

Aufbau und Einsatz eines
Sekundärelektronen-
Transmissions-Monitors
zur Messung des absoluten
Teilchenstroms
am Fragmentseparator

Diplomarbeit

von

Christine Ziegler

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt

Oktober 1992

Inhalt

1	Einleitung	5
2	Messung des Teilchenstroms am Fragmentseparator	6
2.1	Separation von Projektilfragmenten	6
2.2	Anforderungen an einen Stromdetektor am FRS	6
2.3	Messung von Teilchenströmen	9
2.4	Einsatz eines Sekundärelektronenmonitors (Seetram)	10
2.5	Einfluß des Seetram auf die Ionenoptik	12
3	Schwerioneninduzierte Sekundärelektronen-Emission	13
3.1	Das semiempirische Modell von Sternglass	13
3.1.1	Energiespektrum der Sekundärelektronen	14
3.1.2	Emission aus der Metalloberfläche	20
3.2	Experimentelle Sekundärelektronenausbeuten bei nichtrelativistischen Projektilenergien	25
4	Eichung des Seetram	30
4.1	Der Eichfaktor	30
4.2	Ergebnisse der Eichungen	31
4.3	Skalierung der Ausbeute mit dem Energieverlust	33
4.4	Abhängigkeit des Eichfaktors von Ladung und Energie der Projektile	35
4.5	Reproduzierbarkeit der Eichergebnisse	38
5	Teilchenstrommessung mit dem Seetram	39
5.1	Überwachung der Strahlintensität	39
5.2	Überwachung des Extraktionsprofils	41
5.3	Empfindlichkeit der Strommessung	45
6	Probleme bei Eichung und Strommessung	46
6.1	Einfluß der Strahlage auf die Eichung	46
6.2	Messung von zu kurzen Stromsignalen	46
6.3	Fehler in der Eichung durch Dunkelströme	47
6.4	Sättigung des Szintillatordetektors bei hohen Teilchenraten	48
6.5	Signal-Rausch-Verhältnis am Monitorausgang	51

7 Zusammenfassung	52
8 Danksagung	53
A Mechanischer Aufbau des Seetram	54
B Strommessung mit einem Current Digitizer	57
C Regelung zur Kompensation von Dunkelströmen	60
Literaturverzeichnis	64
Abbildungsverzeichnis	67
Tabellenverzeichnis	68

1 Einleitung

Am Fragmentseparator der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt wird der absolute Primärteilchenstrom mit einem Sekundärelektronenmonitor (*Seetram*) gemessen. Aufbau, Funktion und Einsatz dieses Stromdetektors sind ebenso wie die physikalischen Grundlagen der Sekundärelektronen-Emission aus einer metallischen Oberfläche nach Beschuß mit schweren Ionen Thema der vorliegenden Arbeit.

Der erste Sekundärelektronenmonitor wurde für die Strommessung an einem Elektronen-Linearbeschleuniger von Tautfest [TaF54] im Jahre 1954 entwickelt. Seit-her wurden diese Detektoren mit variierendem Aufbau zur Strahldiagnose bei unterschiedlichen Beschleunigern eingesetzt. Sie bestehen im wesentlichen aus einer Anordnung dünner Folien und beeinflussen somit die Ionenoptik des Primärstrahls kaum. Ohne Sättigungseffekte ist man in der Lage, mit ihnen sehr hohe Teilchenströme zu messen. Diese Vorteile sind auch der Grund für den Einsatz des *Seetram* am Fragmentseparator, wo bedingt durch die relativistischen Energien der Projektile eine Messung des Primärstromes schwierig ist.

Daher werden zunächst die Anforderungen an einen Detektor zur Messung des Primärstromes am Fragmentseparator diskutiert, um den Einsatz des *Seetrams* als solchen zu motivieren.

Zur Messung des absoluten Stromes mit diesem Detektor muß die Sekundärelektronenzahl mit der Projektilzahl normiert werden. Die Eichung wird mit einem Teilchenzähler bei niedrigen Strahlströmen durchgeführt, um zu verhindern, daß dieser in die Sättigung geht.

Bei hochenergetischen Schwerionen besteht eine lineare Beziehung zwischen der Anzahl der Sekundärelektronen und der der Projektile, die bei niedrigen Energien unter 1 MeV/u nicht zu finden ist. Dies erleichtert die Eichung insofern, daß eine Vorhersage des Umrechnungsfaktors der Sekundärelektronen auf die Teilchenzahl möglich ist. In Kapitel 3 und 4 wird sowohl ein Modell der Sekundärelektronen-Emission als auch seine Bestätigung bei niedrigen (≤ 100 MeV/u) und hohen Energien (≥ 100 MeV/u) vorgestellt.

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurden Aufbau und Elektronik des *Seetram* verbessert, um auch bei den für die Eichung benötigten niedrigeren Teilchenströmen messen zu können. Mit dem derzeitigen Aufbau und der elektronischen Beschaltung- beides wird im Anhang ausführlich beschrieben- ist nach einer Eichung der absolute Primärstrom und das Extraktionsprofil des Beschleunigers, wie in Kapitel 5 dargestellt, meßbar.

2.4 Einsatz eines Sekundärelektronenmonitors (Seetram)

Aus den im vorherigen Abschnitt genannten Gründen hat man sich am Fragmentseparator für den Einsatz eines Sekundärelektronen- Transmissions-Monitor Seetram entschieden. Das Meßprinzip wurde bereits für ortsempfindliche Detektoren an SATURNE/Saclay angewandt [Ann85]. Sein mechanischer Aufbau und die verwandte Ausleseelektronik werden im Anhang ausführlich beschrieben, seine Verträglichkeit mit der Ionenoptik des FRS wird in Kap.2.5 diskutiert. Hier soll nur das Meßprinzip erläutert werden.

Der Seetram, dessen Prinzipskizze in Abbildung 2 dargestellt ist, besteht aus drei Aluminiumfolien im Abstand von je 10 mm in Strahlrichtung. Die Folien haben insgesamt eine Massenbelegung von 8.9 mg/cm^2 und befinden sich im Vakuum. Die beiden äußeren Folien sind leitend miteinander verbunden. Zwischen ihnen und der dritten, isolierten Folie liegt eine Spannung von +80 Volt an. Diese mittlere Folie liegt auf Erdpotential und ist an einen Stromintegrator angeschlossen. Beim Durchgang der Projektile durch den Seetram werden Sekundärelektronen aus den Metalloberflächen ausgelöst. Die aus der mittleren Folie emittierten Sekundärelektronen werden auf die beiden äußeren Folien abgesaugt. Der Stromintegrator mißt diese Elektronenladung und wandelt den Strom in ein Spannungssignal um. Dieses kann an einem Monitorausgang abgegriffen und z.B. mit einem Speicheroszilloskop zur Messung des aktuellen Stromwertes und damit der Zeitstruktur der Extraktion darstellt werden. Das Spannungssignal wird mit Hilfe eines Spannungs-Frequenz Wandlers integriert. Die Summe der erzeugten Zählimpulse entspricht der Sekundärelektronenladung.

Die Zahl der Sekundärelektronen steht in eindeutiger Beziehung zu der der Projektile, die für eine absolute Bestimmung mit einem Teilchenzähler ermittelt werden muß. Vor jedem Experiment wird eine Eichung mit einem Szintillatordetektor durchgeführt. Dieser besteht aus 0.55 g/cm^2 Polyvinyltoluen des Typs BC420 und ist für den Betrieb im Vakuum an der Targetstation des FRS von einer 4 mm dicken Edelstahlhülle umgeben.

Ein wichtiger Aspekt beim Einsatz des Seetram ist die Frage, ob man die Eichungen auf höhere bzw. niedrigere Teilchenzahlen übertragen kann und wie reproduzierbar die Eichfaktoren bei gleicher Versuchsanordnung über einen längeren Zeitraum sind. Dazu mußte der funktionale Zusammenhang zwischen der Zahl der Sekundärelektronen und der Zahl der Projektile unter diesen Betriebsbedingungen gemessen werden. Die Meßergebnisse werden in den nächsten Kapiteln vorgestellt und diskutiert. Für diese Diskussion der Eichdaten widmet sich Kapitel 3 zuvor der Theorie der Sekundärelektronenemission aus metallischen Schichten unter Beschuß mit schweren Ionen.

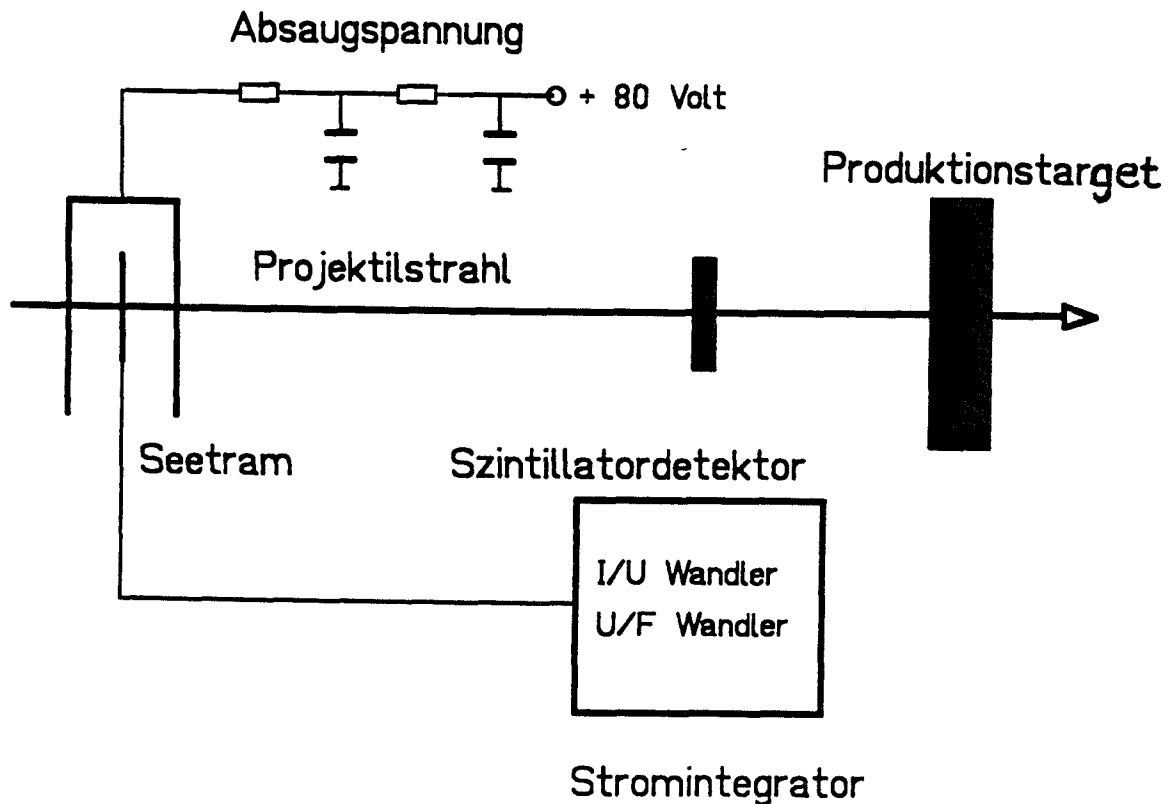


Abbildung 2: Prinzip der Transmissionsmessung mit einem Sekundärelektronenmonitor. Dieser besteht aus zwei miteinander verbundenen Fensterfolien und einer Signalfolie, die an ein Strommessgerät angeschlossen ist. Die Fensterfolien liegen gegenüber der Signalfolie auf einem positiven Potential. Diese Absaugspannung wird zuvor gefiltert. Die Projektile erzeugen einen Sekundärelektronenstrom auf der mittleren Folie, der durch die Eichung mit einem Szintillator in die Teilchenzahl umgerechnet wird. Erst dann treffen sie auf das Produktionstarget am Eingang des FRS. Der Szintillatordetektor ist vom Seetram 1 m strahlabwärts angebracht.

2.5 Einfluß des Seetram auf die Ionenoptik

Der Einfluß des *Seetram* auf die Ionenoptik des FRS wird in Tabelle 1 abgeschätzt und mit den Auswirkungen durch den zur Eichung benutzten Szintillator und den eines Targets verglichen. Man nimmt an, daß der Projektilstrahl erst den *Seetram* bzw. den Szintillatordetektor und dann ein Aluminiumtarget passiert. Betrachtet werden die Veränderung der relevanten Strahleigenschaften wie des mittleren Energieverlustes und der Energiebreite, des Winkel- und Energieverluststraggings und der Anzahl der Fragmentationsprodukte von Goldprojektilen bei 1 GeV/u.

Der mittlere Energieverlust und die Energieverlustbreite durch das Target bewirken eine Änderung der magnetischen Steifigkeit der Projektilfragmente, die durch eine Anpassung des Magnetfeldes der ersten Dipolstufe bzw. der Degraderdicke ausgeglichen werden kann. Das Winkelstraggling führt zu einer Vergrößerung des Strahlflecks auf dem Target, das Energieverluststraggeling trägt zur Impulsbreite des Strahls bei. Beide Effekte lassen sich nicht korrigieren und beeinträchtigen die ionenoptische Trennung der Fragmente. Deren Zahl wird zusätzlich noch durch die Bildung von Sekundärprodukten im Detektormaterial verringert, was sich auf die Ausbeute an Fragmenten und auf die Zahl der Kontaminanten des Fragmentstrahls negativ auswirkt.

Massenbelegung in Aluminiumäquivalent	Target 1.5 g/cm ²	<i>Seetram</i> + Target 1.5089 g/cm ²	Szintillator + Target 2.47 g/cm ²
mittlerer Energieverlust	87.3 MeV/u	87.9 MeV/u (0.7%)	143.6 MeV/u (64%)
mittlerer Energieverlustbreite	1.886 MeV/u	1.902 MeV/u (0.8%)	3.167 MeV/u (68%)
Energieverluststreuung	43.28 MeV	43.41 MeV (0.3%)	55.29 MeV (28%)
Winkelstreuung	1.01 mrad	1.02 mrad(0.9%)	1.33 mrad (31%)
überlebende Fragmente	86.4 %	86.3 %	78.5%

Tabelle 1: Einfluß des Sekundärelektronenmonitors auf die Eigenschaften eines Goldstrahls mit einer Primärenergie von 1 GeV/u. Der entsprechende Einfluß des Szintillatordetektors bzw. des Targets alleine ist ebenfalls angeben. Die Werte in Klammern geben den Unterschied zum Einfluß des Targets alleine wieder.

Der Tabelle ist zu entnehmen, daß der *Seetram* auf Grund seiner Homogenität und seiner geringen Massenbelegung im Gegensatz zum Szintillatordetektor einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Ionenoptik des FRS und auf die Ausbeute an Fragmenten hat.

3 Schwerioneninduzierte Sekundärelektronen-Emission aus metallischen Schichten

Beim Beschuß von metallischen Schichten mit hinreichend schnellen, schweren Ionen werden Sekundärelektronen aus der Oberfläche emittiert. Zwischen der Anzahl der Projektilionen und der der Sekundärelektronen besteht eine funktionale Beziehung, die zur Bestimmung des Teilchenstromes genutzt werden kann, wenn die relative Sekundärelektronenausbeute γ pro Projektilion für eine feste Ionensorte und Energie bei variablen Strahlintensitäten konstant bleibt. Weiter sollte die Abhängigkeit der Ausbeute von Masse, Energie und Ladungszahl der Projektile sowie von den Materialeigenschaften des Metalltargets bekannt sein.

Das Problem der Produktion von Sekundärelektronen ist nicht exakt lösbar, da es sich dabei um Stoß- und Streuprozesse eines Vielteilchensystems handelt. Die Energieverteilung der durch schwere Ionen erzeugten Sekundärelektronen unterscheidet sich stark von der leichter Projektile wie Alphateilchen oder Elektronen. Für den Fall von schweren Ionen hoher spezifischer Energie ($Z \geq 2$, $E/A \geq 1$ MeV/u) entwickelte Sternglass [Stg57] ein semiempirisches Modell zur Bestimmung der Sekundärelektronenausbeute aufbauend auf der Ionisationstheorie von Bohr und Bethe [HBe30]. Diesem Modell zufolge ist die Ausbeute nur linear abhängig vom spezifischen Energieverlust pro Schichtdicke der Schwerionen im Metalltarget und somit unabhängig von der Strahlintensität.

3.1 Das semiempirische Modell von Sternglass

Die Emission von Sekundärelektronen wird hier in zwei getrennten Schritten behandelt.

1. Betrachtung der Produktionsmechanismen und des Energiespektrums der Ionisationselektronen und
2. Die Diffusion der Sekundärelektronen durch das Metall und die Transmission durch die Oberfläche.

3.1.1 Energiespektrum der Sekundärelektronen

Beim Durchgang durch eine Materieschicht wechselwirken die Projektile hauptsächlich mit den Targetelektronen. Der für die Produktion von Sekundärelektronen dominante Prozeß ist der inelastische Stoß mit den Targetelektronen. Diese Stöße können zur Anregung und Ionisation des Targetatoms und somit zur Entstehung von Ionisationselektronen führen (Abbildung 3). Langsame Ionisationselektronen mit einer kinetischen Energie von bis zu 30 eV werden in dieser Arbeit künftig als Sekundärelektronen² bezeichnet. Neben der hohen Rate von Sekundärelektronen entstehen noch eine Anzahl höherenergetischer Ionisationselektronen mit einer kontinuierlichen Geschwindigkeitsverteilung.

Die Energiespektren der Ionisationselektronen können mit der semiklassischen „Binary Encounter“ Näherung (BEA) bestimmt werden. Diese betrachtet den einzelnen Stoß zwischen einem Projektil der Masse m_p und der Energie E_p und einem ruhenden Elektron der Masse m_e unter dem Winkel θ mit dem Energieübertrag E_e .

$$E_e = 4 \frac{m_e}{m_p} \cdot E_p \cos^2 \theta.$$

Bei schweren Ionen unterscheidet sich das Energiespektrum eklatant von dem leichter Projektile mit derselben spezifischen Energie [Pfe76]. Es entsteht ein wesentlich größerer Anteil von höherenergetischen Elektronen. Diese Abhängigkeit von der Projektilladung kann mit den BEA Rechnungen nicht reproduziert werden [Fol75], was auf zusätzliche Reaktionsmechanismen bei höheren Ladungszahlen hindeutet (s. Abbildung 3). Nach Sternglass unterscheidet man bei der Sekundärelektronenproduktion durch schwere Projektile einen direkten und einen indirekten Prozeß. Bei kleinen Impulsüberträgen wird eine Anzahl n_{SE} von Sekundärelektronen in zumeist nur einem Stoß bei großen Stoßparametern direkt durch das Projektil erzeugt. Bei Stößen mit Elektronen bei kleinen Abständen sind sehr große Impulsüberträge möglich und es entstehen hochenergetische „knock on“ Elektronen. Reicht ihre Energie in den MeV Bereich, werden sie als δ Elektronen bezeichnet. Sie werden in der Folge inelastisch an den Targetatomen gestreut und produzieren in einer Vielzahl von Stoßprozessen die Anzahl n_{SE}^δ indirekt erzeugter Sekundärelektronen. Die indirekten und direkten Sekundärelektronen sind im Energiespektrum (Abbildung 3) nicht unterscheidbar.

²Diese Sekundärelektronen wurden erstmals beim Beschuß von Materie mit Elektronen beobachtet, was die Namensgebung erklärt. Im Zusammenhang mit schwereren Projektilen hat diese nur historische Bedeutung und muß daher genauer definiert werden. Dergleichen gilt für den Begriff der δ Elektronen.

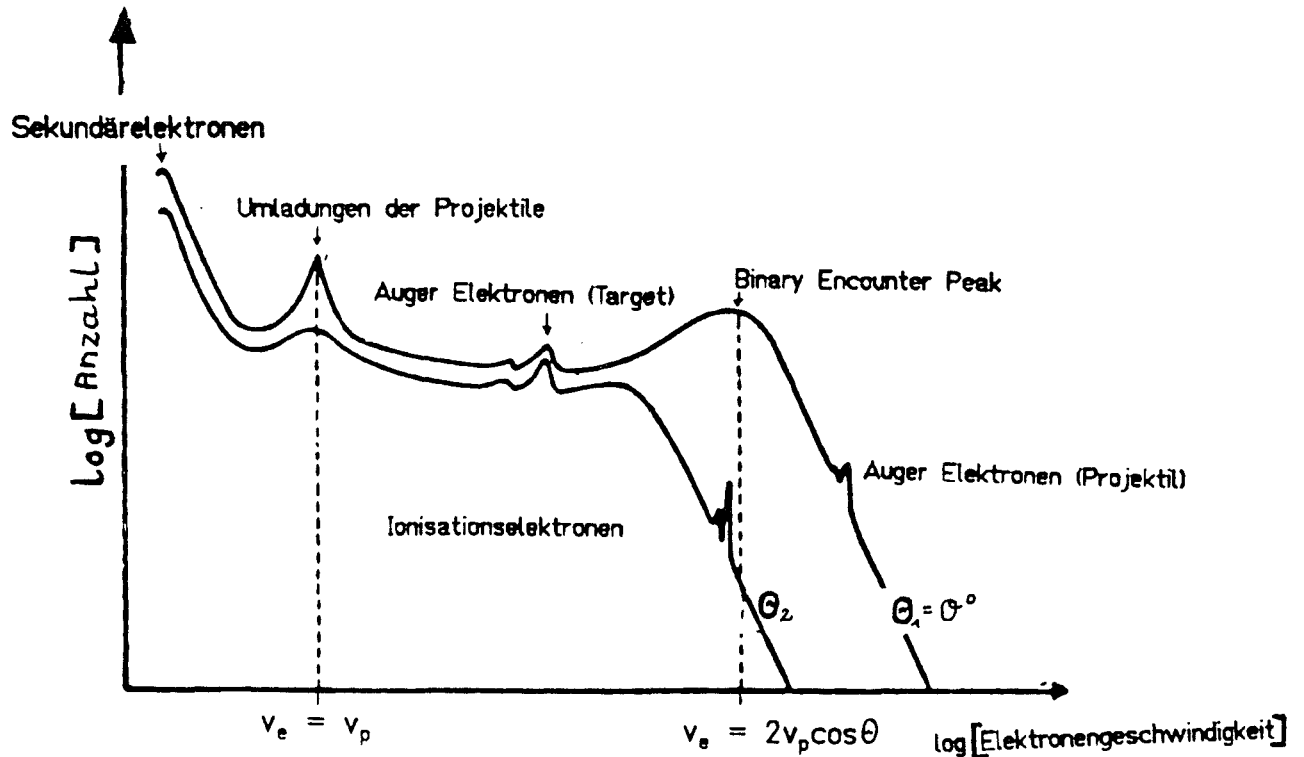


Abbildung 3: Aufgetragen ist die Anzahl der Ionisationselektronen entstehend beim Durchgang schwerer Projektile durch Materie in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit. Der Beobachtungswinkel θ relativ zum Projektilstrahl bildet einen zusätzlichen Parameter. Das Spektrum teilt sich in eine große Anzahl niederenergetischer Sekundärelektronen und in eine, im höherenergetischen Bereich auslaufende, kontinuierliche Verteilung der Ionisationselektronen. Dem Kontinuum überlagert finden sich zusätzliche Spitzen, welche bei kleinen Observationswinkeln sehr scharf und mit ansteigenden Winkeln gaussförmig verbreitert sind. Die durch Umladungen der Projektionen entstehenden Ionisationselektronen verursachen eine weitere Spitze bei einer Elektronengeschwindigkeit nahe der Projektilgeschwindigkeit v_p . Bei $v_e = 2 \cdot v_p \cos \theta$ liegt der Binary Encounter Peak. Dieser ist nur für $\theta \simeq 0$ ausgeprägt. Für größere Beobachtungswinkel nimmt er ab, weil die hochenergetischen Ionisationselektronen nicht mehr isotrop, sondern bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Weiter erhält man charakteristische Linien durch die Augerelektronen von Projektil und Target, die nicht mit der BEA Rechnung erklärbar sind.

Während die direkt erzeugten Sekundärelektronen nur in einem dünnen Schlauch um den Projektilstrahl entstehen, findet man die indirekten auch in Volumenelementen der Metallschicht die weit vom Projektilstrahl entfernt sind (s. Abbildung 4). Um die Anzahl der Sekundärelektronen zu bestimmen, benötigt man die Summe der Anteile aus der direkten und indirekten Produktion. Man geht dabei von einem unendlich dicken Metalltarget ($d \rightarrow \infty$) aus und betrachtet nur die Erzeugungsrates in einem Volumenelement der Breite dx am Ort x . Von den indirekt erzeugten Sekundärelektronen nimmt man an, daß sie von δ Elektronen aus dem Bereich dz am Ort z stammen. Abschließend integriert man über alle Schichtdicken dx .

Die Zahl dn_{SE}^d der in einem Volumenelement der Breite dx des Targets direkt erzeugten Sekundärelektronen kann man wie folgt bestimmen:

$$\frac{dn_{SE}^d}{dx} = \frac{1}{\bar{E}_0} \cdot \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^d$$

dabei ist $\left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^d$ der mittlere Energieverlust eines Projektils im Wegintervall dx , der die direkte Erzeugung von Sekundärelektronen zur Folge hat und \bar{E}_0 der mittlere Energieverlust pro Sekundärelektron.

Ebenso gilt für die indirekte Produktion durch die δ Elektronen:

$$\frac{dn_{SE}^\delta}{dx} = \frac{1}{\bar{E}_0} \cdot \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^\delta \cdot F(x)$$

Hier ist $\left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^\delta$ der für die δ Elektronen verantwortliche Anteil des Energieverlustes. Die Multiplikation mit der Funktion $F(x)$ selektiert die δ Elektronen aus, die bei ihrem „random walk“ Sekundärelektronen produzieren.

Um $F(x)$ zu bestimmen, hat man die Verteilungsfunktion $g(x-z)$ der δ Elektronen über die gesamte Targetlänge zu integrieren. Für sie kann man in guter Näherung die Lösung einer Diffusionsgleichung für eine ebene δ Elektronenquelle am Ort z annehmen. Die δ Elektronen diffundieren von z bis x , wo sie ihre Energie an die Sekundärelektronen übertragen.¹ Im Mittel legen sie dabei die Weglänge L_δ zurück.

$$L_\delta = \left(\frac{1}{2} \lambda_A \lambda_T\right)^{\frac{1}{2}}$$

L_δ ist über die mittleren freien Weglängen für Transport und Absorption vom Stoßquerschnitt, vom Streuwinkel pro Stoß und von der Energie der δ Elektronen abhängig. Sie ist für Vorwärts- und Rückwärtsrichtung unterschiedlich. Das Verhältnis $L_\delta^{\text{rück}}$ zu L_δ^{vor} beträgt beispielsweise für ein Aluminiumtarget 5%.

$$g(x-z) = \begin{cases} e^{-\frac{(x-z)}{L_\delta}} & x > z \\ 0 & x < z \end{cases}$$

$$F(x) = \int_0^\infty g(x-z) dz$$

Aus der Integration ergibt sich:

$$F(x) = 1 - e^{-\frac{x}{L_\delta}}$$

Allerdings gilt diese grobe Näherung nur für Targets wie hier etwa Aluminium mit kleiner Ladungszahl Z . Für Targets mit $Z > 30$ muß eine genauere Form für $g(x-z)$ angenommen werden.

In ihrer Ionisationstheorie stellten Bohr und Bethe die sogenannte Äquipartitionsregel³ auf, nach der sich der totale Energieverlust des Projektils gleichmäßig auf beide Prozesse verteilt.

$$\left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^d = \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^\delta = \frac{1}{2} \cdot \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^t \quad (1)$$

Damit ergibt sich für die Gesamtanzahl der Sekundärelektronen:

¹Die Betrachtungen von Sternglass beruhen alle auf einer sehr vereinfachten Diffusionstheorie für die δ Elektronen und später für die Sekundärelektronen. Eine korrektere Beschreibung mit Hilfe einer Boltzmannschen Transportgleichung findet sich unter [Sch80].

³Diese Regel ist für große Ladungen und hohe Energien der Projektilen nicht uneingeschränkt gültig. Eine Bestimmung der Sekundärelektronenausbeute in diesen Fällen wurde von Koschar [Kos89] durchgeführt.

$$dn_{SE}^t(x) = dn_{SE}^d + dn_{SE}^s = \frac{1}{2} \frac{1}{\bar{E}_0} \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle^t [1 + F(x, L_s)] \cdot dx \quad (2)$$

Für den totalen Energieverlust der Ionen pro Weglänge gilt nach einer Näherung von Bohr [Boh48]:

$$\left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle = \frac{2\pi N e^4 z_p^2}{E_{eq}} \left[Z \cdot \ln\left(\frac{4 E_{eq}}{\bar{I}}\right) \right] \quad (3)$$

wobei

E_{eq} $E_{eq} = \frac{1}{2} \cdot m_0 v_p^2 = \frac{m_0}{M} \cdot E_p$ Energieübertrag

z_p Ladungszahl des Projektils

M Masse des Projektils

Z Ladungszahl des Targetmaterials

N Anzahl der Targetatome pro Einheitsvolumen

m_0 Elektronenmasse

\bar{I} Bindungsenergie der Elektronen über alle Schalen gemittelt

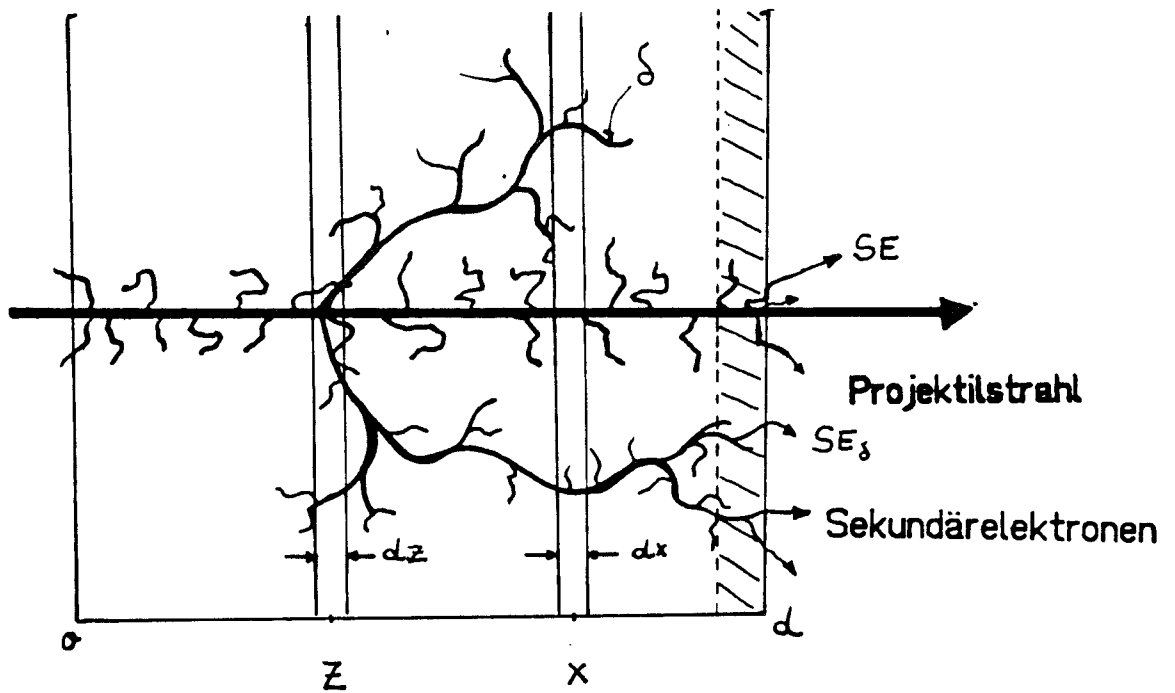


Abbildung 4: Dargestellt ist die Ausbreitung der direkt durch das Projektil und indirekt durch δ Elektronen erzeugten Sekundärelektronen (SE, SE_δ) in einem Target der Breite d . Die direkt erzeugten Sekundärelektronen sind in einem schmalen Bereich isotrop um den Projektilstrahl verteilt. Nur die Sekundärelektronen aus einer dünnen Schicht (schraffierter Bereich) an der Oberfläche können aus dieser ins Vakuum entkommen. Die in der Tiefe z entstehenden δ Elektronen werden bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Man erhält für die Ausbeute in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung dementsprechend unterschiedliche Werte.

3.1.2 Emission aus der Metalloberfläche

Von den dn_{SE} Sekundärelektronen nach Gleichung (2) die im Abstand x von der Eintrittsfläche erzeugt werden, gelangt nur ein Teil an die Eintritts- bzw. Austrittsfläche der Metallschicht. Wiederum ein Teil derer besitzt in diesem Stadium noch genügend kinetische Energie, um die Potentialbarriere an der Oberfläche zu überwinden (s. Abbildung 5) Für die differentielle Sekundärelektronenausbeute dieses Anteils gilt:

$$d\gamma = dn_{SE}(x) \cdot P(x), \quad (4)$$

$$P(x) = T \cdot A \cdot \exp\left[-\frac{x}{L_S}\right]$$

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(x)$ besteht aus dem Erwartungswert A der Winkelverteilung der Sekundärelektronen, einem Transmissionkoeffizienten T aus der Metalloberfläche und einem Diffusionsbeitrag der Sekundärelektronen im Metall. Entscheidend für die Diffusion ist die charakteristische Weglänge L_S der Sekundärelektronen, die unter anderem von der mittleren freien Weglänge für inelastische Stöße und für Absorption der Sekundärelektronen abhängt. Letzteres kann gegenüber dem Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße mit den Targetelektronen $\sigma_{in}^S(E_{SE})$ vernachlässigt werden [Wol54] und es gilt dann:

$$L_S \sim \frac{1}{\sigma_{in}^S(E_{SE})}.$$

Die Sekundärelektronenausbeute pro Projektion an der Eintrittsfläche ergibt sich aus der Integration der differentiellen Ausbeute nach Glg. (4) über ein Target der Dicke d (mit $d \gg L_S, L_\delta^{Rück}$). Geht man von einem über die Strecke d konstanten spezifischen Energieverlust aus, ergibt sich für die Rückwärtsausbeute ein Sättigungswert γ_∞ . Die Ausbeute ist somit unabhängig von der Targetdicke. Dieses Sättigungsverhalten ist in Abbildung 6 dargestellt.

$$\gamma_\infty = \int_0^d \frac{d\gamma}{dx}(x, L_S, L_\delta^{Rück}) \cdot dx$$

$$\gamma_\infty = \frac{1}{E_0} \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle T \cdot A \cdot L_S \cdot \left(2 - \frac{L_\delta}{L_S + L_\delta}\right) \quad (5)$$

Da $L_S \ll L_\delta$ gilt, ist dieser Sättigungswert nur proportional zum Energieverlust der Projektile pro Weglänge dx . Die Diffusionslänge L_S der Sekundärelektronen ist unabhängig vom Projektil und dessen Energie.

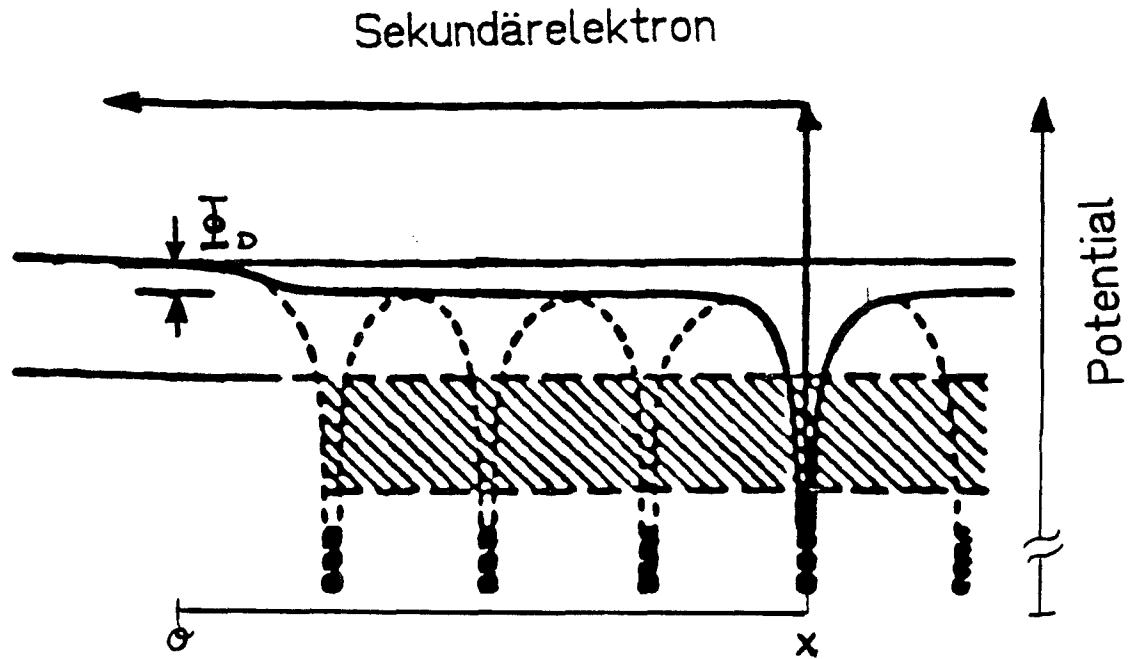


Abbildung 5: Gezeigt werden die Potentialbedingungen für ein mit der kinetischen Energie \bar{E}_{SE} am Ort x erzeugtes Sekundärelektron, das aus der Metalloberfläche gegen das Oberflächenpotential Φ_D mit der Wahrscheinlichkeit $P(x) = T \cdot A \cdot \exp\left[\frac{-x}{L_S}\right]$ entkommt. Für isotrope Winkelverteilungen um den Projekttilstrahl ist A eine Konstante mit einem Wert zwischen 0.5 und 0.6. Der Transmissionskoeffizient $T = 1 - \left[\frac{\Phi_D}{(\bar{E}_{SE} + \Phi_D)}\right]^{\frac{1}{2}}$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Sekundärelektron an der Oberfläche die Potentialbarriere Φ_D überwinden kann. Für Metalle beträgt $\Phi_D \simeq 0.1 - 0.5$ eV. Man geht von einer durchschnittlichen Energie \bar{E}_{SE} der Sekundärelektronen von 8 eV aus. Typische Werte für T liegen bei Metalloberflächen somit zwischen 80 % und 90 %. $P(x)$ hängt nicht von den Materialeigenschaften des Metalls wie Austrittsarbeit, Leitfähigkeit und Kristallstruktur ab, sondern kann in guter Näherung als $P(x) \simeq 0.5 \cdot \exp\left[\frac{-x}{L_S}\right]$ angenommen werden.

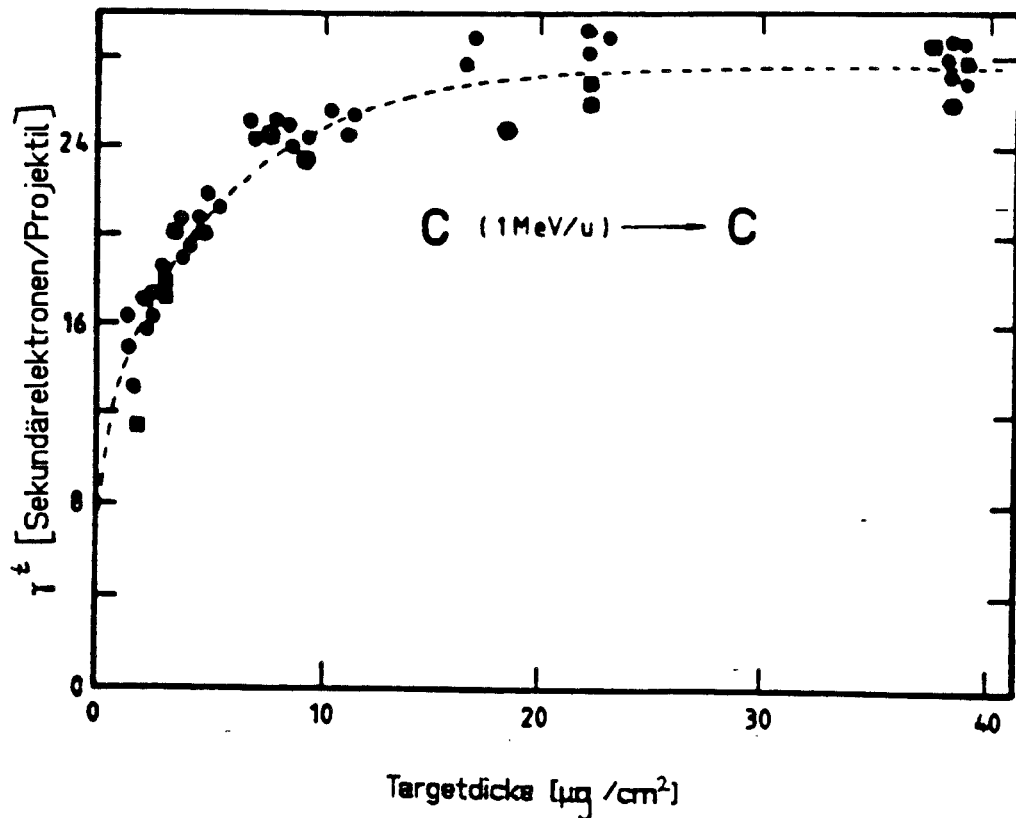


Abbildung 6: Sättigungsverhalten der Sekundärelektronenausbeute bei zunehmender Targetdicke. Betrachtet wurde die Ausbeute γ^t beim Beschuss von Kohlenstofftargets unterschiedlicher Dicke d mit Kohlenstoffprojektilen bei einer Energie um die 1 MeV/u. Bei einer Massenbelegung größer als 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ erreicht die Ausbeute den Sättigungswert γ_∞ [Hip88]. Die totale Ausbeute in Abhängigkeit von der Targetdicke kann als $\gamma^t = \gamma_\infty \cdot [1 - e^{-\frac{d}{L_s}}]$ berechnet werden.

Für die Ausbeute in Vorwärtsrichtung muß über die Diffusionslänge L_{δ}^{vor} , der höhere Anteil an δ Elektronen in diese Richtung mitbeachtet werden. Abbildung 7 zeigt einen Vergleich zwischen der Sättigungsausbeute in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung. Dies macht deutlich, daß wie im vorliegenden Detektor realisiert, in beide Richtungen ausgelesen werden muß.

Die totale Sekundärelektronenausbeute ist die Summe der Ausbeuten von beiden Oberflächen.

$$\gamma^t = C_{Ein} \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^t + C_{Aus} \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^t = \Gamma \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^t \quad (6)$$

Die Proportionalitätskonstante Γ bezeichnet man als spezifische Ausbeute. Sie muß durch eine Ausbeutemessung bestimmt werden, da die experimentellen Werte der Modellparameter nicht exakt meßbar sind; es handelt sich um ein semiempirisches Modell. Die mit Gleichung (6) hergeleitete Skalierung der Ausbeute mit dem spezifischen Energieverlust wird im weiteren als Sternglass'sche Beziehung bezeichnet. Sie stellt einen einfachen, aber fundamentalen Zusammenhang zwischen der Sekundärelektronenzahl und dem spezifischen Energieverlust her.

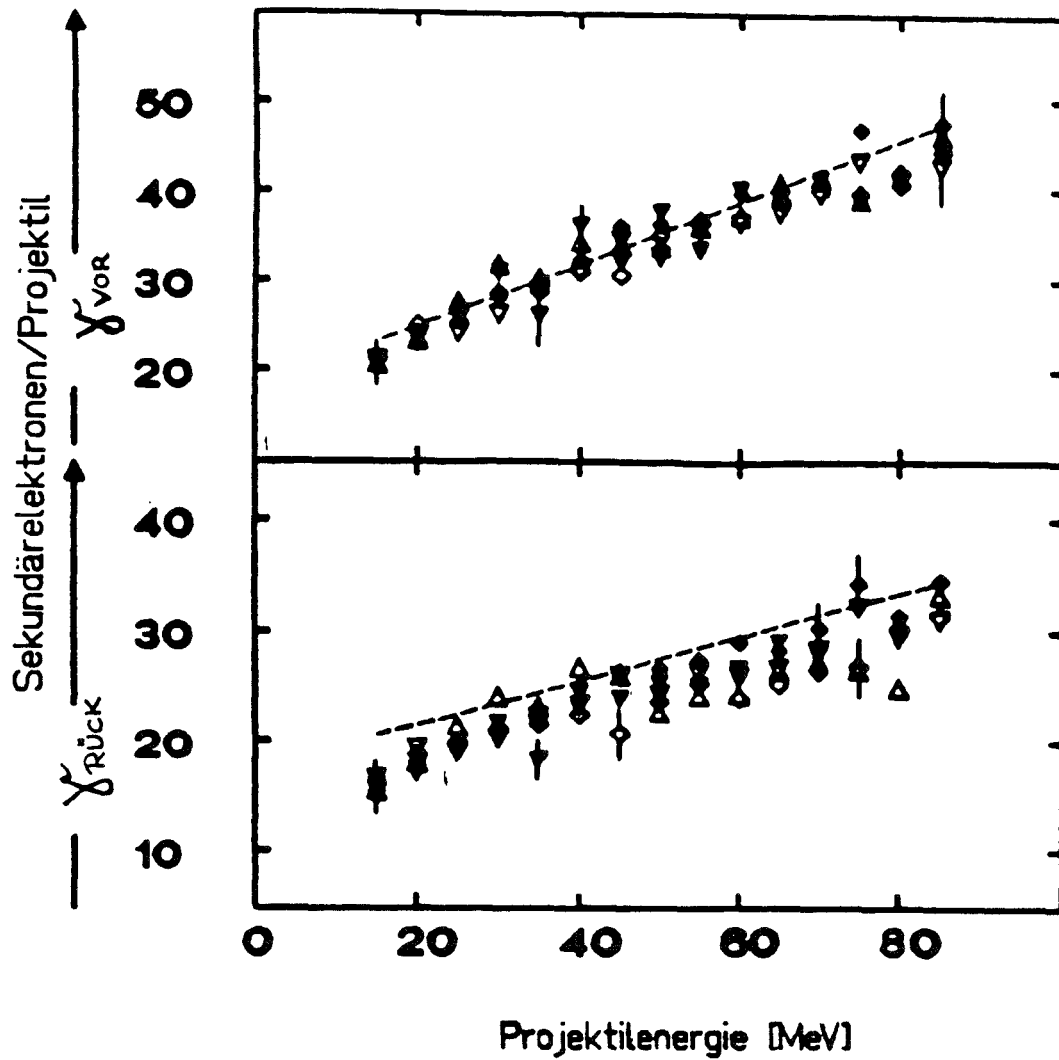


Abbildung 7: Vergleich der Ausbeute in Vorwärts- (oben) und Rückwärtsrichtung (unten) zur Projektilbewegung. Aufgetragen ist die Sättigungsausbeute γ_{∞} von Kohlenmonoxidprojektile in Abhängigkeit von der Projektilenergie. Der bevorzugt unter Vorwärtsrichtung emittierte Anteil der indirekt erzeugten Sekundärelektronen ist im stärkeren Anstieg der Ausbeute im oberen Teil der Abbildung deutlich erkennbar [Rot89].

3.2 Experimentelle Sekundärelektronenausbeuten bei nicht-relativistischen Projektilenergien

Eine Vielzahl von Experimenten zur Messung der Sekundärelektronenausbeute haben das semiempirische Modell von Sternglass für Projektilenergien im Bereich von 10 keV/u bis 10 MeV/u bestätigt. Als Beispiele sollen zwei verschiedene Versuchsanordnungen und die damit bestimmten spezifischen Ausbeuten beschrieben werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Projektil→ Target	Γ $(\frac{1}{MeV/(mg/cm^2)})$	maximale Energie (Mev/u)
${}_2He \rightarrow {}_6C$	7.4 ⁽¹⁾	2.0
${}_8O \rightarrow {}_6C$	5 ⁽¹⁾	2.5
${}_{16}S \rightarrow {}_6C$	4.2 ⁽¹⁾	1.25
${}_{53}I \rightarrow {}_6C$	3.8 ⁽¹⁾	0.31
${}_6C \rightarrow {}_6C$	6 ⁽²⁾	8.3
${}_8O \rightarrow {}_6C$	5.8 ⁽²⁾	3.12

Tabelle 2: Messung der spezifischen Ausbeute bei nichtrelativistischen Energien.
[(1): Clerc et al.,(2): Frischkorn et al.]

(1.) Messung der totalen Ausbeute für Projektilenergien im Bereich von 30 keV/u bis 10 Mev/u.

Bei Frischkorn et al.[Fri83] bestand der experimentelle Aufbau im wesentlichen aus einer ca.10 μ g/cm² dicken Kohlenstoffolie. Der Projektilstrom wurde mit einer Faradaytasse bestimmt. Die Sekundärelektronen wurden mit Hilfe einer an die Folien angelegten Spannung abgesaugt und deren Ladung gemessen. Dabei ergaben sich die in Abbildung 8 dargestellten spezifischen Ausbeuten (vgl. Tabelle 2).

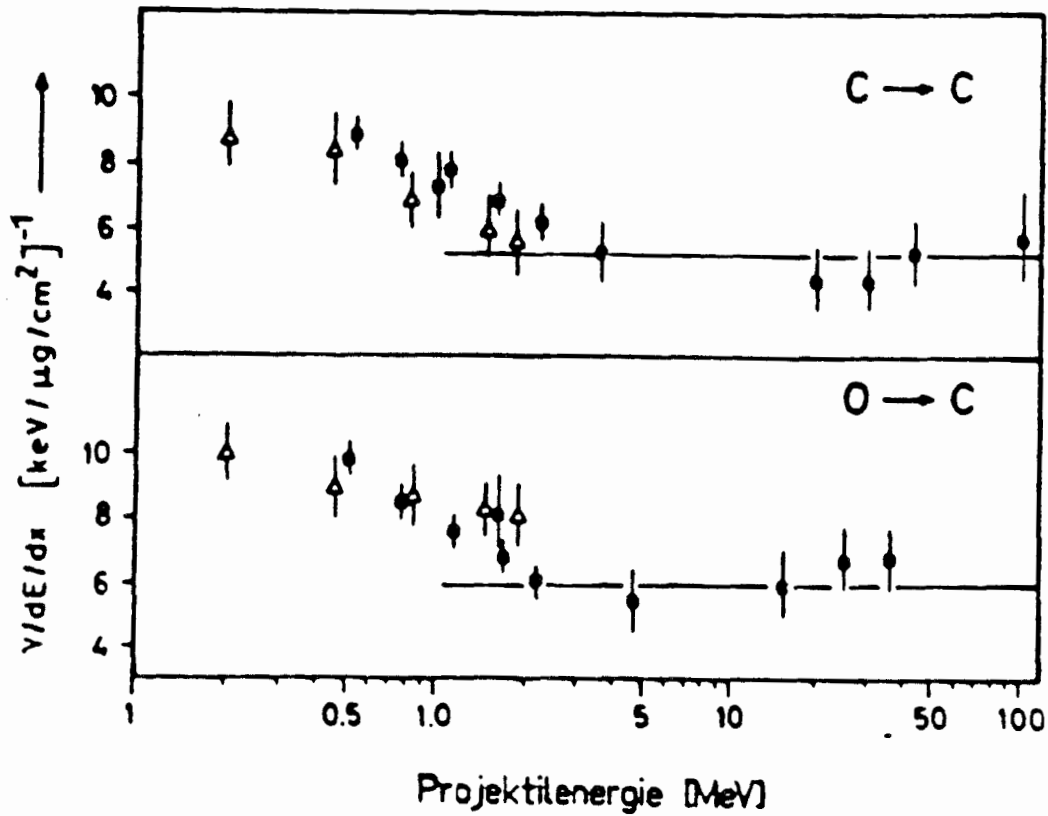


Abbildung 8: Dargestellt ist der Sättigungswert der Sekundärelektronenausbeute dividiert durch den spezifischen Energieverlust nach Ziegler [Zie77] als Funktion der Projektilenergie für Kohlenstoff- und Sauerstoffprojekte [Fri83]. Die lineare Abhängigkeit der Ausbeute vom spezifischen Energieverlust ist nur bei Projektilenergien größer als 0.2 MeV/u gültig.

- (2.) Bestimmung der Ladung Z_p schwerer Projektile mit Energien um 1 MeV/u mit Hilfe der Sekundärelektronenausbeute.

Bei Clerc et al. [Cle73] wurde die Sekundärelektronenausbeute für zwei Kohlenstofffolien mit einer Massenbelegung von jeweils $6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ betrachtet. Die Sekundärelektronen wurden mit einem Silizium-Halbleiterdetektor nachgewiesen, dessen Pulshöhenspektrum zuvor mit α Teilchen geeicht worden war. Als Ergebnis der Koinzidenzmessungen des Sekundärelektronendetektors und eines Projektildetektors erhielt man für nur eine Folie die in Tabelle 2 aufgelisteten spezifischen Ausbeuten (s. Abbildung 9). Auffällig ist die Abhängigkeit der spezifischen Ausbeute von der Ladungszahl der Projektile. Mit wachsendem Z_p nimmt die spezifische Ausbeute und somit der Anteil der Sekundärelektronen am Energieverlust ab. Die Äquipartitionsregel von Bohr und Bethe ist in diesem Fall nicht mehr uneingeschränkt gültig [Kos89].

Bei der Messung mit zwei Folien, die im Abstand von 4 mm voneinander angebracht waren, erhielt man eine um mehr als das doppelte größere Ausbeute. Dies ist auf den Einfluß der δ Elektronen aus der ersten Folie zurückzuführen. Der Anteil des Energieverlustes zur Produktion von δ Elektronen vergrößert sich mit größer werdender Ladungszahl der Projektile. Sie produzieren in der zweiten Folie die zusätzlichen Sekundärelektronen. Mißt man die Differenz der Ausbeute von einer bzw. zwei Folien, so ist diese wieder zum spezifischen Energieverlust korreliert (s. Abbildung 10), denn die bei der einfachen Messung entkommenden δ Elektronen werden nun erfaßt. Dies gilt jedoch nur unter der Annahme, daß sie keine dritte Folie mehr erreichen können.

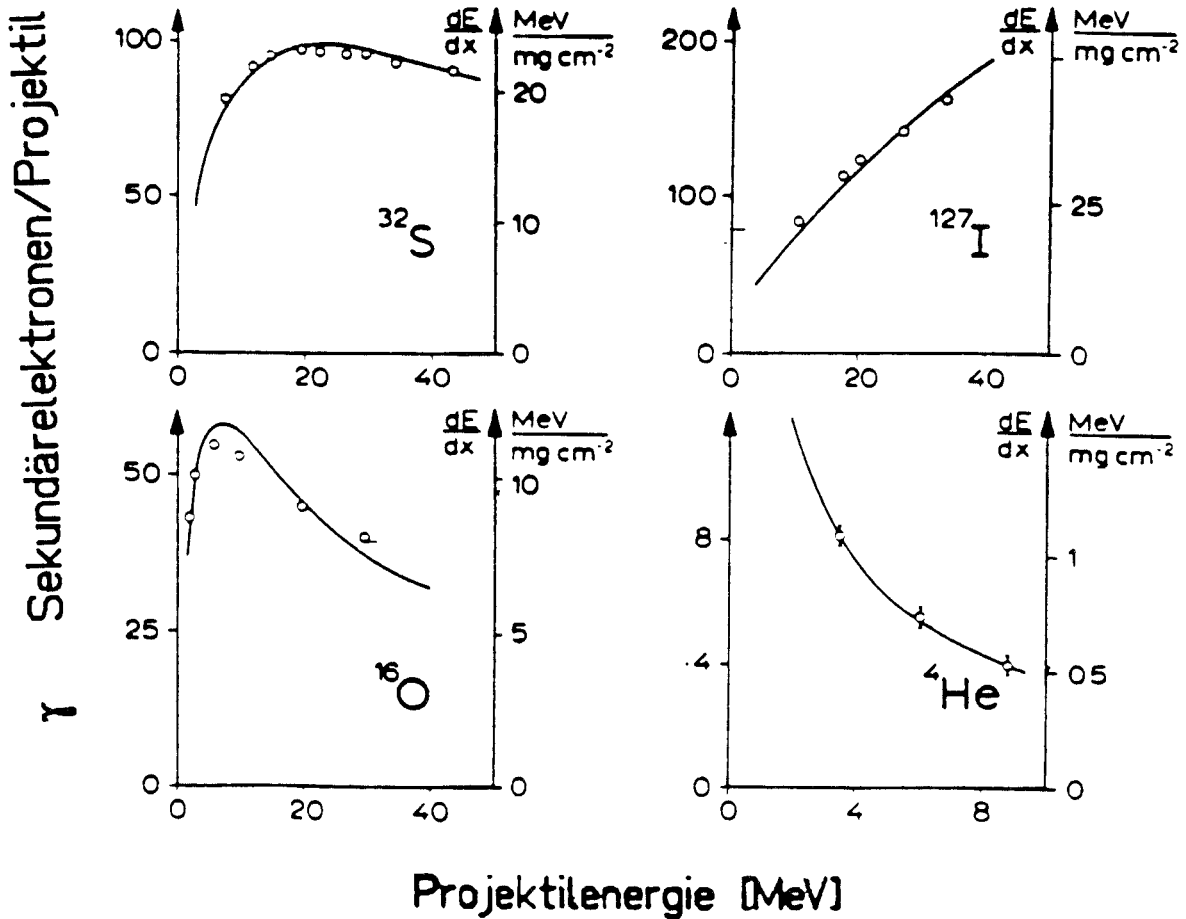


Abbildung 9: Dargestellt ist der gemessene funktionale Zusammenhang zwischen der Ausbeute an Sekundärelektronen und der Projektilenergie [Cle73]. Als Projektile wurden ^{32}S , ^{127}I , ^{16}O und ^4He eingesetzt. Zum Vergleich ist auf der rechten Skala der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ nach Northclife und Schilling [NoS70] aufgetragen. Die offenen Punkte resultieren aus Meßergebnissen, die durchgezogene Linie ist der mit der spezifischen Ausbeute angepasste Energieverlust.

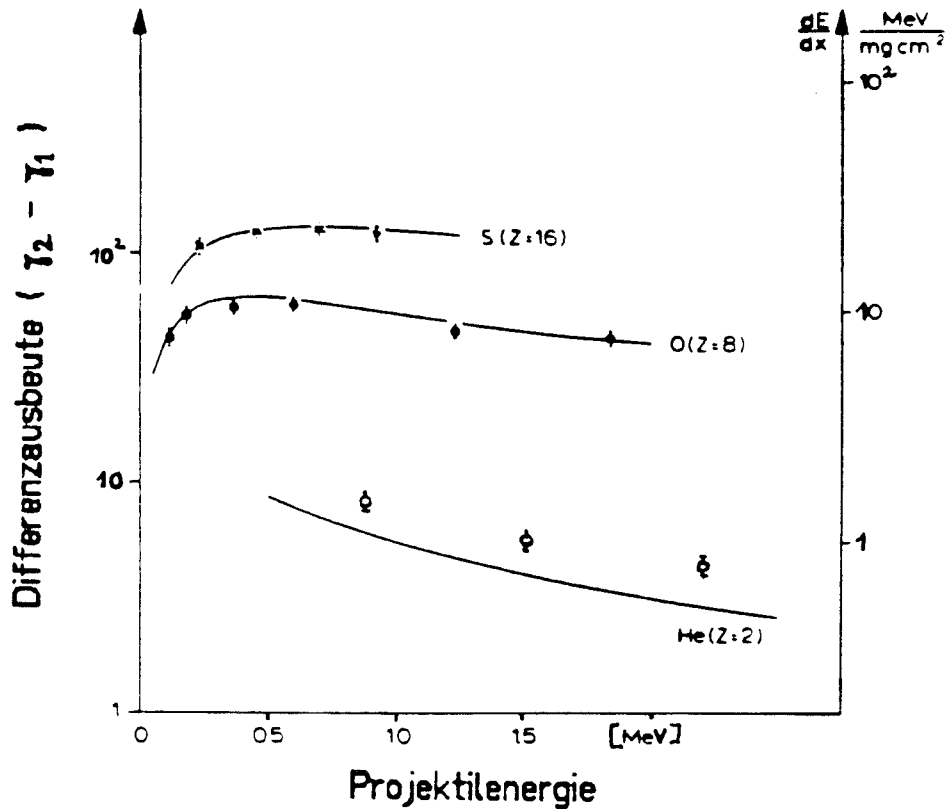


Abbildung 10: Die Differenz der Ausbeuten gemessen mit zwei (γ_2) bzw. mit einer (γ_1) Folie ist hier gegen die Projektilenergie für verschiedene Projektile aufgetragen [Cle73]. Bei den durchgezogenen Kurven handelt es sich um den mit einer spezifischen Ausbeute von 5.5 multiplizierten Energieverlust nach Northlife und Schilling. Diese Differenz stellt die Ausbeute einer Folie in einem Mehrfoliensystem dar. Die Verletzung der Äquipartitionsregel (Gleichung (1)) wird durch den Einfang der δ Elektronen in der zweiten Folie teilweise ausgeglichen, so daß Γ unabhängig von Z wird.

4 Eichung des Seetram

Zur Vorhersage der Umrechnung der mit dem *Seetram* experimentell bestimmten Sekundärelektronenladung in die äquivalente Anzahl von Projektilen wäre die einfache Beziehung von Sternglass nach Gleichung (6) wünschenswert. Es ist jedoch nicht offensichtlich, daß die für niedrige Energien bereits bestätigten semiempirischen Beziehungen auch für die hier vorliegenden Energien ihre Gültigkeit behalten. Die in das Modell eingehenden Parameter sind zudem in diesem Energiebereich der Projektilen nicht gemessen worden. Entscheidend ist auch, daß der Detektor keine absolute Ausbeutenmessung zuläßt. Eine Eichung für jede Kombination von Z und E/A der Projektilen ist somit erforderlich.

4.1 Der Eichfaktor

Der *Seetram* mißt die Ladung der Sekundärelektronen, die in seiner mittleren Folie durch die Projektilen oder durch δ -Elektronen aus der ersten Fensterfolie erzeugt wurden. Bei Ausbeutenmessungen wird versucht, alle in einer oder mehreren Folien erzeugten Sekundärelektronen zu messen und mit der Projektilzahl zu normieren. Im Fall der vorliegenden Messung wird jedoch nur eine von drei Folien ausgelesen. Man erhält also keine absolute Zahl von Sekundärelektronen pro Projektilion. Es ist nicht mehr zuzuordnen, wieviele der indirekt erzeugten Sekundärelektronen von δ -Elektronen der ersten Fensterfolie stammen. Einige von ihnen durchdringen zusammen mit den δ -Elektronen der Signalfolie das letzte Fenster. Da aber sowohl die erste als auch die dritte Folie während der Messung nicht mitbeachtet wird, gehen die dort indirekt erzeugten Sekundärelektronen bis auf einen Teil, der auf die mittlere Folie abgezogen wird, verloren. In einer Eichmessung wird gleichzeitig die Zahl der Projektilen und die Sekundärelektronenladung bestimmt. Das Verhältnis $\frac{N_p}{N_{SE}}$ bezeichnet man als Eichfaktor. Der Kehrwert y des Eichfaktors stellt eine **relative** Sekundärelektronenausbeute dar. Messungen bei relativistischen Projektilenergien zeigten, daß y für feste Ladung und Energie der Projektilen eine Konstante ist, die ebenso wie die Ausbeute γ bei niedrigen Energien mit dem Energieverlust skaliert. Die mit dem spezifischen Energieverlust normierte relative Ausbeute Y ist eine Funktion der Projektilladung.

$$Y = y / \frac{dE}{\rho dx} = f(Z_p) \quad (7)$$

Im folgenden Kapitel soll an Hand von einigen Eichungen die Skalierung von y mit dem Energieverlust bei relativistischen Energien und die Z_p Abhängigkeit von Y dargestellt werden.

4.2 Ergebnisse der Eichungen

Zur Bestimmung der Eichgeradensteigung trägt man die aufsummierte Sekundärelektronenladung gegen die mit dem Szintillatordetektor gemessene Zahl der Projektile pro Extraktion auf. Dabei geht man davon aus, daß die Extraktion ca. eine Sekunde lang ist. Somit läßt sich der in Ampere gemessene Strom direkt in eine Ladung umrechnen. Aus Abbildung 11 geht hervor, daß die Steigung über einen Bereich von $3 \cdot 10^4$ bis $3 \cdot 10^5$ Strahlteilchen konstant bleibt und somit von der Strahlintensität unabhängig ist. Dies wird auch durch weitere in Tabelle 3 aufgelistete Eichungen bestätigt. Für Nickelprojektile bei 1835 MeV/u erhielt man zur Berechnung der der Sekundärelektronenladung aus der Projektilzahl:

$$\bar{y} = (4.9 \cdot 10^{-4} \cdot N_p + 4.8) \cdot 10^{-14} C.$$

Der Achsenabschnitt liegt nahe bei Null, so daß künftig nur die Steigung betrachtet wird. Für die spätere Umrechnung in die absolute Projektilzahl hat das einen vernachlässigbaren Einfluß. Die spezifische Ausbeute erhält man durch Division von y durch den spezifischen Energieverlust der Projektile in Aluminium, der hier nach Bethe berechnet und mit Energieverlustmessungen für relativistische Energien angepasst wurde [Gei90].

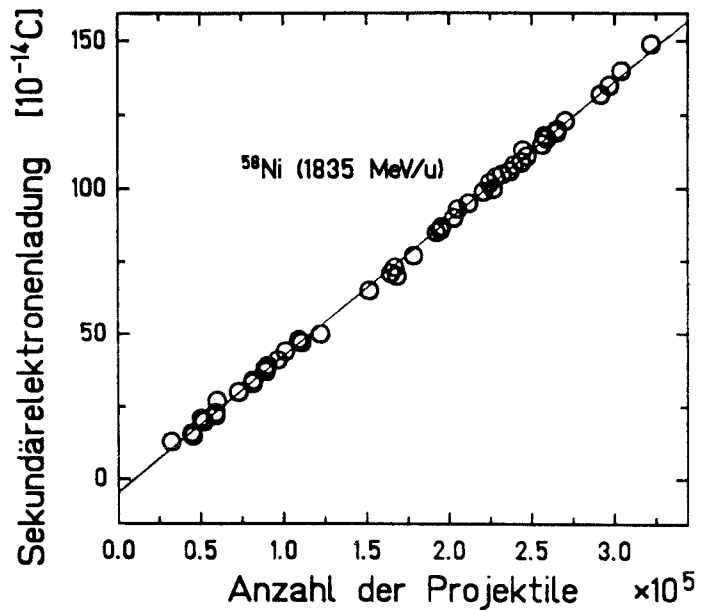


Abbildung 11: Die mit dem Seetram gemessene Sekundärelektronenladung ist gegen die Zahl der mit dem Szintillatordetektor bestimmten Nickelprojektile bei 1836 MeV/u aufgetragen. Als Geradensteigung ergibt sich: $29.33 \pm 1\%$ [Sekundärelektronen/Projektil]. Die Linearität zwischen beiden Messwerten bleibt über eine Dekade erhalten.

In der folgenden Tabelle 3 sind die Ergebnisse aus Eichungen bei verschiedener Ladung und Energie der Projektile zusammengefasst. Aufgelistet ist jeweils die relative Ausbeute y , der spezifische Energieverlust der Projektile in Aluminium und die spezifische Ausbeute Y .

Projektil	Energie [MeV/u]	y	Energieverlust [MeV·cm ² /mg]	Y	Dynamischer Bereich der Eichung
Argon	162.7	41.52	1.32	31.46±6.3%	6·10 ⁴ – 3·10 ⁵
	220	38.99	1.092	33.93±5.8%	0.9·10 ⁴ – 2.2·10 ⁵
	500	20.26	0.7191	28.17±5.9%	—
	719.2	26.20	0.634	41.32±2.7%	3·10 ⁴ – 8·10 ⁵
	1000	20.10	0.5836	34.44±4.8%	—
	1650	18.11	0.543	33.35±8.3%	6·10 ⁴ – 4·10 ⁵
Nickel	1835	29.33	1.322	22.19±0.5%	0.25·10 ⁵ – 3.5·10 ⁵
Krypton	500	66.31	2.9265	22.66±3.2%	2·10 ⁴ – 8·10 ⁴
	1000	51.43	2.3883	21.53±7.5%	0.5·10 ⁴ – 3.5·10 ⁵
Xenon	800	118.48	5.681	20.85±2.5%	3·10 ⁴ – 2.2·10 ⁵
Gold	450	274.18	14.55	18.84±0.5%	3·10 ⁴ – 9·10 ⁴
	1000	188.4	11.427	16.49±6%	9·10 ⁴ – 2·10 ⁵

1000/1000
E=10⁻¹⁰

1505
1600
2085
2386
3013
3451

2131
943
1215
1528
228
332

Tabelle 3: Zusammenfassung der Eichergebnisse

4.3 Skalierung der Ausbeute mit dem Energieverlust

Die gemessenen γ Werte sind in Abbildung 12 gegen den Energieverlust aufgetragen. Wie die totale Sekundärelektronenausbeute γ skaliert γ mit dem spezifischen Energieverlust. Dies läßt vermuten, daß die Stenglass'sche Theorie der Sekundärelektronenproduktion anwendbar ist. Zum Vergleich sind in Abbildung 13 die gemessenen totalen Ausbeuten für ein Kohlenstofftarget bei niedrigen Projektilenergien in Abhängigkeit vom spezifischen Energieverlust dargestellt. Die gemessene Korrelation erscheint in diesem Energiebereich im Vergleich zu der in Abbildung 12 dargestellten besser. Besonders für niedrige Ladungszahlen findet man eine Abweichung der relativen Ausbeuten als lineare Funktion des spezifischen Energieverlustes.

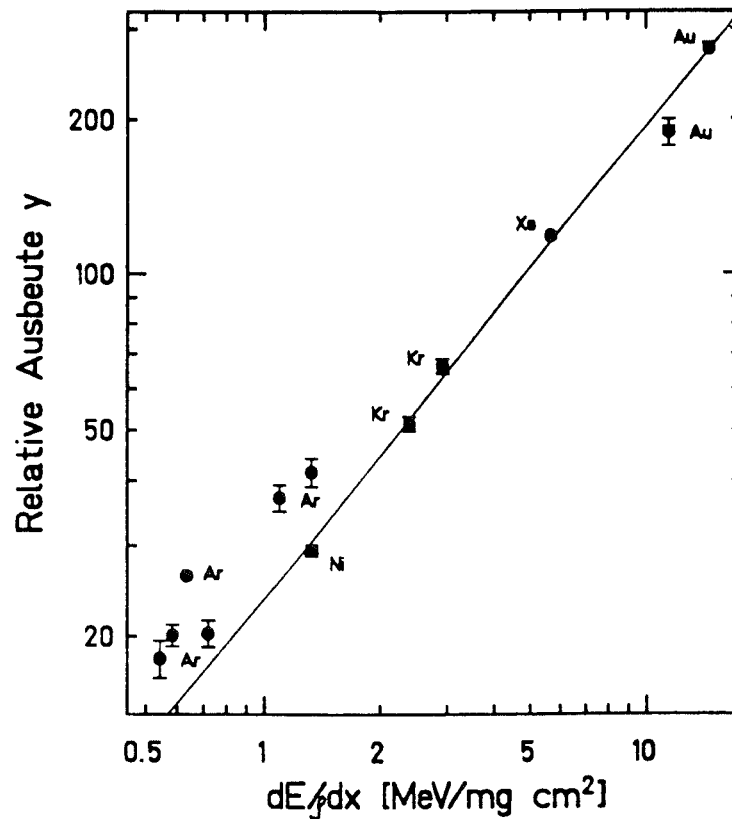


Abbildung 12: Die Stenglass'sche Beziehung $\gamma \sim \frac{dE}{\rho dx}$ wird hier für Projektile im Bereich $18 \leq Z_P \leq 79$ auch für hohe Energien bis zu einem gewissen Grad bestätigt. Der Energieverlust dieser Projektile in einem Aluminiumtarget wurde nach Bethe für Projektilenergien bei $100 \text{ MeV/u} \leq E_P \leq 2 \text{ GeV/u}$ berechnet [Gei90].

Was sind nun die Ursachen dieser Diskrepanz? Zum einen wird mit γ nur eine relative Ausbeute bestimmt, die streng mit der Anzahl und Energie der δ -Elektronen zusammenhängt. Damit wäre die Sternglass'sche Theorie zwar zutreffend, müßte aber modifiziert werden. Zum anderen wäre es durchaus denkbar, daß diese Theorie bei relativistischen Energien versagt und andere Reaktionsmechanismen auftreten, denn sie wurde für Projektilenergien größer als 100 MeV/u noch nicht experimentell bestätigt. Zur weiteren Untersuchung muß die Ladungs- und Energieabhängigkeit von γ getrennt betrachtet werden.

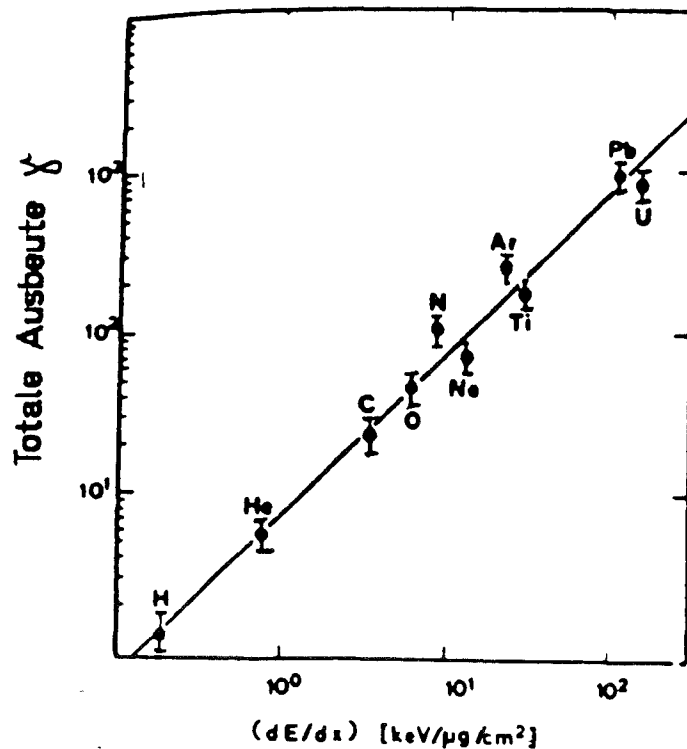


Abbildung 13: Dargestellt wird derselbe funktionale Zusammenhang wie in Abbildung 12. In diesem Fall wurde jedoch eine absolute Ausbeutemessung mit einem Kohlenstofftarget bei Energien um 100 KeV/u in einem Ladungsbereich von $1 \leq Z_P \leq 92$ der der Projektile durchgeführt [Fri83]. Der Energieverlust wurde nach Northcliff und Schilling berechnet.

4.4 Abhängigkeit des Eichfaktors von Ladung und Energie der Projektile

Für Argon, Krypton, Xenon und Goldprojektile wurden bei Energien zwischen 100 MeV/u und 2 GeV/u die Eichfaktoren bestimmt. Trägt man diese zur Untersuchung der Energieabhängigkeit gegen die Projektilenergie auf, so ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung 14 dargestellt. Multipliziert mit der spezifischen Ausbeute Y reproduziert die nach Bethe berechnete Energieverlustkurve die Eichpunkte. Es ist keine zusätzliche Abhängigkeit von der Projektilenergie festzustellen, die Abweichungen sind nicht systematisch, was gegen ein Versagen der Sternglass'schen Theorie spricht. Auch bei über 1 GeV/u bleibt die relative Ausbeute zum Energieverlust korreliert.

Aus Tabelle 2 ist zu entnehmen, daß der Skalierungsfaktor Y mit zunehmender Ladungszahl systematisch kleiner wird. Dieselbe Tendenz wurde auch in den in Kapitel 3.2 beschriebenen Messungen der spezifischen Ausbeute einer Kohlenstofffolie bei wesentlich niedrigeren Energien festgestellt. Beide Meßergebnisse sind in Abbildung 15 aufgetragen. In beiden Fällen wird die Abnahme von Γ bzw. Y für hohe Projektilladungen immer geringer.⁴ Setzt man voraus, daß die Sternglass'sche Theorie der Sekundärelektronenproduktion auch bei relativistischen Energien gültig ist, kann man die Abhängigkeit von Y von der Ladungszahl der Projektile analog zu den niedrigen Energien interpretieren. Mit zunehmender Ladung ist die Äquipartitionsregel (Gleichung (1)) nicht mehr erfüllt. Der Energieverlust führt bevorzugt zur Produktion von δ -Elektronen. Deren Reichweite nimmt mit der Projektilenergie zu. Sie verlassen die mittlere Folie und es fehlt dort folglich ein Teil der indirekt erzeugten Sekundärelektronen, was eine Abnahme von Y zur Folge hat. Die δ -Elektronen der ersten Fensterfolie erzeugen zwar auch Sekundärelektronen, aber es ist nicht gewährleistet, daß sie den Verlust kompensieren können. Nur bei Messung der Sekundärelektronen aller drei Folien wäre eine Kompensation des Einflusses der δ -Elektronen unter Umständen möglich.

Zusammenfassend gilt: Für eine theoretische Vorhersage des Eichfaktors kann man davon ausgehen, daß die mit dem Seetram bei fester Projektilladung gemessene relative Ausbeute y mit dem spezifischen Energieverlust skaliert. Nach der Bestimmung eines mittleren Skalierungsfaktors Y ist eine Extrapolation zu anderen Energien auch bei hohen Ladungszahlen möglich, wie die Messungen für Gold- und Kryptonprojektile zeigen. Y ist auf andere Projektilladungen nicht übertragbar. Er ist für die jeweilige Ladung aus Abbildung 15 zu bestimmen.

$$y^{exp} = Y^{exp}(Z_p) \cdot \left(\frac{dE}{\rho dx}\right)^{-1} \quad (8)$$

⁴Durch die Messung mit zwei Kohlenstofffolien konnte dieser Effekt umgangen werden. Man erhielt einen Wert für Γ von $5.5 [MeV/mg/cm^2]^{-1}$. Bei der Messung mit dem Seetram war eine Kompensation in dieser Art nicht möglich.

5.2 Überwachung des Extraktionsprofils

Das dem aktuellen Stromwert entsprechende Spannungssignal kann nach dem Strom-Spannungs-Wandler am Monitorausgang des Stromintegrators abgegriffen und mit einem Speicheroszilloskop über der Zeit dargestellt werden. Das erlaubt eine Überwachung des Stromprofils und der Extraktionszeit bei langsamer Extraktion.⁵ Zur Extraktion wird der Anteil des Projektilstrahls, der nicht genau auf der eingestellten Sollbahn liegt, durch ein elektrostatisches Septum abgelenkt. Die Dauer des Rampens der Magnete im SIS während eines Beschleunigungszyklus bestimmt die Extraktionszeit. Abbildung 17 und 18 zeigt zwei unterschiedliche Extraktionszeiten und den zeitlichen Abstand zwischen zwei Extraktionen. Sie wurden bei Bleiprojektilen einer Energie von 1 GeV/u mit dem Seetram gemessen.⁶ Während bei der kurzen Zeit von 1s das Extraktionsprofil nahezu symmetrisch zu seiner zeitlichen Mitte ist, zeigt das bei fast 2s eine steilere Anstiegsflanke. Wird die Extraktion von einer hochfrequenten Einkopplung gestört, so entstehen Spitzen⁷ auf dem Extraktionsprofil. Ihre Lage ist von der Extraktionszeit abhängig (s. Abbildung 18). Für den optimalen Betrieb des Fragment separators sind diese nicht wünschenswert, denn sie liefern in einer sehr kurzen Zeit einen hohen Strahlstrom, dem die meisten Detektoren am FRS nicht gewachsen sind. Der für die Identifikation der Fragmente nach der ersten Dipolstufe des FRS eingesetzte Szintillatordetektor und die Vieldrahtkammern der Strahldiagnose können beispielsweise durch eine wie in Abbildung 19 dargestellt Extraktionsspitze in ihrer Funktion gestört werden.

⁵Begründung folgt in der Fehlerdiskussion im nächsten Kapitel.

⁶Es wurde ein HAMEG Speicheroszilloskop HM 408 mit dem dazugehörigen Graphic-Printer HM 8148-2 zur Dokumentation benutzt.

⁷Sie sind nicht mit denen durch Störungen des Monitorausgangs entstehenden Spitzen zu verwechseln. Auf diese wird in Kapitel 5 eingegangen.

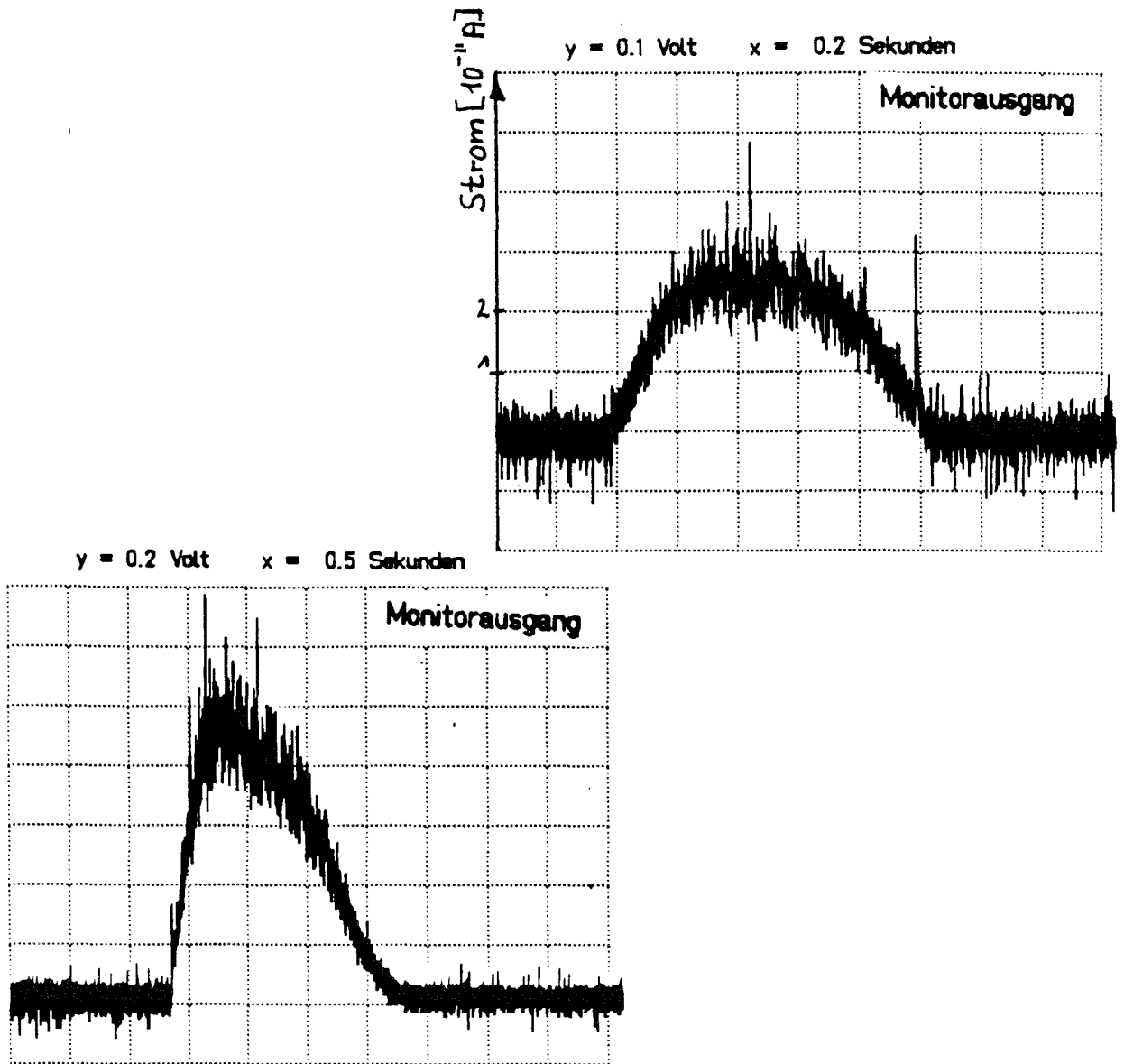


Abbildung 17: Messung der Extraktionsprofile bei Bleiprojektilen einer Energie von 1 GeV/u am Monitorausgang des Stromintegrators. Aufgetragen ist das aus dem Stromwert generierte Spannungssignal über der Zeit. Im oberen Teil ist bei einer Extraktionszeit von 1s ein maximaler Stromwert von $0.25 \cdot 10^{-10}$ Ampere gemessen worden. Das Integral unter der Fläche entspricht nach Multiplikation mit dem Eichfaktor einer Teilchenzahl von $1.1 \cdot 10^4$ Teilchen/Extraktion. Im unteren Teil der Abbildung hat man bei der doppelten Extraktionszeit einen fast viermal so hohen Stromwert. Die Spitzen auf der Extraktion betragen ungefähr die Hälfte des maximalen Stromwertes. Sie sind im Laufe der Extraktion nicht immer an derselben Stelle zu finden.

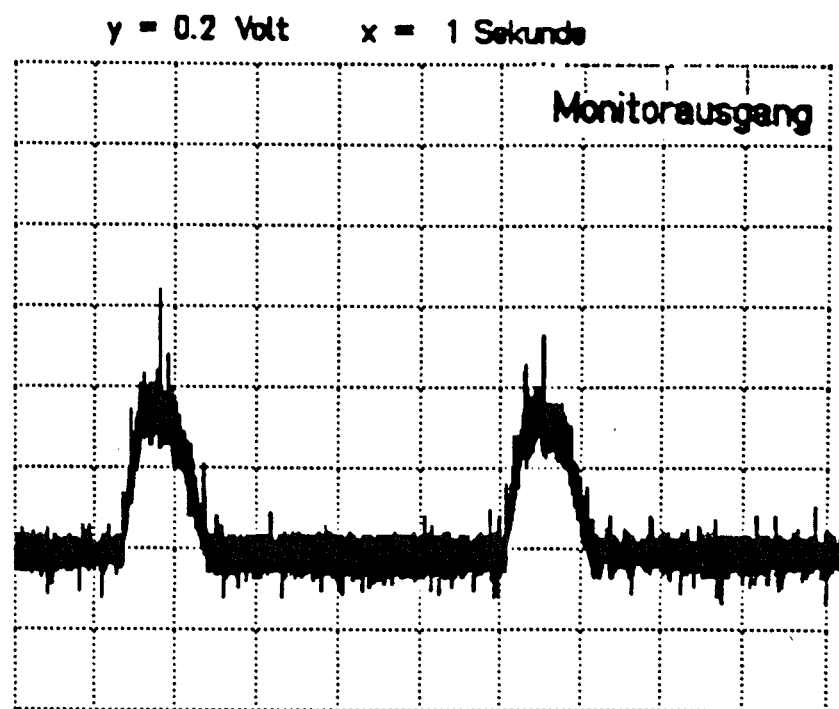


Abbildung 18: Abstand von zwei Extraktionen unter gleichen Versuchsbedingungen wie im vorherigen Bild. Die Extraktionszeit beträgt wieder eine Sekunde; die Extraktionen haben einen Abstand von 3.5 Sekunden. Deutlich erkennbar ist die Veränderung der Lage und der Höhen der Spitzen auf der Extraktion.

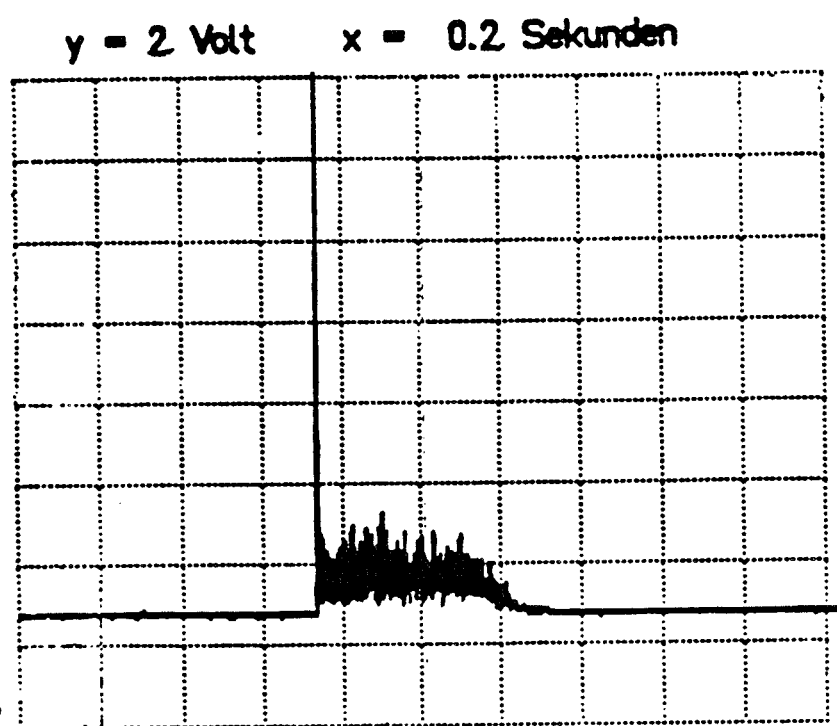


Abbildung 19: Dargestellt ist eine extreme Extraktionsspitze aufgenommen mit Neonprojektilen einer Energie von 2 GeV/u. Für die Detektoren am FRS ist eine sinnvolle Messung unter diesen Umständen nicht möglich. Sie gehen bei so kurzzeitigen, hohen Stromimpulsen in die Sättigung oder werden sogar zerstört.

5.3 Empfindlichkeit der Strommessung

Der Seetram ist speziell zur Messung hoher Teilchenzahlen pro Extraktion entwickelt worden. Die Begrenzung des dynamischen Bereichs zu niedrigen Teilchenraten hängt von der Ladung und Energie der Projektile ab. Mit dem Stromintegrator sind Sekundärelektronenströme von 10^{-13} bis 10^{-3} Ampere gut meßbar. Man kann zwei extreme Fälle zur Abgrenzung des dynamischen Bereichs skizzieren. Das relativ leichte Projektil Neon benötigt bei einer Energie von 2 GeV/u während einer Extraktion $2 \cdot 10^5$ Teilchen, um einen Sekundärelektronenstrom von 10^{-13} A zu erzeugen. Bei Uran hingegen bedarf es zur Erzeugung des gleichen Stroms nur 400 Projektile, wenn es eine Energie von 100 MeV/u besitzt. Die Werte für alle übrigen Projektile in diesem Energiebereich liegen zwischen diesen beiden Grenzwerten (Abbildung 20).

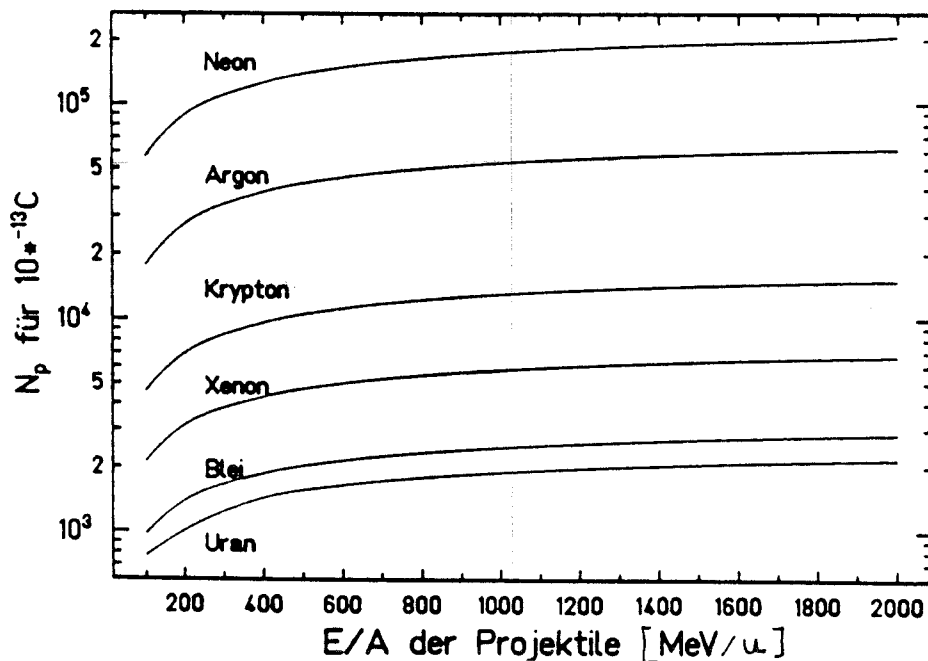


Abbildung 20: Empfindlichkeitskurve des Seetram für verschiedene Projektile. Aufgetragen ist die Zahl der Projektile, die benötigt werden, um einen Sekundärelektronenstrom von 10^{-13} Ampere aus den Signalfolie des Seetram auszulösen in Abhängigkeit von der Projektilenergie. Man geht von einer Extraktionszeit von einer Sekunde aus. Die Projekttilzahl pro Sekundärelektronenladung wurde aus dem spezifischen Energieverlust mit Hilfe des im vorherigen Kapitel bestimmten Skalierungsfaktors berechnet.

6 Probleme bei Eichung und Strommessung

Es existieren sowohl beim *Seetram* als auch beim Szintillatordetektor Fehlerquellen⁸ die eine Eichung und somit auch eine absolute Strommessung verfälschen. Diese möglichen Fehler und konkrete Maßnahmen zu ihrer Einschränkung sollen hier aufgelistet werden.

6.1 Einfluß der Strahlage auf die Eichung

Liegt der injizierte Strahl nicht genau auf der Strahlachse so besteht die Frage, ob alle Projektile von dem Szintillatordetektor und dem *Seetram* gemessen werden. Für den *Seetram* ist ein Projektilverlust unwahrscheinlich. Er besitzt eine aktive, kreisförmige Fläche von 110 cm^2 , die genau senkrecht zur Strahlführung steht. Das vom SIS zum Standort des *Seetrans* führende Strahlrohr hat selbst einen Durchmesser von 25 cm. Bei einem Strahlfleck von nicht mehr als 5 mm^2 wird der gesamte primäre Teilchenstrahl erfaßt, selbst wenn dieser unter einem großen Winkel zur Strahlführung in den FRS injiziert wird. Für den Szintillatordetektor gilt das nicht mehr so uneingeschränkt. Seine aktive Fläche beträgt 7.8 cm^2 , ist also rechteckig und fast um die Hälfte kleiner als die des *Seetrans*. Seine Mitte liegt genau auf der Achse der Strahlführung. Der Strahl muß am Targetbereich des FRS erst mit Hilfe eines positionsempfindlichen Stromgitters gerade auf das Target gelegt werden, um sicher zu gehen, daß er das Szintillormaterial und nicht lediglich die ihn umgebende Edelstahlhülle trifft. Nach dieser Kontrolle kann man ein teilweises Erfassen des Primärstrahls als Fehlerquelle ausschließen.

6.2 Messung von zu kurzen Stromsignalen

Der Sekundärelektronenstrom von der mittleren Folie wird über einen hochohmigen Widerstand im Stromintegrator⁹ in ein Spannungssignal umgewandelt. Die Zuleitung von der Folie zum Strommessgerät besteht aus einem 2 m langen RG58 BNC Kabel. Dieses und der *Seetram* selbst haben zusammen eine Kapazität von einigen pikoFarad. Der Strom liegt in der Größenordnung von 10^{-9} Ampere. Um ihn in ein Spannungssignal von 1 Volt umzuwandeln, wird folglich ein Widerstand von 10^9 Ohm benötigt. Das führt zu Zeitkonstanten im Millisekundenbereich. Schnellere Stromsignale, wie sie z.B. bei der schnellen Extraktion des SIS mit einer Extraktionszeit von $5 \cdot 10^{-7}$ s entstehen, können mit dieser Beschaltung nicht sinnvoll gemessen werden. Es ist zwar noch möglich die Ladung aufzuintegrieren, aber die Zeit ist zu kurz, um mit der vorgegebenen Zeitkonstanten das Extraktionsprofil darzustellen. Zudem besteht die Gefahr, daß der Stromintegrator bei den kurzen und somit hohen Pulsen übersteuert. Der Stromintegrator ist allerdings gut geeignet, um den Primärstrom der langsamen Extraktion von 100 ms bis zu 2s zu bestimmen.

⁸ Es werden hier nur Fehler betrachtet, die nicht aus der speziellen Beschaltung des *Seetram* resultieren, sondern allgemein bei der Messung mit einem Sekundärelektronenmonitor auftreten. Die Probleme bei der Messung von niedrigen Strömen mit diesem Stromintegrator sind im Anhang beschrieben.

⁹ Die genaue Funktionsweise findet sich im Anhang.

6.3 Fehler in der Eichung durch Dunkelströme am Seetram

Der aktuelle Spannungswert im Stromintegrator wird in eine Frequenz umgewandelt. Das Spannungssignal kann einen Offset beliebigen Vorzeichens besitzen, der Spannungs-Frequenz-Wandler kann aber nur positive Spannungen bearbeiten. Im Falle einer negativen Offsetspannung wird das Signal beschnitten. Ist der negative Offset konstant, kann er nachträglich über den Achsenabschnitt in der Eichfunktion korrigiert werden. Ströme, die den Offset nicht übersteigen, sind somit nicht mehr meßbar, und die Empfindlichkeit des Detektors wird stark beeinträchtigt. Schwankt der Offset, ist eine Korrektur nicht mehr möglich (s. Abbildung 21). Dies hat zur Folge, daß auch die absolute Teilchenzahl nicht gemessen werden kann. Um dem Problem zu begegnen, wird durch eine spezielle Regelung versucht, den Offset positiv zu halten¹⁰.

¹⁰Der Aufbau und die Funktionsweise einer solchen Regelung sind im Anhang beschrieben.

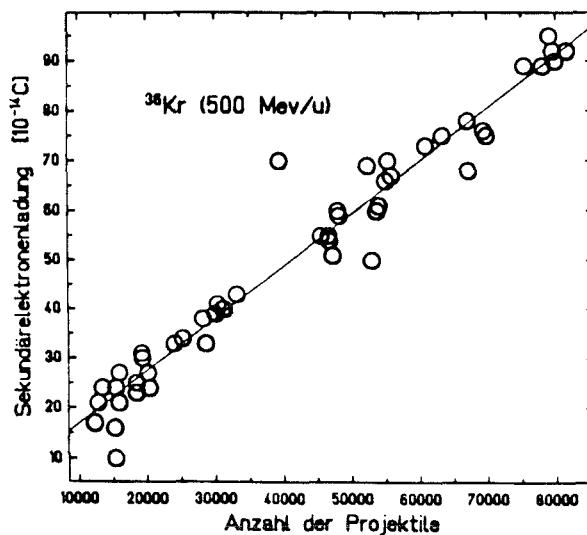


Abbildung 21: Eichgerade des Seetram bei schwankendem Spannungsoffset im Stromintegrator. Aufgetragen ist die Sekundärelektronenladung gegen die Zahl der Kryptonprojekte bei 500 MeV/u. Es ergibt sich für die Steigung der Eichgeraden ein Fehler von 3.2%. Der Ladungswert ist nicht zu korrigieren, er kann aus den Schwankungen der Eichung abgeschätzt werden.

6.4 Sättigung des Szintillatordetektors bei hohen Teilchenraten

Die Projektile wechselwirken mit dem Szintillatormaterial. Das dadurch erzeugte Szintillationslicht wird mit einem schnellen H2431 Photovervielfacher[Ham87] ausgelesen. Dabei werden aus der Photokathode des Vervielfachers durch die Lichtblitze Elektronen ausgelöst, die in einem Dynodensystem auf die Anode beschleunigt werden. Die Veränderung der Spannung zwischen Kathode und Anode durch den Elektronenstrom wird in einem Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) in ein logisches Signal umgewandelt, wenn ein konstanter Anteil der Signalhöhe erreicht ist. Das Ansprechen des CFD wird über eine Schwelle gesteuert. Diese darf nicht in die Größenordnung des Rauschens fallen, da der Szintillatordetektor ansonsten blind zählt. Bei hohen Teilchenzahlen ab 10^5 bis 10^6 treten an den einzelnen Dynoden des Photovervielfachers Raumladungseffekte auf. Der Szintillatordetektor geht in die Sättigung und mißt trotz hohem Primärstrom zu wenig Teilchen. Bringt eine niedrigere Betriebsspannung zwischen Kathode und Anode keine Verbesserung, kann eine Eichung unter diesen Umständen nicht vorgenommen werden (Abbildung 23). Der dynamische Bereich einer Eichmessung ist daher durch den Szintillatordetektor nach oben begrenzt. In diesem Fall liegt die Grenze bei $2-3 \cdot 10^5$ Teilchen pro Extraktion. In Abbildung 22 sind Eichgeraden bei zwei Betriebsspannungen dargestellt. Auch eine zu hohe negative Spannung am Photovervielfacher kann zu einer Blindzählrate führen.

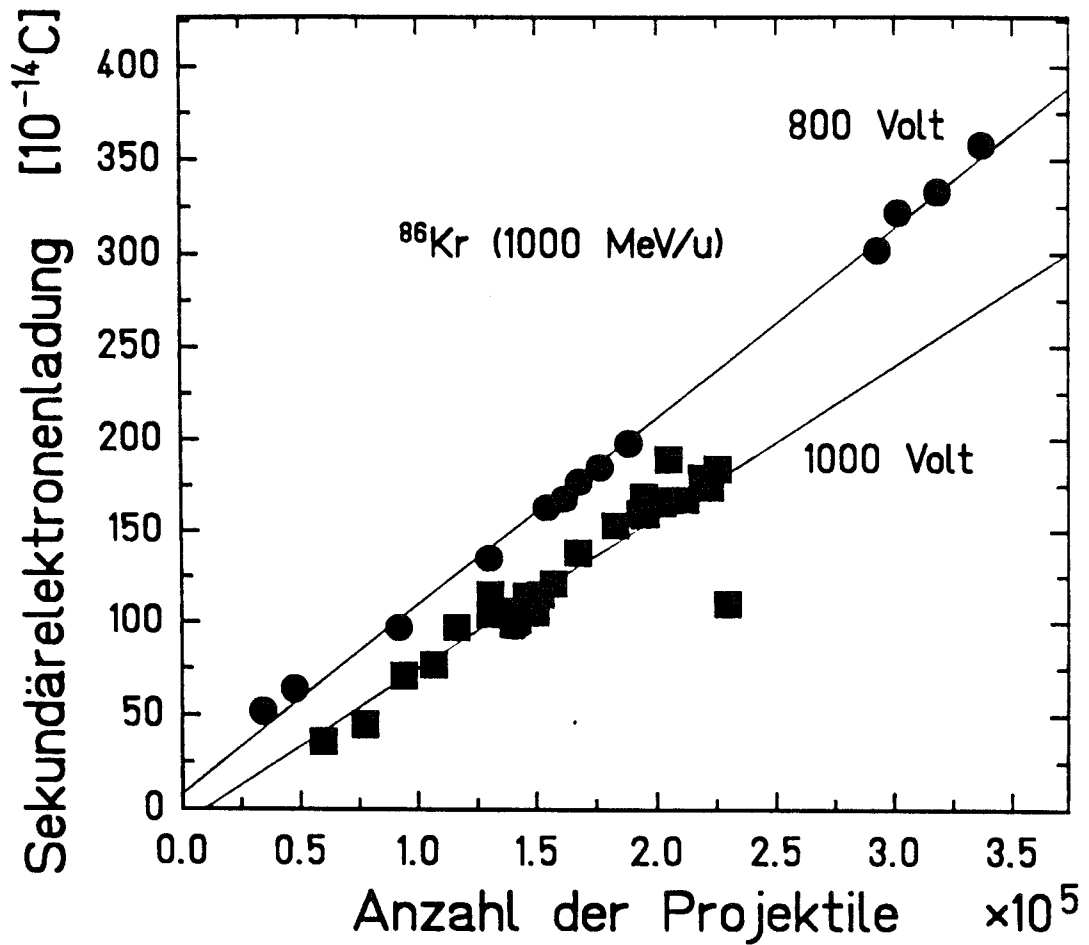


Abbildung 22: Eichgerade von Kryptonprojektilen bei 1000 MeV/u. Der Szintillatordetektor wurde bei 800 Volt und bei 1000 Volt zwischen Photokathode und Anode des Photoervielfachers betrieben. Im Fall der niedrigeren Spannung wurden nicht alle Projektile erfaßt. Die Steigungen weichen um 20.5% voneinander ab.

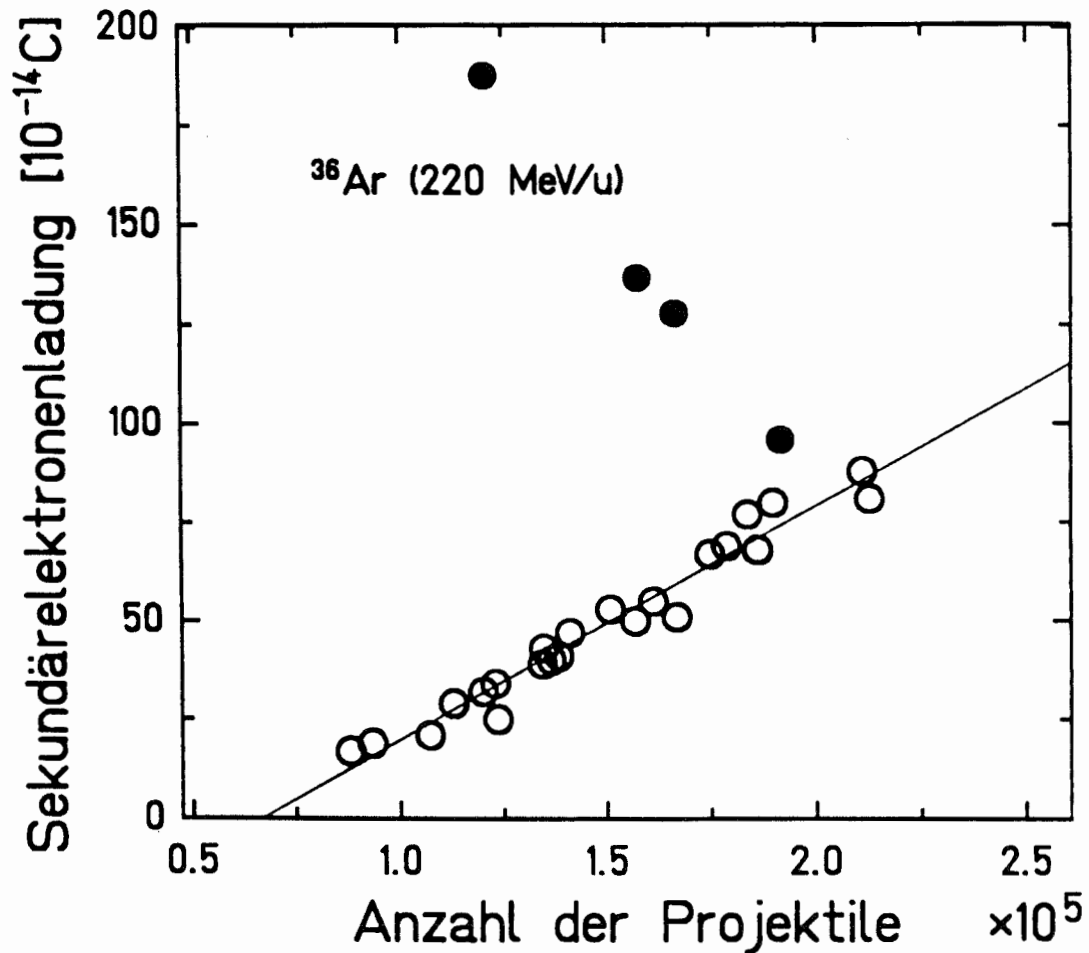


Abbildung 23: Dargestellt ist die Eichung bei Argonprojektilen mit einer Energie von 220 MeV/u. Die Sättigung des Szintillatordetektors ist bei $2 \cdot 10^5$ Teilchen durch das Abknicken der Eichgeraden erkennbar. Die steilere Flanke des Strahlstromprofils bei hohen Teilchenzahlen bewirkt, daß die Sättigung sehr schnell erreicht wird und die mit dem Szintillatordetektor gemessenen Teilchenzahlen immer kleiner werden, anstatt konstant zu bleiben. Es wurden -1000 Volt als Betriebsspannung des Photovervielfachers gewählt.

6.5 Signal-Rausch-Verhältnis am Monitorausgang

Das Signal- Rauschverhältnis am Monitorausgang des Stromintegrators kann durch mechanische Schwingungen des Foliensystems empfindlich verschlechtert werden. Fensterfolien und Signalfolie stellen einen Kondensator dar. Bei angelegter Spannung befindet sich eine der Kapazität entsprechende Ladung auf den Folien. Verändert sich durch eine von außen angeregte Schwingung der Folien gegeneinander ihr Abstand und somit die Kapazität, fließt ein mit dem Stromintegrator meßbarer Strom. Dieser kann eine Messung des zeitlichen Verlaufs des Stromes verhindern, denn das Spannungssignal des Monitorausgangs wird nicht gefiltert, um die Zeitstruktur und hochfrequenten Extraktionsspitzen darstellen zu können. Folienschwingungen können beispielsweise durch die Vibration von Vakuumpumpen im Targetbereich angeregt werden. Diese erzeugen eine bis zu 2 Volt hohe Störung mit einer Frequenz von 50 Hz, die typische Signalhöhen von 1 Volt durch die Projektile vollkommen überlagern. Um den Seetram für erzwungene Schwingungen unempfindlicher zu machen, wurde seine starre Aufhängung im Strahlrohr durch einen beweglichen Federbalg ersetzt. Trotzdem bleibt ein unvermeidbares Signalrauschen, wobei Amplituden von 200 mV auftreten. Abbildung 24 zeigt den Einfluß der Störspannung am Monitorausgang, wenn im Abstand von 2m vom Seetram entfernt ein Detektor mit Hilfe seiner Preßluftdurchführung aus dem Strahl gefahren wird. Das Signal-Rausch-Verhältnis wächst dabei auf das Doppelte des ursprünglichen Wertes an.

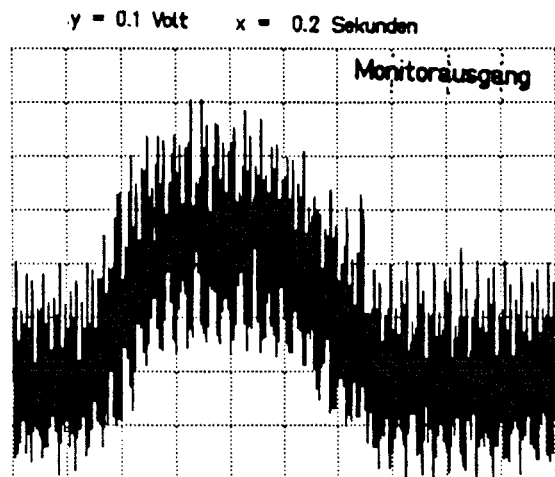


Abbildung 24: Darstellung des Extraktionsprofils am Monitorausgang 40 Sekunden nachdem in der Nähe des Seetram ein Detektor bewegt wurde. Vergleicht man mit dem unter denselben Bedingungen aufgenommenen Stromprofil aus Abbildung 17 (Bleiprojektile bei 1000 MeV/u) hat sich das Signal-Rausch-Verhältnis um mehr als das Doppelte vergrößert.

7 Zusammenfassung

Die im Laufe dieser Diplomarbeit durchgeführten Strommessungen und Eichungen haben gezeigt, daß der Sekundärelektronen-Transmissions-Monitor den ihm gestellten Anforderungen gerecht wird. Er stellt keine Störung für die Ionenoptik des FRS dar, sein mechanischer Aufbau hat sich über die Dauer von zwei Jahren als sehr robust erwiesen. Der *Seetram* mißt auch bei hohen Teilchenströme (z.B. 10^9 Teilchen/Extraktion) den absoluten Strahlstrom, ohne ein Sättigungsverhalten zu zeigen. Für schwere Projektile wie z.B. Gold bleibt er bis zu $2 \cdot 10^3$ Teilchen/Extraktion empfindlich, während er bei leichten Projektilen wie Neon mindestens 10^5 Teilchen benötigt. Der *Seetram* liefert eine wichtige Information über die Effizienz der SIS-Extraktion und erstmals über die bisher erreichten Maximalintensitäten am FRS. Besonders erfolgreich ist sein Einsatz bei der On-Line Überwachung des Extraktionsprofils, wo mit seiner Hilfe für Experimente folgenschwere Mängel der Extraktion sofort aufgezeigt werden können (s. Kapitel 5).

Die zur absoluten Strommessung nötigen Eichungen wurden für sechs verschiedene Projektile (Argon, Nickel, Krypton, Xenon, Gold und Blei) durchgeführt. Der Eichfaktor ließ sich mit einer Genauigkeit von mindestens 9% bestimmen. In den meisten Eichungen war der Fehler jedoch geringer (s. Kap.4, Tabelle 3). Für sehr leichte Projektile wie Sauerstoff und Neon konnte eine Eichung bei SIS Energien nicht durchgeführt werden. Mit einem Teilchenzähler, der auch bei 10^6 Teilchen/Extraktion nicht sättigt, ist eine Eichung auch für diese Projektile prinzipiell möglich. Die Eichfaktoren ließen sich für Argon und Gold über einen Zeitraum von zwei Jahren reproduzieren. Dabei lagen die Abweichungen maximal bei 8%, also innerhalb des Eichfehlers.

Bei den Eichungen handelt es sich um relative Ausbeutenmessungen (s. Kapitel 4.1). Ihre Ergebnisse gestatten einen Rückschluß auf die Produktionsmechanismen von Sekundärelektronen bei Beschuß einer Metalloberfläche mit relativistischen Schwerionen. Sie liefern erstmalig eine experimentelle Bestätigung des semiempirischen Modells von Sternglass für Projektilenergien größer als 100 MeV/u.

Der mechanische Aufbau wurde wegen der Mikrophonieeigenschaften des Foliensystems mit einer Dämpfungsvorrichtung versehen, der die Störungen auf dem Monitorausgang stark verringerte. Die Elektronik wurde mittels einer speziellen Regelung zur Kompensation von Dunkelströmen so angepaßt, daß auch im unteren dynamischen Bereich des *Seetram* gemessen werden kann. Mit seinem momentanen Aufbau ist der *Seetram* ein zuverlässiges Diagnoseelement. Bezüglich der Kompensationsregelung, der Elektronik und ihrer Abschirmung könnten noch geringfügige Verbesserungen vorgenommen werden.