

4 MeV Experiment

Simon Egli
Universität Basel, Klingelbergstr. 82
CH-4056 Basel

1. Dezember 2000

Zusammenfassung

Im Vorliegenden Experiment wurden Kohlenstoffatome mit einer Laborenergie von ca. 4 MeV an einem Kohlenstofftarget gestreut. Der für diese Energie charakteristische Radius der nächsten Annäherung beträgt ungefähr 26 fm. Dies ist um einiges grösser wie der Radius der Kohlenstoffkerne (ca. 6 fm) und die Reichweite der starken WW (1 fm). Die Streuung ist deshalb eine reine Coulombstreuung. Die Energie ist auch zu niedrig um angeregte Zustände in den Atomkernen zu erzeugen, weshalb es eine rein elastische Streuung ist. Allerdings kommen quantenmechanische Interferenzeffekte mit ins Spiel, wenn die stossenden Teilchen identisch, d.h. ununterscheidbar sind. Im entsprechenden Wirkungsquerschnitt sind dann auch deutliche Oszillationen sichtbar. Das Experiment ist prinzipiell äquivalent zum Doppelspalt-Gedankenexperiment, die Unterscheidbarkeit von gestreuten- und Rückstossteilchen entspricht der Messung des vom Teilchen passierten Spaltes.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Wirkungsquerschnitt	2
1.2	Streuung am Coulomb-Potential	3
1.3	Rutherford'sche Streuformel	4
1.4	Mott'scher Wirkungsquerschnitt	5
2	Versuchsaufbau	6
2.1	Ionenquelle	6
2.2	Beschleuniger	7
2.3	Analysiermagnet & Wien-Filter	9
2.4	Die Streukammer	11
2.5	Datenaquisition	12
2.5.1	Messung der Totzeit	12
3	Auswertung	12
3.1	Grundlagen	12
3.2	$^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ - Streuung	13
3.3	$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ - Streuung	14

3.4	$^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ - Streuung	15
-----	--	----

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Wirkungsquerschnitt

Um den Streuvorgang zu beschreiben, ist es nützlich einen *Wirkungsquerschnitt* einzuführen. Dazu definieren wir eine jedem Streuzentrum zugeordnete Fläche σ . Diese soll so gewählt sein, dass eintreffende Teilchen, deren Schwerpunkte durch σ gehen, zu einer Reaktion führen. Weiter brauchen wir die Stromdichte j der einfallenden ebenen Welle, die Streuzentrendichte ω (Anzahl Zentren pro Fläche), die Targetfläche A und die *Reaktionsgeschwindigkeit* ν (Anzahl Reaktionen pro Zeit). Für diese Größen gilt:

$$\nu = jA\omega\sigma$$

Auflösen nach σ ergibt:

$$\sigma = \frac{\nu}{j\omega A}$$

Nun ist es sinnvoll die Reaktion zu spezifizieren. Statt der allgemeinen Reaktionsgeschwindigkeit ν betrachten wir die Reaktionsgeschwindigkeit einer bestimmten Reaktion pro Streuzentrum, d.h. Anzahl v bestimmte Reaktionen pro Streuzentrum und pro Zeit. Als spezifische Reaktion betrachten wir die Streuung in den Raumwinkel $d\Omega$ beim Winkel θ . Mit Anzahl Streuzentren $= \omega A$ und $v_\theta = \frac{\nu}{\omega A}$ bekommen wir den *differentiellen Streuquerschnitt*:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{v_\theta}{j} = \frac{\frac{\# \text{Teilchen}}{d\Omega t}}{j}$$

Diese Definition ist unabhängig von der Streufläche σ und somit auch für die quantenmechanische Darstellung brauchbar. Als totalen Wirkungsquerschnitt definieren wir:

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta d\Omega$$

Für die meisten Streuversuche ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Azimutwinkel ϕ . Also betrachten wir die Streuung in den ringförmigen Raumwinkel von θ bis $\theta + d\theta$. Dazu berechnen wir

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right) d\theta = \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta \int_{\phi=0}^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta 2\pi \sin\theta d\theta.$$

Damit folgt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right) = 2\pi \sin\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta$$

1.2 Streuung am Coulomb-Potential

Da das Target im Verhältnis zur Grösse der Messapparatur relativ klein ist und die Energie der einfallenden Teilchen genügend exakt definiert ist, kann man den einfallenden Teilchenstrahl als unendlich ausgedehnte ebene Welle, und die gestreute Welle am Ort des Detektors als Kugelwellen betrachten. Folglich muss die Wellenfunktion als Überlagerung der beiden Wellen von der Form $e^{ikz} + \frac{1}{r}e^{ikr}f(\theta)$ sein, wobei $f(\theta)$ die Streuamplitude ist. Im folgenden berechnen wir die Streuphase und -amplitude. Im Laborsystem heisst der Hamiltonoperator

$$\hat{H}_{lab} = \frac{p_t^2}{2m_t} + \frac{p_p^2}{2m_p} + V(r)$$

Allgemein einfacher lässt sich im Schwerpunktsystem (*center of mass* - System) rechnen. Dazu brauchen wir die reduzierte Masse $m = \frac{m_t m_p}{m_t + m_p}$, die Relativgeschwindigkeit v und damit den Relativimpuls $p = mv$. Der Hamiltonoperator im center of mass System lautet

$$\hat{H}_{cm} = \frac{p^2}{2m} + V(r)$$

Das Coulombpotential zwischen einem Kern der Ladung Ze und einem Teilchen der Ladung $Z'e$ ist

$$V(r) = \frac{ZZ'e^2}{r}$$

Damit bekommen wir die Schrödingergleichung:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{mv^2}{2} - \frac{ZZ'e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (1)$$

Substitution mit

$$E_{cm} := \frac{mv^2}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \text{und} \quad \eta := \frac{ZZ'e^2}{\hbar v}$$

ergibt

$$\left(\nabla^2 + k^2 - \frac{2\eta k}{r} \right) \psi(r) = 0 \quad (2)$$

mit der regulären Lösung

$$\psi(r) = e^{ikz} f(r - z).$$

Durch einsetzen in Gl. 2 und Substitution mit $u = r - z$ erhalten wir die Differentialgleichung

$$\left(u \frac{d^2}{du^2} + (1 - iku) \frac{d}{du} - \eta k \right) f(u) = 0.$$

Das ist eine Laplace'sche Differentialgleichung mit der regulären Lösung einer konfluenten hypergeometrischen Reihe $F(-i\eta|1|iku)$. Also besitzt die Schrödingergleichung eine reguläre Lösung der Form

$$\psi = Ae^{ikz} F(-i\eta|1|iku).$$

Es lässt sich zeigen, dass sich F als Summe zweier Funktionen schreiben lässt.

$$F(-i\eta|1|iku) = W_e(-i\eta|1|iku) + W_a(-i\eta|1|iku)$$

und somit

$$\psi_e = Ae^{ikz}W_e(-i\eta|1|iku)$$

$$\psi_a = Ae^{ikz}W_a(-i\eta|1|iku)$$

$$\psi = \psi_e + \psi_a.$$

Damit sind ψ_e und ψ_a die nicht regulären Lösungen der Schrödingergleichung 1. Für W_e und W_a bestimmt man die asymptotischen Entwicklungen für $|iku| \rightarrow \infty$ mit Hilfe der Sattelpunktmethode und setzt für die Normierungskonstante $A = \Gamma(1+i\eta)e^{-\frac{\pi\eta}{2}}$ ein

$$\psi_e = e^{i(kz+\eta \ln ku)} \left[1 + \frac{\eta^2}{iku} + \dots \right] \quad (3)$$

$$\psi_a = -\frac{\eta}{ku} \frac{\Gamma(1+i\eta)}{\Gamma(1-i\eta)} e^{i(kr+\eta \ln ku)} \left[1 + \frac{(1+i\eta)^2}{iku} + \dots \right]$$

setzen wir noch für $z = r \cos \theta$

$$\psi_a = \frac{1}{r} e^{i(kr+\eta \ln 2kr)} f_c(\theta)$$

mit

$$f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} e^{-i\eta \ln(\sin^2 \frac{\theta}{2})} + 2i\sigma_0$$

$$\sigma_0 = \arg \Gamma(1+i\eta). \quad (4)$$

1.3 Rutherford'sche Streuformel

Jetzt untersuchen wir, ob der Ansatz, die Wellenfunktion in die Summe einer ebenen- und einer Kugelwelle zu separieren, gerechtfertigt war. Betrachten wir den Ausdruck $\exp[i\eta \ln k(r-z)]$ aus Gl. 3, so stellen wir fest, dass es sich selbst bei grossen Entfernungen ($z \rightarrow \infty$) nicht um eine ebene Welle handelt. Der Grund dafür ist die grosse Reichweite der Coulombwechselwirkung, welche einen Einfluss auf die einfallende Welle bis ins Unendliche hat. Der logarithmische Term führt bei einer Entwicklung zu Korrekturen der Ordnung $\frac{1}{r}$, die man vernachlässigen kann. Folglich können wir ψ_e als einfallende nahezu ebene Welle interpretieren.

Bei genauer Rechnung kann man auch zeigen, dass sich ψ_a in etwa wie eine gestreute Kugelwelle verhält. Am wenigsten stimmt dies entlang der z -Achse, denn da hat es nicht viel Sinn zwischen gestreuter und einfallender Welle zu unterscheiden.

Um die Rutherford'sche Streuformel zu erhalten, brauchen wir die Beziehung zwischen dem differentiellen Streuquerschnitt und der Streuamplitude

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = |f_c(\theta)|^2$$

und erhalten damit durch Einsetzen von Gl. 4 und Rücksubstitution von η den bekannten Coulombstreuquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{ZZ'e^2}{4E}\right) \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Damit erhalten wir genau das gleiche Resultat, welches wir auch mit der klassischen Herleitung des Coulombstreuquerschnittes erhalten hätten.

1.4 Mott'scher Wirkungsquerschnitt

Die Quantenmechanik lehrt uns den Unterschied zwischen Wechselwirkungen mit unterscheidbaren und ununterscheidbaren Teilchen. Betrachten wir die Streuung um den Winkel θ_{cm} , so haben wir bei unterscheidbaren Teilchen die zwei Möglichkeiten, dass wir ein Projektilteilchen um θ_{cm} gestreut, oder ein ausgeschlagenes Targetteilchen einer Streuung um $\pi - \theta_{cm}$ beim Winkel θ_{cm} detektieren. In Folge der Unterscheidbarkeit der Teilchen können wir zwei getrennte Prozesse betrachten. Damit ist der Streuquerschnitt bei unterscheidbaren Teilchen genau der, welchen wir bei der Rutherford'schen Streuformel erhalten haben.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}^{untersch.} = |f_c(\theta)|^2$$

Bei identischen Teilchen haben wir auch diese beiden Möglichkeiten der Vorwärts- und Rückwärtsstreuung, können aber die beiden Prozesse nicht getrennt beobachten. Somit müssen wir die Streuamplituden der Vorwärts- und Rückwärtsstreuung kohärent addieren, was bedeutet, dass wir zwischen Stößen von Bosonen und Fermionen unterscheiden müssen. Für Bosonen gilt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{bos} = |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 = |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 + 2\Re f(\theta)f(\pi - \theta) \quad (5)$$

Für Fermionen muss die Wellenfunktion bezüglich Teilchenaustausch asymmetrisch sein. Damit lautet die symmetrisierte Streuamplitude f_t^{sym} für den Tripletzustand

$$f_t^{sym} = \frac{1}{\sqrt{2}} [f(\theta) - f(\pi - \theta)]$$

Für den Singulettzustand entsprechend

$$f_s^{sym} = \frac{1}{\sqrt{2}} [f(\theta) + f(\pi - \theta)]$$

Bei einem unpolarisierten Strahl ist die Wahrscheinlichkeit für einen Singulettzustand $\frac{1}{4}$, für einen Tripletzustand $\frac{3}{4}$. Damit gilt für Fermionen

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{fer} = \frac{1}{4}|f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 + \frac{3}{4}|f(\theta) - f(\pi - \theta)|^2 \quad (6)$$

Durch Vereinigung der Gleichungen 5 und 6 und Einsetzen der Streuamplitude und der Spinquantenzahl s erhalten wir die *Mott-Streuformel*

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta} = \frac{\eta^2}{4k^2} \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{(-1)^{2s}}{2s+1} \frac{2 \cos [\eta \ln(\tan^2 \frac{\theta}{2})]}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right)$$

2 Versuchsaufbau

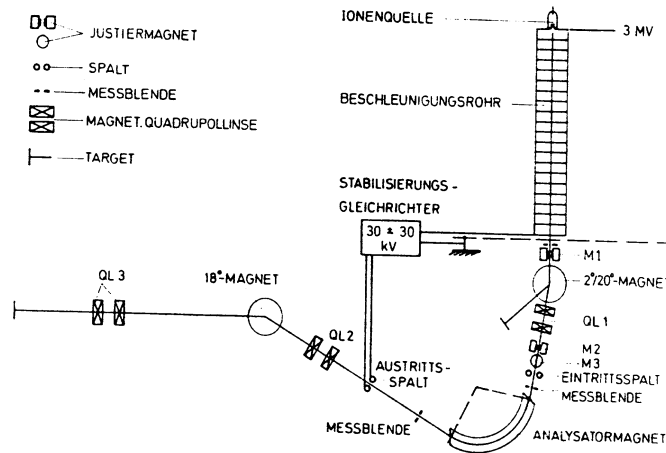


Abbildung 1: Strahlengang

Das Experiment setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- Ionenquelle, welche Kohlenstoffionen erzeugt
- Kaskadengleichstrombeschleuniger nach Cockroft und Walton
- Analysatormagnet und Wienfilter zur selektiven Filterung von Energie und Impuls der Teilchen
- Linsensysteme zur Fokussierung des Strahls
- Streukammer mit Detektoren
- Elektronik zur Datenaquisition
- Software zur Auswertung der Daten

2.1 Ionenquelle

Die Ionenquelle ist ein mit Gas gefüllter Behälter am oberen Ende des Beschleunigerrohrs. Er kann wahlweise mit $^{12}\text{CO}_2$ oder $^{13}\text{CO}_2$ gefüllt werden. Der Behälter ist von einer Spule umgeben. Durch einen hochfrequenten Strom in der Spule wird ein mit ca. 20 MHz oszillierendes Magnetfeld erzeugt, das die zugeführten Moleküle in Atome aufspaltet und vorwiegend einfach ionisiert. Eine Potentialdifferenz von 6 kV beschleunigt die Ionen zur Austrittsöffnung hin. Allerdings enthält dieser Ionenstrahl neben den gewünschten Kohlenstoffionen auch Andere Ionen wie z. B. Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff. Diese Nebenprodukte der Ionenquelle werden jedoch vom Analysatormagnet und vom Wienfilter herausgefiltert.

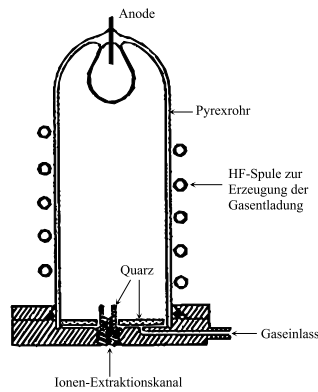


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Ionenquelle

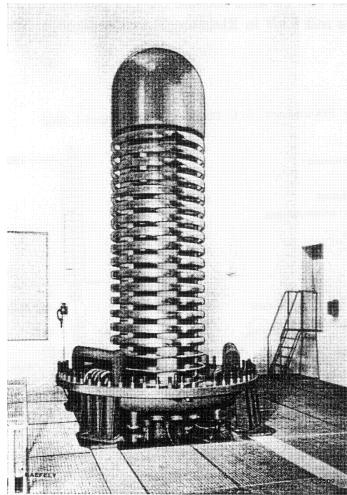


Abbildung 3: Kaskadenbeschleuniger ohne Drucktank

2.2 Beschleuniger

Der verwendete Beschleuniger ist ein Gleichstrombeschleuniger nach Cockroft & Walton. Die Ionen werden durch eine Gleichspannung, die mit einer Symmetrischen Greinacher-Schaltung aufgebaut wird, beschleunigt. Mit der Greinacher-Schaltung lässt sich von einer oszillierenden Grundspannung U_0 ausgehend eine Gleichspannung aufbauen, die je nach Anzahl Stufen der Schaltung einem ganzzahligen Vielfachen von U_0 entspricht. In unserem Fall ist U_0 maximal 200 kV, was bei 20 Stufen eine Gleichspannung von 4 MeV liefern würde. Tatsächlich verwenden wir aber nur eine Spannung von ca. 110 kV, und erhalten somit eine Beschleunigungsspannung von 2.2 MeV.

Wird an den Kaskadengenerator K eine Wechselfspannung $U_0 \sin(\omega t)$ angelegt, so erhält man nach n Stufen eine Spannung von $U_0(n + \sin(\omega t))$. Die Kondensatoren C_1 bis C_3 bilden die Glättungssäule und C'_1 bis C'_3 die Schubsäule. Bei Belastung durch einen Ionenstrom im Beschleunigerrohr sinkt die Kaskaden-

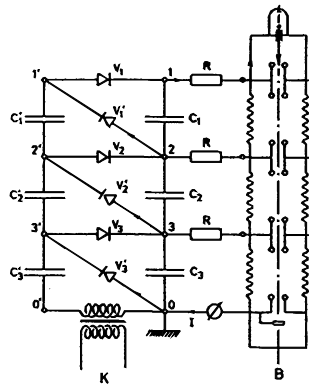


Abbildung 4: Schaltschema des Kaskadengenerators

spannung, bis die Potentiale der Knotenpunkte $1'$ bis $3'$ der Schubsäule höher werden als diejenigen der Punkte 1 bis 3 der Glättungssäule, und die Kondensatoren der Glättungssäule über die Dioden V_1 bis V_3 nachgeladen werden. Die Ausgangsspannung ist also nicht konstant. Der Vorteil einer symmetrischen Schaltung im Gegentakt (die Induktivitäten als Kopplung verwendet) ist, dass sich die Sinusterme der Beschleunigungsspannung gerade wegheben, so dass eine Spannung nU_0 resultiert. Die Welligkeit der Ausgangsspannung wird ebenfalls reduziert.

Die einzelnen Stufen werden von der Tankwand durch elliptische Ringe elektrostatisch abgeschirmt. Um Durchschläge zu vermeiden, ist der ganze Hochspannungsgenerator in einen Drucktank eingebaut. Als Isoliergas wird ein 9 : 1 Gemisch aus Stickstoff und Kohlendioxid unter einem Druck von 10 bar verwendet. Zur Stabilisierung von Hochspannungsschwankungen bis 500 Hz kann man das Potential am Fuss der Kaskade mit einem Stabilisierungsgleichrichter zwischen 0 und 60 kV verändern.

Das Beschleunigerrohr hat eine Länge von 380 cm. Auf Bodenhöhe ist eine Öl-Diffusionspumpe montiert, die einen Betriebsdruck von $2.7 \cdot 10^{-9}$ bar erlaubt. Am Ende des Rohres ist eine Schlitzblende angebracht, um die Eintrittsblenden der nachfolgenden Komponenten zu schonen. Durch Stöße der Beschleunigten Ionen mit dem Restgas entstehen sog. Sekundärelektronen, die in gegenrichtung beschleunigt werden. Um die Gegenströme der Sekundärelektronen möglichst gering zu halten, sind in den feldfreien Strecken Strahlblenden mit Permanentmagneten eingebaut. Die Geometrie der Elektroden ist so gewählt, dass der Ionenstrahl zugleich auch fokussiert wird.

Die aus der Ionenquelle kommenden einfach geladenen Ionen werden durch Kollisionen mit dem Restgas im Beschleunigerrohr teilweise weiter ionisiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch nicht im ganzen Rohr gleichgross: Einerseits nimmt die Teilchendichte von unten nach oben zu, weil sich die Absaugpumpe auf dem Boden des Beschleunigers befindet, andererseits haben aber unten mehr Teilchen die zur Ionisation nötige Energie. Der Ort der meisten Ionisation befindet sich daher irgendwo in der Mitte des Rohres. Kohlenstoff wird im Schnitt nach der vierten Beschleunigungsstufe zweifach ionisiert. Hier noch eine

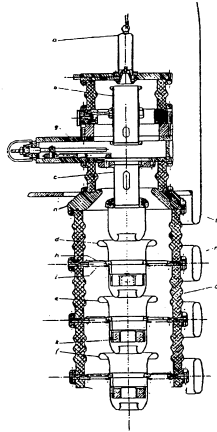


Abbildung 5: Beschleunigerstufen mit Strahlblenden

Tabelle mit den Häufigkeiten (partielle Strahlstärken) der Kohlenstoffionen und ihrer Energie am Ende des Beschleunigungsrohres:

Da U_0 bei unserem Experiment 110 kV beträgt, haben die C_{2+} -Teilchen, die letztendlich als Projektile dienen sollen, nach Durchlaufen der ganzen Kaskade durchschnittlich eine Energie von 3.96 MeV.

2.3 Analysiermagnet & Wien-Filter

Neben den gewünschten zweifach geladenen Kohlenstoffionen enthält der Teilchenstrahl auch einfach geladene und Fremdionen. Um die unerwünschten Teilchen herauszufiltern, werden zwei Komponenten verwendet: Ein Analysiermagnet, der die Teilchen nach Impuls pro Ladung filtert, und ein Wienfilter, der nur Teilchen einer bestimmten Energie passieren lässt.

Der Analysiermagnet funktioniert nach folgendem Prinzip: Ein Magnetfeld wird senkrecht zum Teilchenstrahl erzeugt, welches die Ionen aufgrund der Lorentzkraft ablenkt und auf Kreisbahnen mit verschiedenen Radien bringt. Die Lorentzkraft entspricht dabei gerade der Zentripetalkraft, so dass gilt:

$$ZevBA = -mv^2/r$$

und daraus

$$mv/Ze = BA r$$

Vor dem Magneten wird der Strahl mit einer Quadrupollinse fokussiert (siehe 2.1.7). Die Polschuhe des Magneten sind 10 cm breit und ihr Abstand beträgt 2.5 cm. Die Form ist so gewählt, dass nur Ionen die parallel zur Strahlachse fliegen, den Filter passieren können. Ein 1 - 8 kGauss starkes Magnetfeld lenkt den Strahl insgesamt um 105.4° von seiner ursprünglichen Bahn ab. Die Stärke des Magnetfeldes wird mittels Kernresonanz gemessen und so andauernd konstant gehalten. Die Impulsschärfe der so gefilterten Teilchen liegt bei ca. 1%. Nach

dem Analysatormagnet wird der Strahl erneut fokussiert und durch einen zusätzlichen Magneten um 18° in horizontale Richtung abgelenkt.

Nach dem Analysatormagneten befindet sich ein Wien-Filter im Strahlengang, der Teilchen nach der Geschwindigkeit filtert. Ein homogenes Magnetfeld und ein homogenes elektrisches Feld, die senkrecht zueinander und zur Strahlachse ausgerichtet sind, beeinflussen die Teilchen so, dass sich die auftretenden Kräfte für eine bestimmte Geschwindigkeit aufheben. Alle anderen Teilchen werden abgelenkt und von einer Blende aussortiert. Für die Kräfte im Wienfilter gilt:

$$ZevB_W = ZeE_W$$

und damit:

$$v = E_W/B_W$$

In der Praxis sind die beiden Felder nicht räumlich überlagert, sondern befinden sich dicht hintereinander im Teilchenstrahl, was die Konstruktion des Filters vereinfacht.

Nach diesen beiden Filtern sind die Verhältnisse p/Z und E/Z eindeutig bestimmt. Theoretisch kann es immer noch Rest-Fremdionen im Strahl geben, aber deren partielle Stromstärken sind erstens vernachlässigbar und zweitens haben diese eine andere Energie und können mit den Energieauflösenden Detektoren aussortiert werden.

Neben Energie und Impuls der Einfallenden Teilchen sollte auch der Streuwinkel und damit auch der Ort der Streuung möglichst exakt bestimmt sein, d. h. der Strahl muss auf dem Target fokussiert werden. Teilchenstrahlen lassen sich mit Hilfe zweier hintereinander platzierten Quadrupollinsen fokussieren. Bei einer Quadrupollinse handelt es sich um zwei Elektromagneten mit hyperbelförmigen Polschuhen.

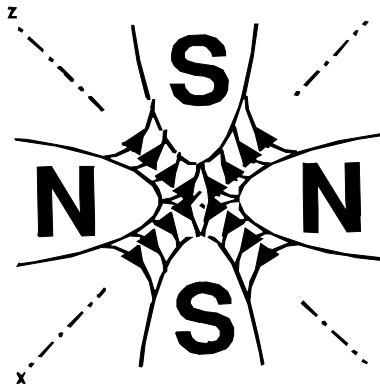


Abbildung 6: Polschuhe einer Quadrupollinse

Ein geladenes Teilchen, das sich auf der idealen Bahn in der Mitte der Pole bewegt, erfährt keine Kraft und behält seine Bahn bei. Eine in x - oder z -Richtung verschobene Bahn bewirkt aufgrund der Lorentzkraft eine Ablenkung; je nach Achse wird das Teilchen entweder zum Zentrum hin oder vom Zentrum weg abgelenkt. Die wirkende Kraft ist wegen der speziellen Form der Polschuhe

und der r^{-2} abhängigkeit des Feldes umso stärker, je weiter das Teilchen vom Zentrum entfernt ist. Zwei verschieden gepolte Linsen in Serie bewirken, dass ein Teilchen zwar einmal zum Zentrum hin und einmal vom Zentrum weg abgelenkt wird, aber die Ablenkung zum Zentrum hin ist in jedem Fall grösser, da das Teilchen dann weiter vom Zentrum entfernt ist. Insgesamt bewirken zwei verschieden gepolte Linsen in Serie also eine Fokkussierung des Strahls.

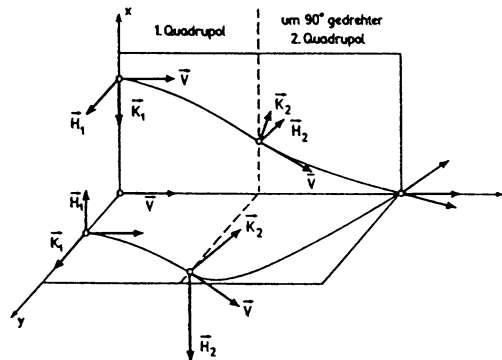


Abbildung 7: Strahlengang in der Quadrupollinse

2.4 Die Streukammer

Im Zentrum der evakuierten Streukammer befindet sich das Target in einem drehbaren Magazin für mehrere Targets, damit die Kammer während des Betriebs nicht mehr geöffnet werden muss. Das Magazin kann, wie die Detektoren, um eine Achse senkrecht zum Strahl gedreht werden, damit die Foliendicke für alle Messwinkel ungefähr gleich gross ist. Als Target werden Kohlenstofffolien mit einer Dicke von ca. 10 mg/cm^2 verwendet (^{12}C oder ^{13}C). Die Folien sind kommerziell erhältlich und sind auf einem mit KCl beschichteten Objektträger aufgedampft. In einer Wasserschale können sie vorsichtig vom Objektträger gelöst und auf den Targethalter aufgezogen werden. Auf der Rückseite der Streukammer befinden sich drei Detektoren und ein Faraday-Käfig zur Bestimmung der Ladung der nicht gestreuten Teilchen. Zwei Detektoren sind symmetrisch zur Strahlachse mit einem Winkel von 10° fest montiert und dienen als Monitordetektoren. Der dritte Detektor ist auf einem mit einer Genauigkeit von ca. 0.5° drehbaren Arm montiert und zählt die in diesen Winkel gestreuten Teilchen. Die verwendeten Detektoren sind Silizium-Sperrschicht-Halbleiter-Detektoren. Dies sind Dioden mit einer dünnen p- oder n-Schicht und einer breiten Verarmungszone. Eindringende Teilchen ionisieren Atome in der Verarmungszone und erzeugen so eine Anzahl freier Ladungsträger proportional zur absorbierten Energie. Die freigewordene Ladung fliesst durch einen Vorverstärker. Das Integral über einen solchen Stromstoss ist dann proportional zur vom Detektor in der Verarmungszone absorbierten Energie und damit i. a. zur Energie des einfallenden Teilchens. Der Vorteil der Halbleiter-Detektoren gegenüber herkömmlichen Ionisationskammern ist die höhere Dichte, so dass

solche Detektoren wesentlich kleiner sein können, und die einfallenden Teilchen trotzdem noch vollständig absorbiert werden. Ausserdem besitzen sie aufgrund der im Vergleich zu Gasen kleinen Ionisationsenergie eine viel bessere Energieauflösung.

2.5 Datenaquisition

Die Signale des Detektors gelangen als erstes zu einem Vorverstärker, wo sie für die Übertragung zum eigentlichen Verstärker verstärkt werden. Im Verstärker werden die Stromstösse zu einem Spannungspuls, der zur vom Detektor absorbierten Energie proportional ist, aufintegriert. Vom Verstärker gelangen die Signale in den ADC (Analog Digital Converter) wo sie zu 16-Bit Worten digitalisiert werden. Die Daten werden in einem Borerbuffer zwischengespeichert, von wo sie in Blöcken zu 256 Wörtern an den Frontendcomputer, und von dort an den Backendcomputer geschickt werden. Der Frontendcomputer ist in unserem Fall ein *CAMAC Crate Controller* mit Motorola Prozessor. Der Controller ist in einem *CAMAC-Modul* eingebaut. Ein CAMAC-Modul besteht immer aus einem *Crate*, d.h. einem Rahmen mit Stromversorgung und Lüftung. In diesen Rahmen können verschiedene Einschübe eingefügt werden (wie z.B. der ADC und der Borer-Buffer). Die Einschübe sind untereinander durch ein Bussystem, den Dataway, verbunden. Das Programm für die Kommunikation zwischen Frontend- & Backendcomputer heisst *CALVIN & HOBBS* und wurde am PSI entwickelt. Auf dem Backendcomputer werden die Daten in eine Datei geschrieben, und können mit PAW bereits während der Messung eingesehen und verarbeitet werden.

2.5.1 Messung der Totzeit

Totzeit ist die Zeitspanne, während der vom Datenaquisitionssystem keine Ereignisse verarbeitet werden können. Die Totzeit in unserem Experiment kann verschiedene Ursachen haben. So hat z.B. jeder Detektor eine gewisse Totzeit, während der die freien Ladungsträger im Detektor abgebaut werden. Der ADC benötigt zum Digitalisieren der Daten eine gewisse Zeit, während der keine weiteren Daten digitalisiert werden können. Der Borer-Buffer kann überlaufen, wenn er zu langsam ausgelesen wird. Um die Totzeit zu messen, wird ein exakt definiertes zusätzliches Signal von einem Pulser in den Vorverstärker eingespeist. Durch Vergleichen der Anzahl der gemessenen Pulser signale mit Anzahl erzeugter Signale lässt sich die Totzeit bestimmen. Allerdings wird die Totzeit der Detektoren dabei nicht berücksichtigt, und muss anhand anderer Daten bestimmt werden. Wenn die relative Totzeit zu gross ist, muss eine Totzeitkorrektur in die Auswertung der Daten miteinbezogen werden [5, Seite 7].

3 Auswertung

3.1 Grundlagen

In der verwendeten Messapparatur wird die Energie der einfallenden Teilchen gemessen. Deshalb kann normalerweise zwischen verschiedenen Teilchen Unter-

schieden werden. Die relative Intensität einer bestimmten Teilchensorte erhält man, indem man den entsprechenden Peak über die Energie integriert, und mit der entsprechenden Intensität der Monitordetektoren normiert. Teilweise überschneiden sich die verschiedenen Peaks, so dass sie mit einem Modell gefittet werden müssen, um das Integral eines einzelnen Peaks zu bestimmen. Als Modell sind in unserem Fall einfache Gausspeaks ausreichend genau. In manchen Fällen kann der Anteil eines untergeordneten Peaks mittels der Größe des entsprechenden Rückstosspeaks und den mit dem Programm RELKIN berechneten Energiewerten genauer bestimmt werden. Die Unschärfe der Energie hat verschiedene Ursachen:

- Energieunschärfe des einfallenden Strahls, aufgrund der beschränkten Auflösung von Analysatormagnet & Wienfilter
- beschränkte Fokussierung des Strahls
- endliche Targetdicke
- Restgas in der Streukammer
- endliche Detektorbreite

An den gemessenen Spektren kann zudem eine Energieeichung vorgenommen werden, indem die Energie einer bestimmten Teilchensorte mittels des Programmes RELKIN berechnet wird.

3.2 $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ - Streuung

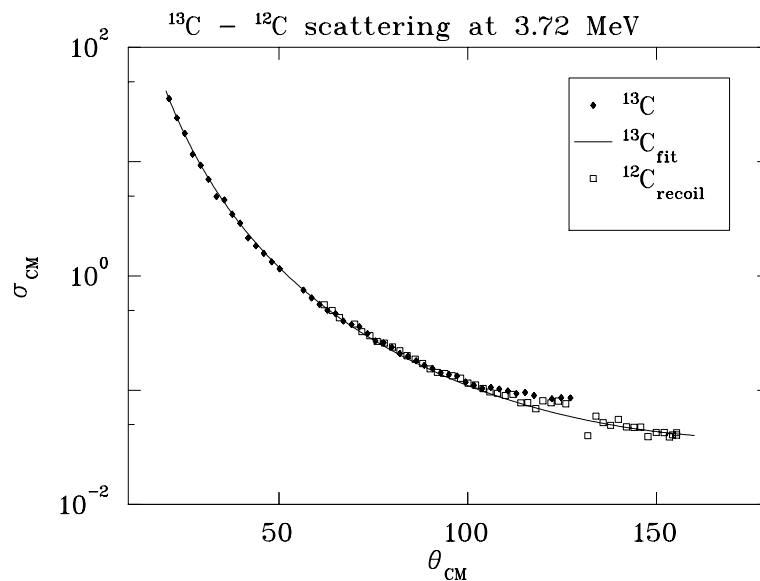


Abbildung 8: $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ relativer Wirkungsquerschnitt

Die beiden Teilchen ^{13}C und ^{12}C sind unterscheidbar, so dass wir das klassische Ergebnis von Rutherford erwarten, d.h.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sim \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$

Bei grossen Streuwinkeln sind auf den Histogrammen zwei grosse Peaks sichtbar. Der eine stammt von der $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ -Streuung, der andere von $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$. Der Strich unter den Ionen gibt an, welches Ion detektiert wurde. Da ^{13}C die grössere Masse hat als ^{12}C , stammt der Peak bei niedrigerer Energie von $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$, der bei höherer Energie von $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$. Die Anzahl der detektierten ^{13}C kann man direkt aus den Fits ablesen. Aus den detektierten ^{12}C lässt sich die Anzahl der ^{13}C beim Rückstosswinkel berechnen. Bei kleineren θ sind die Peaks kaum mehr trennbar. In diesem Fall wurde mit einem Peak gefittet. Dieser enthält die Anzahl der detektierten ^{13}C und ^{12}C . Man ist aber nur an den ^{13}C interessiert. Das Verhältnis der theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte ist für kleine θ (ab etwa 18°) kleiner als 0.01, d.h. man begeht einen Fehler von einem Prozent, wenn man die Anzahl der ^{12}C nicht von der Anzahl ^{13}C subtrahieren. Die theoretischen Werte wurden mit dem Programm RELKIN berechnet.

3.3 $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ - Streuung

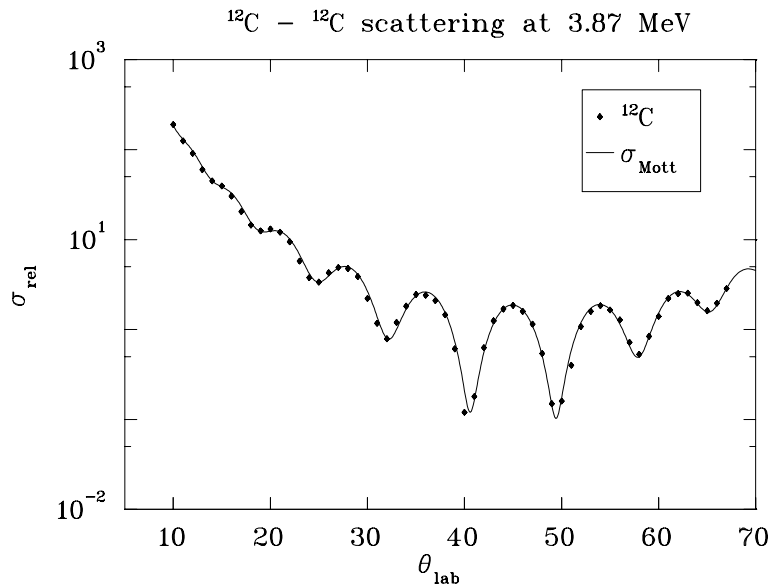


Abbildung 9: $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ relativer Wirkungsquerschnitt

Betrachtet man den Kern als ein Teilchen, so ist dies eine Streuung identischer Teilchen mit ganzzahligem Spin, da die ^{12}C -Kerne aus einer ganzen Zahl von Nukleonen bestehen. Es sind also Bosonen mit einer symmetrischen Wellenfunktion. Wir können prinzipiell nicht mehr unterscheiden, ob wir ein gestreutes oder ein Rückstossteilchen detektieren. Wir haben also im cm-System

eine kohärente Überlagerung der beiden Streuamplituden $f(\theta)$ und $f(\pi - \theta)$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2.$$

Plus deshalb, weil Bosonen eine Symmetrische Wellenfunktion haben.

Die Theoretischen Werte stammen vom Programm MOTT.

3.4 $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ - Streuung

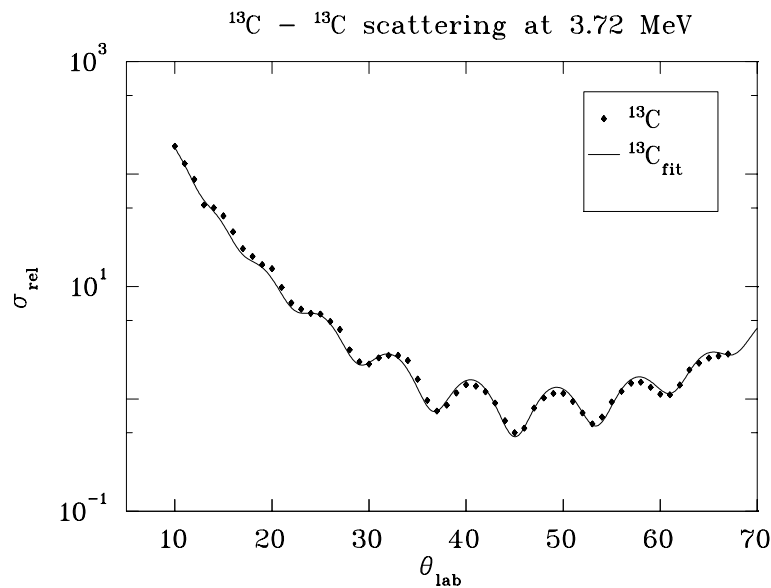


Abbildung 10: $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ relativer Wirkungsquerschnitt

^{13}C Kerne sind Teilchen mit halbzahligem Spin, also Fermionen. Haben einfallendes und streuendes Teilchen entgegengesetzten Spin, so sind sie theoretisch unterscheidbar, wir haben also die gleiche Situation wie im Fall von $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$. Haben beide Teilchen identischen Spin, so sind sie nicht unterscheidbar, wie im Fall von $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$. Obwohl wir keine Spinmessung vornehmen, haben wir eine Überlagerung verschiedener Situationen:

Anteil der Fälle	Spin der Teilchen				Wahrscheinlichkeitsamplituden
	vor Stoss		nach Stoss		
	beam	target	beam	target	
1/4	↑	↑	↑	↑	$1/4 f(\theta) - f(\pi - \theta) ^2$
1/4	↓	↓	↓	↓	$1/4 f(\theta) - f(\pi - \theta) ^2$
1/4	↑	↓	↑	↓	$1/4 f(\theta) ^2$
1/4	↓	↑	↓	↑	$1/4 f(\pi - \theta) ^2$
			↓	↑	$1/4 f(\theta) ^2$
			↑	↓	$1/4 f(\pi - \theta) ^2$

Den Wirkungsquerschnitt erhalten wir durch Summation aller Wahrscheinlichkeitsamplituden der möglichen Fälle, wie sie oben aufgelistet sind. Dadurch erhalten wir

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{1}{2} (|f(\theta) - f(\pi - \theta)|^2 + |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2)$$

wobei der Term $|f(\theta) - f(\pi - \theta)|^2$ die Interferenzen liefert. Da zum Teil auch kohärente Addition der Streuamplituden stattfindet, nämlich dort, wo eine verschiedenartige Spineinstellung die Teilchen unterscheidbar macht, ist die Oszillation von $d\sigma/d\Omega$ geringer wie bei der $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ Streuung.

Literatur

- [1] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner
- [2] J. Seitz, G. Reinhold, R. Minkner: *Helv. Phys. Acta 33*, S. 977 (1960)
- [3] T. Stammbach, s. Darden, P. Huber, I. Sick: *Helv. Phys. Acta 40*, S. 915 (1967)
- [4] R. Galli, E. Baumgartner, P. Huber: *Helv. Phys. Acta 34*, S. 352 (1961)
- [5] *Ausschnitte aus der Kernphysik für Teilnehmer im Praktikum für Radioaktivitätsmessungen*, S. 17