Form der Elektroden



Abb. 4: Glockenförmige Aluminiumelektroden

Im neuen Rohr haben wir die platzraubenden Rohrlinsen durch ineinandergreifende, glockenförmige Elektroden ersetzt (Abb. 4). Diese Glocken sind platzsparend, schirmen den Elektronenstrahl gut ab (siehe 1.3.3) und lassen sich ohne großen Materialaufwand mit sehr großen Krümmungsradien (2 cm) aus einem Stück durch Metalldrücken herstellen (Material Aluminium).

Diese Glocken sind eine Modifikation der Elektrodenform, die Mc Kibben (14) 1938 in seinem Beschleunigungsrohr verwendet hat. Heute ist man von dieser Form wieder abgekommen, da bei hohen Energien ($>$ 1 MeV) die Abschirmung von scheibenförmigen Elektroden genügt.

Bei Krümmungsradien von 2 cm kann man die einzelnen Stufen erheblich verkürzen, ohne hohe Feldstärken zu bekommen. Bei einer Stufenlänge von 5 cm würde bei 50 kV pro Stufe die Feldstärke 17 kV/cm betragen. (Bei den 3mal längeren Stufen von Abb. 1 betrug die Feldstärke 45 kV/cm). Man kann also 3mal mehr Stufen bauen, ohne das Rohr zu verlängern. Bei einer Stufenzahl von 17 (15 neue Stufen und

2 alte, um das Kathodensystem des alten Rohrs zu übernehmen s. Abb. 5) beträgt die Spannungsdifferenz pro Stufe 17,5 kV und die maximale Feldstärke 6 kV/cm. Die Isolation der einzelnen Stufen erfolgt durch Glaszylinder von 15 cm Durchmesser und 5 cm Höhe (Spannungsfest an Luft bis 50 kV (6)). Dieses Beschleunigungsrohr hielt auf Anhieb 300 kV und der Elektronenuntergrund beträgt etwa 10-100 Elektronen pro sec.

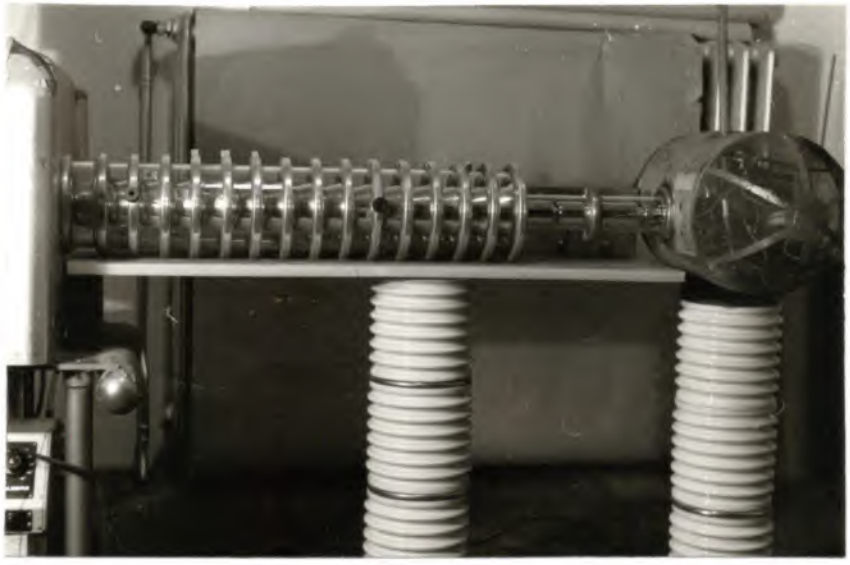


Abb. 5: 17-stufiges Beschleunigungsrohr mit Hochspannungskorb und Spannungsteiler

1.3.3 Abschirmung von Glasaufladungen

Die Elektronen werden im Beschleunigungsrohr durch Glasaufladung stark beeinflußt, so daß eine Abschirmung des Glases notwendig ist. Linsen vom Typ 1, Abb. 1 schirmen nur schlecht ab. Das Feld der Aufladungen am Glas greift durch den Zwischenraum der Linsen durch. Da die Aufladungen zeitlich nicht konstant sind, wandert der Strahl auf dem Target über eine Fläche von etwa 2 cm Durchmesser. Diese Wanderung konnte man noch erheblich verstärken, wenn man

dem Rohr einen Trovidurstab näherte und so das Feld außen schwach verzerrte.

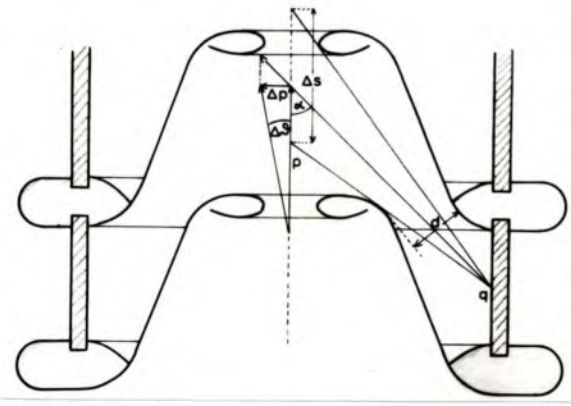


Fig. 6: Wirkung der Abschirmung bei den glockenförmigen Elektroden

Fig. 6 verdeutlicht die Abschirmungswirkung der neuen Linsen. Die Ladung q kann nur in größerer Entfernung und nur schräg auf den Strahl wirken und außerdem nur auf der kurzen Strecke Δs. Der Durchgriff durch den engen Zwischenraum ist klein.

Die radiale Impulsänderung, bewirkt durch die Ladung q im Abstand $r = \frac{r_0}{\sin \alpha}$, ist:

$$p = K \Delta t = K \frac{\Delta s}{v} = \frac{e q \Delta s \sin^3 \alpha \; k}{v r_0^2}$$

Daraus ergibt sich die Ablenkung:

$$\Delta \vartheta = \frac{e q \Delta s \sin^3 \alpha \; k}{m v^2 r_0^2}$$

k ist der Durchgriff, der nach (14) ungefähr

gleich $$k = \frac{4\pi}{\sqrt{2}} \left(\frac{r}{d}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\pi r}{d}}$$

In der vorliegenden Geometrie ist $k = 3 \cdot 10^{-3}$. Über $\Delta \vartheta$ kann man zunächst noch nichts aussagen, da man q nicht kennt. Einen Begriff von der Wirksamkeit der Abschirmung bekommt man, wenn man bei gleichem q die Ablenkung $\Delta \vartheta'$ berechnet, die sich ohne Glocken ergeben würde. Man erhält $\Delta \vartheta = 2{,}5 \cdot 10^{-3} \Delta \vartheta'$. Die Größe der Auf-

ladung kann man abschätzen, da man $\Delta\lambda$ beim Linsentyp 1, Abb. 1 ungefähr kennt. $\Delta\lambda = 10^{-2}$ ergibt $q = 3 \cdot 10^{10}$ Elektronenladungen, das gibt für den neuen Linsentyp $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$.

1.3.4 Kompensation des magnetischen Erdfeldes

Obwohl der Bahnkreisradius von 300 keV Elektronen im Erdfeld 40 m beträgt, macht sich die Ablenkung durch das Erdfeld bei 1 m Flugweg schon bemerkbar:

$$y = \frac{1}{2} \frac{l^2 H}{c\sqrt{\frac{2 m u'}{e}}} = 1,4 \text{ cm}$$

Bei 100 keV Elektronen beträgt diese Ablenkung schon 3,2 cm, da man außerdem noch berücksichtigen muß, daß die Elektronen ihre volle Geschwindigkeit erst am Ende des Rohrs erreichen. Da man das Erdfeld nicht abschirmen kann, muß man die Elektronen durch Permanentmagnete, die über das ganze Rohr verteilt sind, auf der Rohrachse halten.

1.3.5 Die Kathode

Die Elektronen werden in einer Steigerwaldschen Fernfokuskathode erzeugt und fokussiert (15). Ein mit 3,3 A geheizter Wolframdraht (ϕ 0,15 mm) dient als Quelle. Das Feld unmittelbar vor dem Heizfaden wirkt zerstreuend und kompensiert so das fokussierende Feld am Ausgang des Wehneltzylinders zum Teil. Dadurch rückt der Brennpunkt von der Kathode weg und liegt bei f = 15 cm. Die Strahlapertur beträgt $\alpha_o = 1,5 \cdot 10^{-3}$ (16).

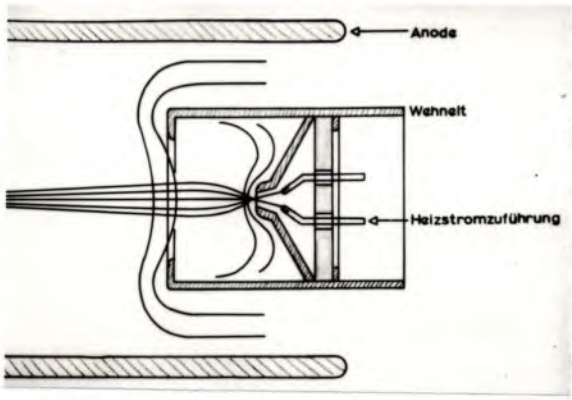


Fig. 7: Die Fernfokuskathode

1.3.6 Der Einfluß der Beschleunigungsstufen

Da es im Sinne der Hochspannungsfestigkeit lag, stark inhomogene Felder zu vermeiden, ist die Brechkraft der einzelnen Linsen gering. Nach (17) ist:

$$f = 6 \left(\frac{u}{\Delta u}\right)^2 D$$

f Brennweite, u Potential der Linsenmitte (u (Kathode) = 0), Δu Potentialsprung, D Linsendurchmesser.

An der ersten Linse, wo die Elektronen noch langsam sind, ist f am kleinsten:

$$f_1 = 40 \text{ cm}$$

Da der Brennpunkt der Kathode in 6,5 cm Entfernung von der Linsenmitte liegt, passieren die Elektronen die Linse praktisch als Zentralstrahlen. Die übrigen Linsen braucht man wegen $f \sim u^2$ ebenfalls nicht zu berücksichtigen. Trotzdem wirkt das Rohr etwas fokussierend auf den Strahl, da an jeder Beschleunigungsstufe durch den Potentialsprung der elektronenoptische Brechungsindex erhöht wird - d. h. die Elektronen werden zur Achse hingebrochen. Deshalb ist nach Verlassen der letzten Beschleunigungsstufe die Strahlapertur:

$$\alpha = \frac{\beta_o}{\beta} \alpha_o = \frac{\alpha_o}{3} = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$$

$\beta_o = \frac{v_o}{c}$ bei Eintritt in die 1. Linse $\beta_o = 0{,}25$

$\beta = \frac{v}{c}$ bei Austritt aus der letzten Linse $\beta = 0{,}78$

Der Strahlquerschnitt wird:

$$\emptyset = 2 v_r t = 2 \alpha_o \beta_o c t = 0{,}15 \text{ cm}$$

v_r Radialkomponente

t Flugzeit

Ohne diese fokussierende Wirkung des Rohres hätte sich der Strahl auf $\beta' = \alpha_o \, l = 0{,}3$ cm verbreitert.

1.3.7 Der Strahlstrom

Der Strahlstrom wird durch die am Wehneltzylinder liegende Wehneltspannung gesteuert. Außerdem ist der Strahlstrom vom Durchgriff der Anode abhängig, d. h. von der Spannungsdifferenz der ersten Beschleunigungsstufe. Die Heizstromabhängigkeit ist gering, solange die Raumladung vor dem Heizfaden herrscht, die für die optischen Eigenschaften der Kathode notwendig ist.

Die bei den Streuexperimenten benötigten Ströme liegen zwischen 10^{-8} und 10^{-11} A. In diesem Bereich kann man setzen:

$$J = \left(\frac{U_A}{200} - U_w \right)^3 \qquad (2)$$

J Strahlstrom in 10^{-12}A, U_A Anodenspannung, U_w Wehneltspannung in V

Die Leistungsfähigkeit der Kathode ist natürlich nicht auf diesen Bereich beschränkt. Mit der Raumladung, die man mit einem Heizstrom von 3,3 A erzielt, liefert die Kathode fokussierte Elektronenstrahlen bis 10^{-5}A - eine Grenze, die man durch verstärkte Heizung noch überschreiten kann.

Für einen konstanten Strahlstrom ist sowohl konstante Wehneltspannung als auch konstante Anodenspannung nötig. Es genügt also nicht, daß sich am Rohr durch Kriechströme und Sprühen eine zufällige zeitlich variable Spannungsverteilung einstellt, man muß der Rohrlinse an der ersten Beschleunigungsstufe eine konstante Spannung geben, die man an einem Spannungsteiler abgreift, der aus 17 250 MΩ Widerständen besteht, von denen jeder bis zu 20 kV Spannung halten

kann. Prinzipiell könnte man die Wehneltspannung von einem in Serie mit dem Spannungsteiler liegenden Widerstand abgreifen. Da sich aber die großen Spannungsteilerwiderstände stark erwärmen (Leistungsaufnahme ~ 1 W pro Widerstand) wird der Widerstand dieser Kohleschichtwiderstände laufend kleiner bis sich nach langer Zeit (über 1 Stunde) ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Das Verhältnis $\frac{U_W}{U_A}$ würde also wachsen und so den Strom immer weiter drosseln. Deshalb empfiehlt es sich, die Wehneltspannung an einer Anodenbatterie abzugreifen. Schwankungen der Raumtemperatur um $1^{\circ}C$ geben $U_W = 0,1$ V bei $U_W = 100$ V. Das gibt nach (2) $\frac{\Delta J}{J} = 10$ % bei 10^{-11} A. In diesen Grenzen bewegen sich auch die tatsächlich beobachteten Strahlstromschwankungen, solange kein Sprühen und keine großen Kriechströme auftreten. Diese zeitlich nie konstanten Ströme geben eine zeitlich variable Spannungsverteilung am Rohr und so große Stromschwankungen. Dagegen kann man zweierlei unternehmen:

1. Unterdrücken des Sprühens durch Frigenatmosphäre, was schwer zu realisieren ist, da man das Rohr in einen Tank bringen müßte.
2. Erhöhen des Spannungsteilerquerstroms, so daß diese Leckströme vernachlässigbar werden.

Es wurden bis jetzt noch keine dieser Maßnahmen ergriffen, da dieser Effekt nur selten auftritt.

Der Heizstrom wird aus zwei 2-Volt-Akkus entnommen, die zusammen mit der Anodenbatterie im Hochspannungskorb untergebracht sind. Schalter und Potentiometer im Hochspannungskorb werden durch Perlonschnurzüge gesteuert.

Die Hochspannungsanzeige der Kaskade wurde mit einem Präzisionswiderstand ($\pm$ 0,5 %) und einem Spiegelgalvanometer ($\pm$ 1 %) nachgemessen: Sie erwies sich als 3 % zu hoch.

Die der Hochspannung mit 0,5 ‰ überlagerte Wechselstromkomponente (40 kHz) fällt nicht am Spannungsteiler ab, sondern verteilt sich über die Kondensatorenkette, die von Hochspannungskorb, Wehneltzylinder und den Elektroden gebildet werden. (Diese Kondensatoren haben alle eine Kapazität von ca. 100 pF, was für 40 kHz einen Widerstand von 40 kΩ darstellt). Diese Welligkeit beträgt bei 300 kV 150 V, davon liegen etwa 7 V zwischen Wehnelt und Heizfaden. Da nach (2) bei $J = 10^{-11}$A $\Delta U_W = 1$ V eine 100 % Stromänderung gibt, erhält man einen gepulsten Strahl. Die Kathode ist nur während einer zehntel Periode geöffnet. Zur Beseitigung dieses Effekte muß man einen großen Kondensator (0,1 μ F) parallel zur Wehneltspannung legen. Dann fällt die Welligkeit der Hochspannung am Rohr ab.

2. Herstellung von Halbleiterzählern für Elektronen

2.1 Allgemeines

Die Halbleiterzähler, die bis jetzt am häufigsten in der α-Teilchenspektroskopie eingesetzt wurden, bieten auch in der β-Spektroskopie große Vorteile. Sie haben eine bessere Energieauflösung als die Szintillationszähler, sind lichtunempfindlich (man braucht also kein Fenster) und sehr klein. Dabei sind die Anstiegszeiten der Impulse mindestens ebenso klein wie die der Szintillationszähler. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ ist gering. Die Verluste durch Rückstreuung sind bei den Si-Zählern (wegen der größeren Ordnungszahl) allerdings doppelt so groß wie bei den organischen Szintillationszählern, dies macht eine Korrektur der aufgenommenen Spektren nötig (siehe 3.2).

Halbleiterzähler für α-Teilchen können direkt für β eingesetzt werden, wenn man, entsprechend der kleineren spezifischen Ionisation der β, die empfindliche Schicht des Zählers tief genug machen kann.

$$w = 3{,}6 \cdot 10^{3} \left(\frac{U}{N} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3)$$

gibt die Abhängigkeit der Tiefe w (in cm) von der Zählerspannung U (in Volt) und N (cm^{-3}) der Dotierung.

Während man in einer Schicht von 0,03 mm noch 6 MeV α-Teilchen stoppen kann, ist für 0,3 MeV β-Teilchen eine Tiefe von 0,3 mm nötig. Wegen (3) $w \sim \sqrt{u}$ ist dafür eine 100fache Zählerspannung nötig. Da die Spannungsfestigkeit der Zähler begrenzt ist, muß man spezielle Zähler bauen, die bei nicht zu hohen Spannungen ausreichende Schichttiefen haben. Dies erreicht man, in dem man schwach dotiertes Grundmaterial nimmt.

Mit 5000 Ω cm -n-Silizium erhält man bei 100 Volt w = 0,036 cm.

Man nimmt n-Material weil es infolge der größeren Beweglichkeit der Elektronen bei gleichem spezifischen Widerstand eine 50 % größere Schichttiefe gibt als p-Material.

2.2 Herstellungsverfahren

In der Literatur sind verschiedene Verfahren zur Herstellung von Halbleiterzählern angegeben; ihre Anwendung garantiert i.A. keine reproduzierbaren Eigenschaften der Zähler. Meist ist unter fünf im gleichen Arbeitsgang und mit gleichem Material hergestellten Zählern nur einer, der gleichzeitig geringes Rauschen (was hohe Auflösung gibt) und hohe Spannungsfestigkeit hat.

Die besten Zähler und die höchste Ausbeute erzielten wir mit dem Rezept von Capellani und Restelli (18), nur erfolgte die Oxydation des Grundmaterials (d.i. die Aufbringung der p-Schicht) im Gegensatz zu (18) in sehr feuchter Atmosphäre.

Beschreibung der Zählerherstellung:

1. Läppen der Oberfläche mit feinem Quarzsand
2. Ätzen in einem Gemisch von 10 cm^3 $HN\emptyset_3$, 5 cm^3 CH_3COOH und 4 cm^3 HF (2 min)
3. Waschen mit 1 l doppelt destilliertem Wasser
4. Trocknen im trockenen N_2-strom (2 Std.)
5. Erzeugung der p-Schicht durch Oxydation der Oberfläche an Luft in Gegenwart von Wasserdampf bei 40°C (12 Stdt.)
6. Einseitiges Bedampfen der p-Schicht mit 300 Å Gold. Die bedampfte Fläche definiert den Querschnitt des empfindlichen Volumens. Die Elektronen müssen diese Goldschicht durchqueren, um in das empfindliche Volumen zu gelangen, das direkt unter der Oberfläche liegt (Fig. 8)

7. Kontaktierung: Der Rückkontakt an der n-Schicht wird mit Leitsilber befestigt. Die geerdete Kapsel wird mit einem dünnen Draht mit der Goldschicht verbunden. Vor unerwünschter Ladungsträgerinjektion wird der Zähler durch Trovidur und Glimmer geschützt.

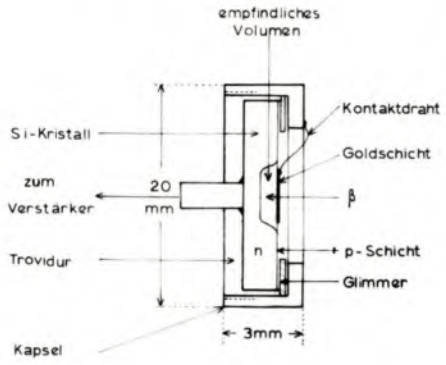


Fig. 8: Querschnitt durch einen eingekapselten Halbleiterzähler

Bei einigen Zählern mit zu geringer Spannungsfestigkeit konnten wir nach einem Verfahren von Klema (19) die Spannungsfestigkeit heraufsetzen: Man legt den Zähler bei 50 % rel. Luftfeuchtigkeit an Spannung (einige Tage an 48 V). Bei einem Zähler erhöhte sich nach 4 Tagen die Spannungsfestigkeit von 10 auf 130 V.

2.3 Das Auflösungsvermögen

Ein 300 keV Elektron erzeugt im Zähler $N = 10^5$ Elektron-Lochpaare. Die statistische Schwankung dieser Zahl ist: $\Delta N = 3 \cdot 10^2 \mathrel{\hat{=}} 3\,‰ \mathrel{\hat{=}} 1$ keV. Die 10^5 erzeugten Teilchen tragen alle zum Impuls bei, da wegen der geringen spezifischen Ionisation der 300 keV Elektronen in der Ionisationsspur keine Rekombination eintritt. Die Sammelausbeute ist somit 100 % und deshalb keinen Schwankungen unterworfen wie bei α-Teilchen.

Stark beschränkt wird das Auflösungsvermögen durch das Rauschen. Dieses Rauschen besteht aus 3 Anteilen:

1. Das thermische Rauschen am Widerstand.
   Sein Beitrag zum Auflösungsvermögen ist:

$$\Delta E = 1{,}4\sqrt{\frac{T}{T_o}\,C} \qquad (\Delta E \text{ in keV}, \; T_o = 300^{\circ}K, \; C \text{ in pF})$$

(Er ist unabhängig vom Widerstand, da der Zähler auf dieses weiße Rauschen wie ein Filter wirkt, daß das Spektrum bei $w = \frac{1}{RC}$ abschneidet).

C ist die Summe von Zählerkapazität und Kapazität der Kapselung. Die Zählerkapazität wird durch die Schichttiefe bestimmt und nimmt deshalb nach (3) mit wachsender Spannung ab. Der Beitrag zum Auflösungsvermögen ist:

ΔE_o = 9,5 keV (ohne äußere Spannung)

ΔE_{100} = 2,5 keV (100 V Zählerspannung)

Bei ungeschickter Kapselung kann C sehr groß werden (C = 30 pF) $\hat{=}$ ΔE = 7,5 keV. Deshalb wurde die vordere Öffnung der Kapsel größer gemacht als die empfindliche Fläche des Zählers (siehe Abb. 6)

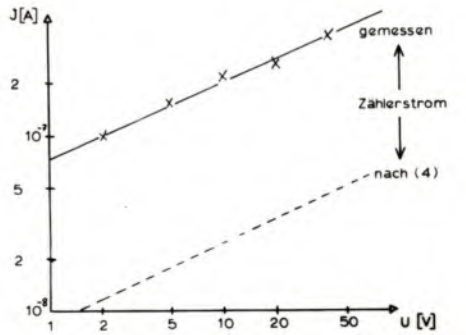


Fig. 9: Zählerstrom in Abhängigkeit von der Zählerspannung

2. Rauschen des Volumstroms.

Als Folge der immer vorhandenen thermisch erzeugten Ladungsträger fließt bei angelegter Spannung ein Strom:

$$j = e\frac{u_i}{2\tau}\, w = 1{,}8 \cdot 10^3 \frac{u_i e}{\tau} \sqrt{\frac{U}{N}}$$

u_i = Konzentration der Ladungsträger = $u_o e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = 1{,}3 \cdot 10^{10}\,cm^{-3}$

τ = Lebensdauer der Ladungsträger = 50 μs

w = Schichttiefe

ΔE = Abstand Leitfähigkeit-Valenzband = 1,1 eV

$$i \sim F \sqrt{u}\, e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad (4) \text{ nach } (23)$$

Die Fluktuationen dieses Stroms geben das Rauschen.

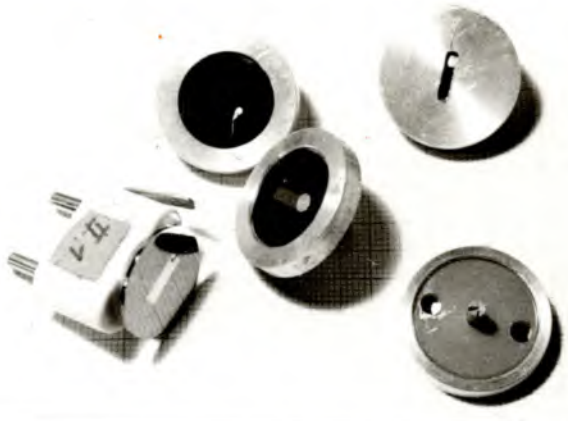


Abb. 6: Verschiedene Arten der Halterung oder Kapselung der Halbleiterzähler

Fig. 9 zeigt, daß der wirkliche Strom den vorhergesagten um 1 Zehnerpotenz übertrifft.

Man muß deshalb annehmen, daß noch ein weiterer Strom fließt:

3. Der Oberflächenstrom.

Sein Mechanismus wird noch nicht verstanden. Sein Vorhandensein erklärt nur die extreme Empfindlichkeit gegen atmosphärische Einflüsse. Seine Fluktuationen berechnen sich so:

Der Verstärker integriert über eine Zeit von $5 \cdot 10^{-6}$ sec. Der Oberflächenstrom liefert in dieser Zeit $N = \frac{it}{e} = 2 \cdot 10^{7}$ Teilchen mit der statischen Schwankung

$$\Delta N = 4{,}5 \cdot 10^{3}$$

Das gibt $\Delta E = 13{,}5$ keV, was etwa in der Größenordnung des beobachteten Auflösungsvermögens liegt (Fig. 10).

Steigerung des Auflösungsvermögens.

Eine Steigerung läßt sich am besten durch Verkleinerung der Zählfläche und Kühlung des Zählers erreichen (Fig. 10). Verkleinerung der Zähl-

fläche setzt den Oberflächenstrom herab, da der Kriechweg verlängert wird, außerdem wird die Kapazität verkleinert und die Wahrscheinlichkeit, ein homogenes Zählvolumen zu erhalten wächst.

Die Befestigung der Zähler erfolgt so, daß sie in gutem Wärmekontakt mit einem Kühlgefäß mit flüssiger Luft sind. Die gekühlten Zähler schlagen allerdings nach einigen Minuten durch - offenbar wirken sie als "Kühlfalle": an ihrer Oberfläche setzen sich Moleküle des Vakuums ab. Um das zu verhindert, wird der Zähler mit einer Formvarfolie überzogen ($d < 10^3$ Å). Jetzt bleiben die Zähler auch bei Kühlung stabil, außerdem wird ihre Lebensdauer im Vakuum praktisch unbegrenzt. Im ungeschützten Zustand verloren sie nach einigen Tagen ihre Spannungsfestigkeit (Wahrscheinlich verursachen die anwesenden Hg-Atome eine Amalgamierung des Goldkontaktes).

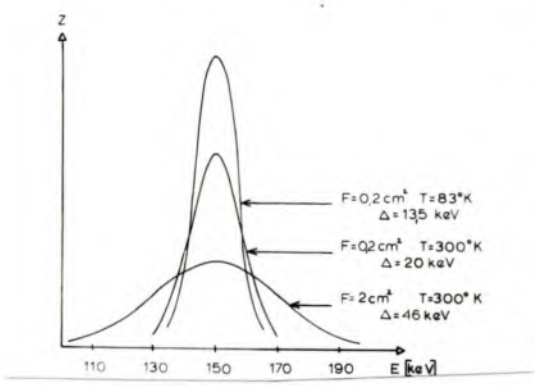


Fig.10: Energieverteilung von monoenergetischen Elektronen, aufgenommen mit Zählern verschiedener Oberfläche und Temperatur

Würde der Zählerstrom (4) gehorchen, so müßte wegen der starken T-Abhängigkeit das Rauschen bei Kühlung völlig verschwinden. In Wirklichkeit geht das Rauschen um nur 50 % zurück, was wieder nur dadurch zu erklären ist, daß der Hauptstrom über die Oberfläche fließt.

2.4 Bestimmung der nötigen Zählerspannung

Zwar ist nach (3) die Zählerspannung bestimmt, die man braucht, um die Schichttiefe größer zu machen als die Reichweite der Teilchen, da aber (3) aus einem idealisierten Modell abgeleitet und ferner die

Dotierung nur ungenau bekannt ist, empfiehlt es sich, die nötige Spannung aus dem Spektrum eines monoenergetischen Elektronenstrahls zu entnehmen.

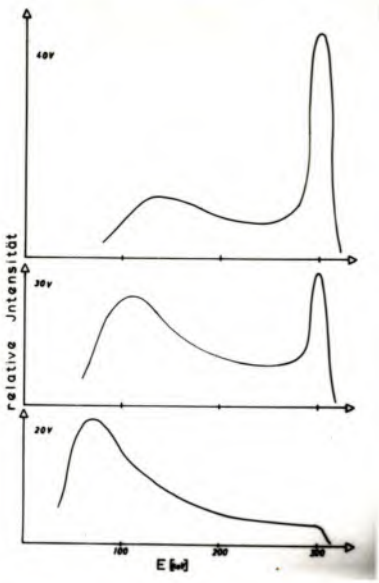


Fig.11: Energieverteilung monoenergetischer Elektronen (E_0 = 300 keV) in Abhängigkeit von der Zählerspannung

Die Spektren (Fig. 11) sind bei konstanter Elektronenenergie von 300 keV bei verschiedenen Zählerspannungen aufgenommen (Zählerimpulse verstärkt mit Ortecverstärker 101 und 201, analysiert mit Vielkanalanalysator). Die Spektren zeigen 2 Maxima. Das Maximum bei kleiner Energie ist der wahrscheinlichste Energieverlust der Elektronen bei Durchquerung des empfindlichen Zählvolumens. Es verschiebt sich mit wachsender Zählerspannung zu größeren Energien, wird immer breiter und verschmilzt schließlich mit dem zweiten Maximum, das von den Elektronen herrührt, die ihre gesamte Energie im Zählvolumen abgegeben haben. Solche Elektronen gibt es schon bei 30 V Zählerspannung, wenn die empfindliche Schicht erst halb so groß ist wie die Reichweite. Die Schicht ist dann bereits so groß, daß eine Streuung um große Winkel wahrscheinlich wird, diese Elektronen können sich dann im Zählvolumen totlaufen.

Aus den Spektren entnimmt man zunächst $\Delta E_w(u)$, den wahrscheinlichsten Energieverlust in Abhängigkeit von der Zählerspannung. Nach Landau (20) erhält man daraus den mittleren Energieverlust

$$\Delta E_m = 1,3 \quad \Delta E_w$$

Den mittleren Energieverlust in Abhängigkeit von der Schichtdicke ergibt die Differentiation der Energie-Reichweite-Kurve 20 , so

daß man schließlich die Abhängigkeit der Schichtdicke von der Zählerspannung erhält. Fig. 12. Diese extrapoliert man bis w = R (Reichweite) und erhält so die nötige Zählerspannung: (55 ± 10) V (Fehlerermittlung wie S. 36).

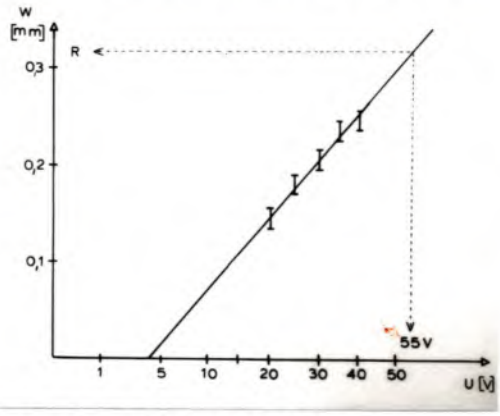


Fig. 12: Abhängigkeit der Schichtdicke von der Zählerspannung

Der eingezeichneten Geraden entspricht nach (3) eine Dotierung von $N = (0,7 \pm 0,1)\ 10^{12} cm^{-3}$, was einem spezifischen Widerstand von (7,5 ± 1) kΩ cm entspricht. Der spezifische Widerstand des Ausgangsmaterials war zu 5 kΩ cm angegeben. Möglicherweise wird eine zu große Schichtdicke vorgetäuscht, da während der Impulsdauer (5 µs) noch außerhalb des Zählvolumens erzeugte Ladungsträger in das Zählvolumen hineindiffundieren und mit zum Impuls beitragen. Man kann also mit niederen Spannungen als nach (3) arbeiten, was sehr vorteilhaft ist, denn das Rauschen des Zählerstroms wächst mit der Zählerspannung.

3. Messung von Rückstreuspektren bei Pb

3.1 Streugeometrie

In der Mitte der Streukammer ($\emptyset$ = 25 cm) befindet sich das Target auf einer senkrecht verschiebbaren Stange, so daß man abwechselnd das dicke Bleitarget zur Messung und das dünne Goldtarget (Dicke 200 Å auf Formvarfolie von ca. 1000 Å) zur Energieeichung des Zählers durch elastisch gestreute Elektronen in den Strahl schieben kann. Der Raumwinkel, den der Zähler erfaßt, kann durch vorgesetzte Blenden verkleinert werden. Das wird soweit getrieben bis sich die aufgenommenen Spektren nicht mehr verändern und man sicher sein kann, daß keine, an den Kammerwänden gestreuten, Elektronen in den Zähler gelangen.

Es wurde nur unter einem Umlenkwinkel von 135° gemessen. Bei senkrechtem Einfall ist die Winkelabhängigkeit der Spektren gering. Das Spektrum bei 135° repräsentiert gut das über den Halbraum integrierte Spektrum (24) .

3.2 Korrektur der Rückstreuung vom Zähler

Fig. 13 zeigt das Spektrum von 300 keV Elektronen von Pb zurückgestreut (bei einem Umlenkwinkel von 135°). Kurve 2 erhält man, wenn

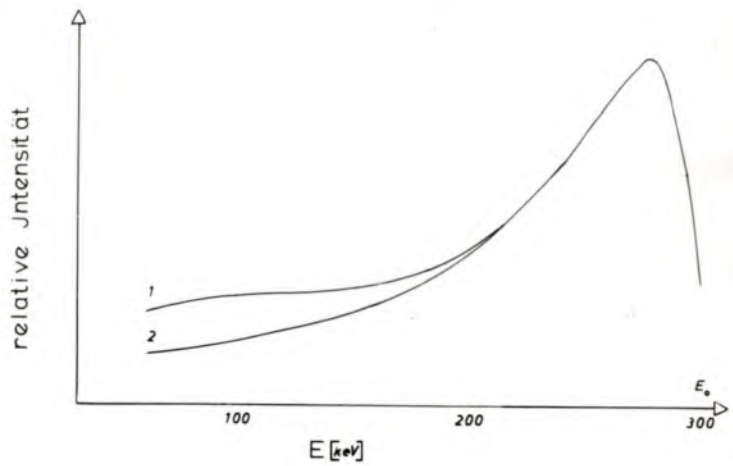


Fig. 13: Rückstreuspektrum (Pb) bei E_0 = 300 keV

man die Rückstreuung vom Zähler berücksichtigt. Die Rückstreuung von Si (Z = 14) ist wahrscheinlich nicht verschieden von der Rückstreuung von Al (Z = 13), so daß man nach (21) damit rechnen muß, daß etwa 15 % aller auf den Zähler auftreffenden Elektronen den Zähler wieder verlassen mit einem wahrscheinlichsten Energieverlust von 35 %. Deshalb ist die Korrektur bei ca. 100 keV am größten.

3.3 Korrektur des endlichen Auflösungsvermögens

Fig. 14 zeigt das Rückstreuspektrum bei 100 keV. Hier ist eine weitere Korrektur nötig, da sich die Halbwertsbreite des Zählers be-

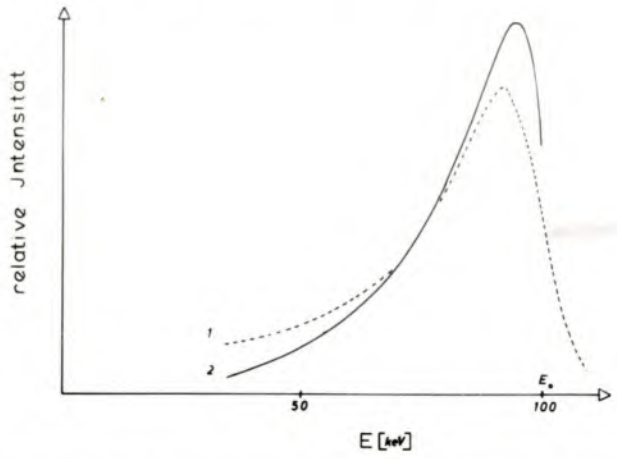


Fig. 14: Rückstreuspektrum (Pb) E_0 = 100 keV

merkbar macht (Δ = 13,5 keV). Das wahre Spektrum ist mit der Auflösungskurve des Zählers (Fig. 10) gefaltet. Berechnet man die Faltung zweier im Maximum zusammengefügter Gaußkurven mit verschiedenen Halbwertsbreiten (als Näherung für das Spektrum), so sieht man welche Korrekturen am Spektrum angebracht werden müssen:

Die wirklichen Halbwertsbreiten erhält man durch quadratische Subtraktion der Zählerhalbwertsbreite. Außerdem muß das Maximum

um $d = \frac{\Delta}{3} \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + \lambda_1}$ ($\lambda_i = \frac{1}{\Delta_i^2}$ Δ_i = Halbwertsbreiten im Spektrum) zur höheren Energie verschoben werden. Berücksichtigt man noch, daß die Fläche unter der Kurve konstant bleiben muß, so kann man sich das wahre Spektrum (Kurve 2) konstruieren, dessen Faltung etwa mit dem gemessenen Spektrum (Kurve 1) übereinstimmt.

3.4 Darstellung der Ergebnisse und Fehlerabschätzung

Fig. 15 zeigt die korrigierten Spektren bei E_o = 100, 200 und 300 keV, im reduzierten Abszissenmaßstab $k = \frac{E}{E_o}$ aufgetragen.

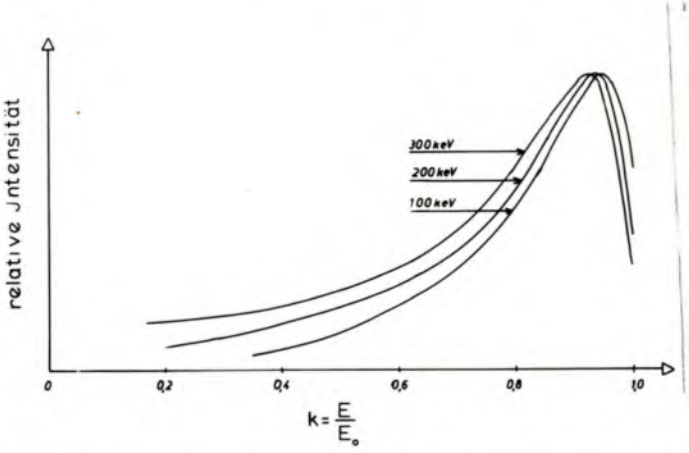


Fig. 15: Rückstreuspektren im reduzierten Maßstab

Der Fehler in der Ordinate beträgt im Maximum der Kurven 1 % (Zählrate 10^4). Der Fehler in der Abszisse rührt vom Fehler in der Energieeichung her. Die Unsicherheit in der Ordinate überträgt sich auf die Abszisse (Fig. 16). Zur Energieeichung muß man die Lage des Maximums im Spektrum der elastisch gestreuten Elektronen bestimmen. Den Fehler x, den man dabei macht, berechnet man aus der Kurvenform:

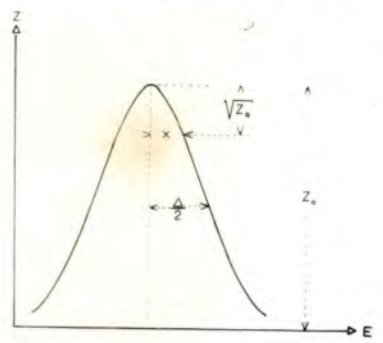


Fig. 16: Fehler x bei der Bestimmung des Maximums

$$Z_o - \sqrt{Z_o} = Z_o e^{-\left(\frac{x}{\Delta/2}\right)^2 \ln 2} \approx Z_o \left(1 - \left(\frac{x}{\Delta/2}\right)^2 \ln 2\right)$$

$$x = 1{,}2 \frac{\Delta/2}{\sqrt[4]{Z_o}} = 1 \text{ keV} \qquad Z_o = 10^4$$

Diese Unsicherheit in der Abszisse wirkt sich bei der Korrektur des 100 keV Spektrums bei $E = E_o$ stark aus, da hier die Kurve sehr steil ist. Man muß dort etwa mit einem Fehler von 15-20 % in der Ordinate rechnen.

3.5 Diskussion der Ergebnisse

In der reduzierten Darstellung sind die Spektren nicht sehr verschieden. Die Lage des Maximums, der "relative wahrscheinlichste Energieverlust" $\frac{\Delta E_w}{E_o}$ wächst nur langsam mit der Primärenergie E_o. Ebenfalls wächst die relative Halbwertsbreite nur langsam.

Die Ähnlichkeit der Spektren ist überraschend, wenn man bedenkt, daß die beiden Elementarprozesse, die bei der Rückstreuung allein mitwirken (Rutherford- und Möllerstreuung), ihren Wirkungsquerschnitt selbst im kleinen Energieintervall von 100-300 keV stark ändern.

Eine Theorie, die die Form der Spektren beschreiben kann, existiert nicht (wenn man von den beiden Versuchen (24) und (25) absieht, die nicht einmal qualitative Übereinstimmung mit den Messungen erreichen).

In Fig. 17 ist $\frac{\Delta E_w}{E_o}$ in Abhängigkeit von E_o aufgetragen, mit Ergebnissen von (26), (27), (21) und (28) bei Primärenergien von 30, 70, 380, 680 und 1750 keV und die eigenen Ergebnisse. Das Zustandekommen der Energieverluste kann man sich etwas plausibel

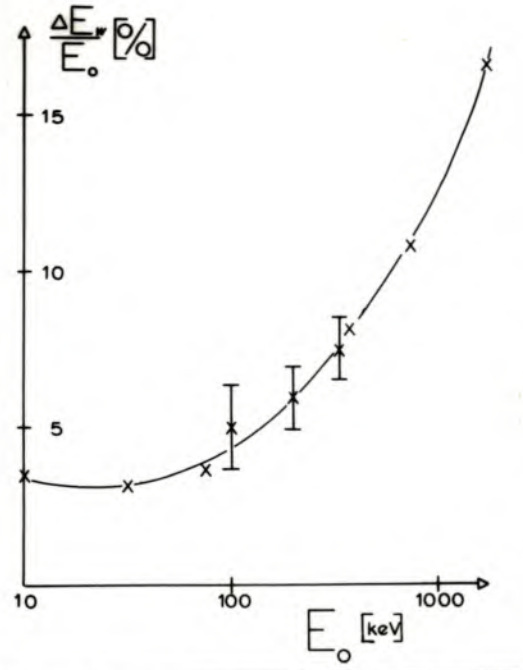


Fig. 17: Relativer wahrscheinlichster Energieverlust in Abhängigkeit von der Primärenergie

machen, wenn man berechnet:

$$x = \frac{\Delta E_w}{\frac{dE}{dx}} \cdot \frac{dE}{dx} = \text{spezifische}$$

Ionisation aus (20). Das ist der Weg, den die Elektronen, die das Maximum von Fig. 15 bilden, im Target zurückgelegt haben. x wächst mit wachsender Primärenergie, da der Rutherfordquerschnitt ϕ (E) mit der Primärenergie abnimmt. Elektronen hoher Energie müssen also im Target einen größeren Weg zurücklegen, bis sie eine genügende Zahl von Einzelablenkungen erfahren haben und das Target wieder verlassen können. Demzufolge ist $x \not\phi (E)$ annähernd konstant (Fig. 18). Dem entspricht ein mittlerer Ablenkwinkel von $\vartheta = 1$. Das ist zwar noch etwas kleiner als $\frac{\pi}{2}$ aber man muß bedenken, daß ϑ auf Grund der häufigen Streuung um kleine Winkel berechnet wurde, wobei große, aber seltene Einzelablenkungen vernachlässigt wurden. Außerdem erreichen ja nur 50 % der eingetretenen Elektronen wieder die Oberfläche. Die Streuung des Energieverlustes ΔE_w auf dem Weg x gibt eine Energieverteilung, deren Halbwertsbreite Δ nach (20) proportional $\frac{x}{E_o}$ ist

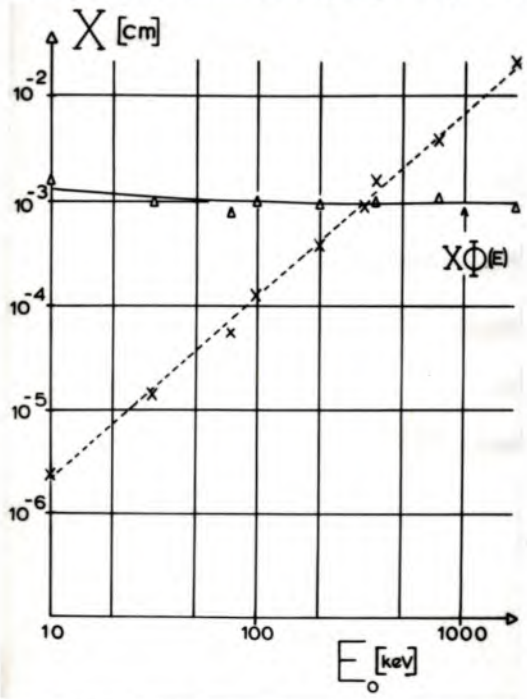


Fig. 18: Im Target zurückgelegter Weg x in Abhängigkeit von der Primärenergie

$$\Delta \sim \frac{x}{E_o} \sim E_o \quad \text{wegen } x \sim E_o^2$$

Die relative Halbwertsbreite ist also konstant, was auch beobachtet wird.

Literaturverzeichnis

1	Boersch u. a.	Z. f. angew. Phys.	15, (1963), 518
2	Little u. a.	J. appl. Phys.	34, (1963), 2430
3	Trump u. a.	J. appl. Phys.	18, (1947), 327
4	Craneberg	J. appl. Phys.	23, (1952), 518
5	Böning	Kleines Lehrbuch der elektrischen Festigkeit 1955, 53	
6	Bouwers	Elektrische Höchstspannungen	1939
7	Anderson	El. Enging.	54, (1935), 1315
8	Mansfield	Br. J. of appl. Phys.	11, (1960), 454
9	Bothe	Z. Nat.	7a, (1952), 390
10	Trump u. a.	J. appl. Phys.	26, (1955), 596
11	Bennett	J. appl. Phys.	28, (1957), 1251
12	Emos	Br. J. appl. Phys.	4, (1953), 101
13	Gerwin	Die Zeit	41, (1964), 31
14	Herb	Handbuch XLIV	(1959), 85
15	Steigerwaldt	Optik	5, (1947), 242
16	Braucks	Optik	15, (1955), 469
17	Mosikawa	J. appl. Phys.	33, (1962), 87
18	Cappelani u. a.	Nucl. Instr. Meth.	25, (1964), 230
19	Klema	Nucl. Instr. Meth.	26, (1964), 205
20	Landau	Handbuch XXXIV	(1958), 90
21	Bothe	Z. Nat.	4a, (1949), 542
22	Allison	Rev. Mod. Phys.	30, (1958), 1137
23	Kuckuck	Erg. ex. Natw. XXXIV	(1962), 291
24	Thümmel	Z. f. Phys.	179, (1964), 116
25	Bothe	Ann. Phys.	6, (1949), 44
26	Kuhlenkampf u. a.	Z. f. Phys.	137, (1954), 416
27	Kanter	Ann. phys.	20, (1957), 144
28	Frank	Z. Nat.	14a, (1959), 247