

Aufbau und Test eines  
Detektorsystems zur Teilchentrennung  
in Experimenten zur Anregung  
leichter Kerne

**Monica Pantea**

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik  
Technische Universität Darmstadt*

Januar 2001

# Zusammenfassung

Am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC ist ein Experiment zur Elektroanregung von  $^{12}\text{C}$  in Vorbereitung, in dem emittierte leichte geladene Teilchen nachgewiesen werden sollen.

Zum Nachweis und der Identifikation der geladenen Teilchen wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Prototypen von Halbleiterteleskopen, bestehend aus jeweils vier Silizium Halbleiterdetektoren, entwickelt und getestet. Zur Teilchenidentifikation wurden insgesamt drei verschiedene Methoden eingesetzt: Für die Methode des unterschiedlichen spezifischen Energieverlusts wurde ein kommerzieller  $10\ \mu\text{m}$  dicker Halbleiterdetektor verwendet. In zwei  $250\ \mu\text{m}$  dicken Detektoren aus eigener Herstellung wurde die relative Pulsanstiegszeit gemessen. Weiterhin wurde die Flugzeit der nachgewiesenen Teilchen bei einem durch den Darmstädter Experimentieraufbau vorgegebenen Flugweg von 20 cm aufgenommen.

Die Testmessungen fanden am Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg statt. Dabei wurden verschiedene Teilchenstrahlen, bestehend aus Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen, benutzt, um sowohl elastische Streuung, als auch Kernreaktionen, bei denen mehrere Teilchensorten gleichzeitig im Ausgangskanal beobachtet wurden, zu untersuchen.

Alle betrachteten Methoden wurden je nach Teilchensorte zwischen 1 und 8 MeV auf ihre Eignung zur Teilchentrennung überprüft. Die Methode des unterschiedlichen spezifischen Energieverlusts ist für die Trennung aller Teilchen bei kinetischen Energien zwischen 3 MeV und 8 MeV prinzipiell erfolgreich. Durch Messung der relativen Anstiegszeit werden alle nachgewiesenen geladenen Teilchen bei Energien zwischen 4 und 7 MeV voneinander unterschieden. Die Flugzeitmethode kann, beginnend bei den niedrigsten nachgewiesenen Teilchenenergien von etwa 1 MeV, bis zu 6 MeV angewandt werden. Damit steht im Energiebereich von 1 - 8 MeV für jede Teilchensorte mindestens eine Methode zur Teilchenidentifikation zur Verfügung.

Weiterhin wurde die Möglichkeit einer Digitalisierung der Pulsform und der Messung der relativen Pulsanstiegszeit unter Verwendung von Flash ADCs getestet. Dabei konnten Protonen und Deuteronen von  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen aufgrund der Ladungszahl im Energiebereich von 4 - 10 MeV unterschieden werden. Die Abtastrate von 1 GHz erwies sich dabei als noch zu gering, um mit dem verwendeten analogen System zur Messung der relativen Pulsanstiegszeit konkurrieren zu können.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische und experimentelle Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Abschätzung der Verzweigungsverhältnisse im statistischen Modell	4
2.2	Nachweis der geladenen Teilchen . . . . .	8
2.3	Teilchentrennung . . . . .	10
2.3.1	Spezifischer Energieverlust ( $\Delta E - E$ ) . . . . .	10
2.3.2	Relative Anstiegszeiten . . . . .	12
2.3.3	Flugzeiten . . . . .	15
2.4	Halbleiterteleskope . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Testmessung</b>	<b>18</b>
3.1	Aufbau des Experiments . . . . .	18
3.2	Elektronik und Datenaufnahme . . . . .	20
3.3	Durchführung des Experiments . . . . .	22
3.4	Kalibrierung der Pulshöhen . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>28</b>
4.1	Methode des spezifischen Energieverlusts . . . . .	28
4.1.1	Teilchentrennung . . . . .	29
4.2	Methode der relativen Anstiegszeit . . . . .	33
4.2.1	Teilchentrennung . . . . .	35
4.3	Auswertung der Flash ADCs . . . . .	37
4.4	Flugzeitmethode . . . . .	39
4.4.1	Flugzeitspektrum . . . . .	39
4.4.2	Korrigiertes Flugzeitspektrum . . . . .	42
4.4.3	Teilchentrennung . . . . .	43
4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>48</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>50</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>62</b>

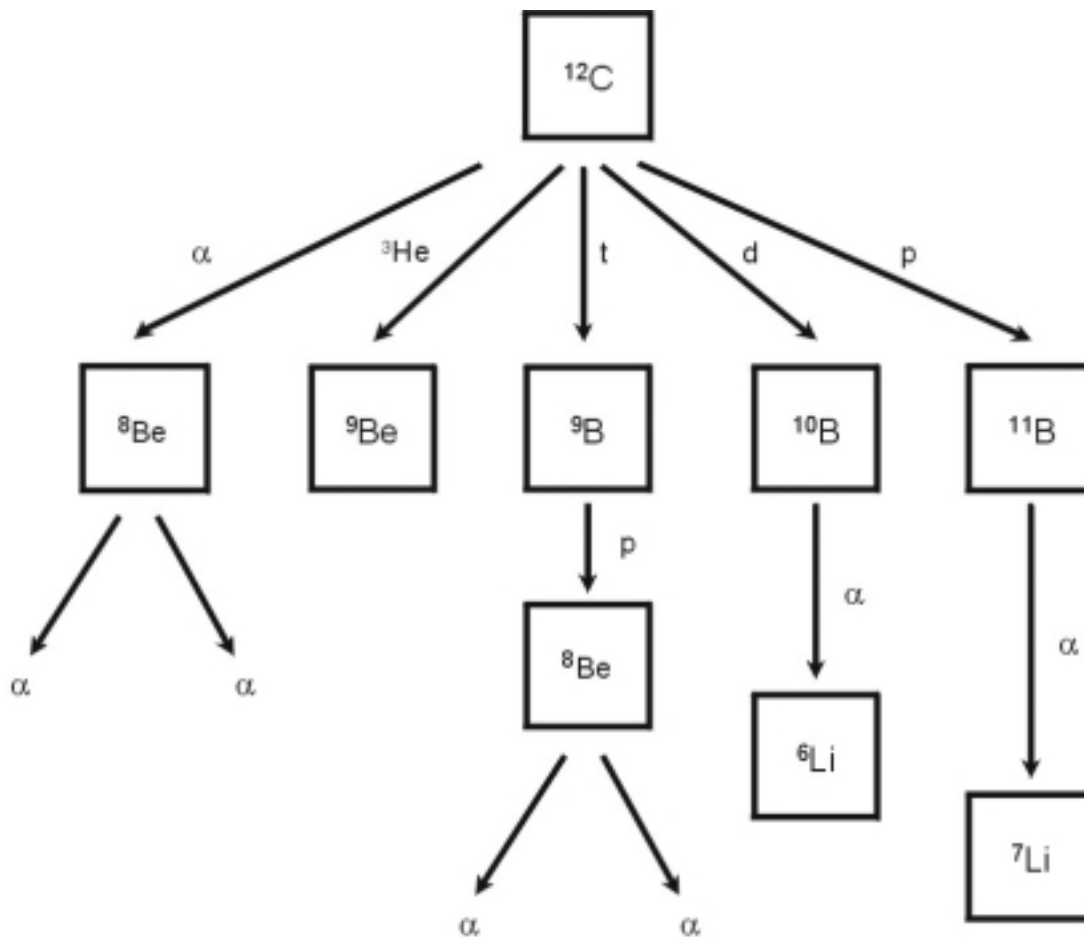


# 1 Einleitung

Die Nukleosynthese ist ein zentrales Problem der modernen Astrophysik. Die Entstehung leichter Kerne ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  und  $^7\text{Li}$ ) fand direkt nach dem Urknall statt [1]. Die Elemente von Kohlenstoff bis Eisen entstehen in Sterninneren durch Fusionsprozesse. Die Synthese von  $^9\text{Be}$  sowie  $^{10,11}\text{B}$  ist allerdings unverstanden. Lange hielt sich das gängige Bild von Spallationsprozessen im interstellaren Medium [1] durch hochenergetische Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen an Elementen wie C, N oder auch O. In jüngster Zeit wurde allerdings beobachtet, daß die Häufigkeitsverteilung als Funktion der Rotverschiebung proportional zur Häufigkeit der Elemente ist, die schwerer als Eisen sind. Dies führte zu dem Schluß, daß die Entstehung der fraglichen Isotope in einem primären Prozeß, wie einer Supernova Explosion, stattfinden muß [2]. Die Spallation ist aber ein sekundärer Prozeß: Zunächst werden  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}$  gebildet und durch die Explosion im interstellaren Medium verteilt, anschliessend werden die hochenergetischen Projektile in weiteren Supernovae Explosionen gebildet, die darauf an Spallationsprozessen teilnehmen. Dies führt zu einer Altersverteilung, die so nicht beobachtet wird. Der Umkehrschluß und die daraus folgende Hypothese ist die beschriebene Spallation in inverser Kinematik zu  $^{12}\text{C}$  oder  $^{16}\text{O}(p,x)$ , die aber sehr spezielle Annahmen bezüglich Supernovae Explosionen erfordert. Diese werden stark angezweifelt [2]. Eine mögliche Alternative ist die  $\nu$ -Nukleosynthese, wie sie in [3] beschrieben wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Streuung von Neutrinos an  $^{12}\text{C}$  und der anschließende Zerfall in die Tochterkerne betrachtet, wie Abb. 1.1 zeigt. Die Vorhersage der Verzweungsverhältnisse im statistischen Modell (siehe dazu Kap. 2) läßt einen wesentlichen Beitrag zur Erzeugung von  $^{11}\text{B}$  erwarten, während der Beitrag zu  $^{10}\text{B}$  und  $^9\text{Be}$  sehr klein ist. Das Modell berücksichtigt aber die hohe Clusterwahrscheinlichkeit in leichten Kernen nicht. Die Amplituden der Wellenfunktionen angeregter Zustände können große Clusterkomponenten besitzen, so daß der Kern bevorzugt über Emission der leichten Komponente zerfällt. Das Ziel ist also die Messung der tatsächlichen Verzweungsverhältnisse.

Da die Neutrinostreuung an Kernen experimentell äußerst schwierig ist, wird in einem geplanten Experiment am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [4] auf die Elektronenstreuung zurückgegriffen. Der Zusammenhang ist in der elektroschwachen Theorie im Rahmen der SU(4) Symmetrie gegeben [5]. Mikroskopische RPA Rechnungen zur Neutrinowechselwirkung mit Kernen durch neutrale Ströme [6] zeigen, daß Anregungen mit  $L = 1$  dominieren, d.h. hauptsächlich wird die Dipol-Riesenresonanz angeregt. Ebenfalls finden zu einem relativ großen Anteil Spin-Dipol-Anregungen statt, die in der Elektronenstreuung allerdings unterdrückt werden, da in der hier vorliegenden Kinematik der longitudinale Anteil am Wirkungsquerschnitt dominiert. Im Folgenden werden Spin-Dipol-Anregungen nicht berücksichtigt.



**Abb. 1.1:** Zerfallskanäle über geladenen Teilchen und die dabei entstehenden Elemente.

Die Umrechnung von gemessenen Wirkungsquerschnitten in der Elektronenstreuung auf die in der Neutrinoanregung bewirkt systematische Unsicherheiten. Trotz unbekannter abschließender Fehler in der Umrechnung kann eine grobe Abschätzung der Verzweungsverhältnisse Informationen darüber liefern, ob wesentliche Anteile leichter Isotope mit Hilfe der  $\nu$ -Nukleosynthese erklärt werden können.

Am normalleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger DALINAC [7] wurde bereits in einem früheren Experiment die Reaktion  $^{12}\text{C}(e,p)$  untersucht [8], allerdings unter anderen Fragestellungen.

In dem geplanten Experiment müssen die aus dem hochangeregten Kern  $^{12}\text{C}$  emittierten geladenen Teilchen nachgewiesen und voneinander getrennt werden. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Prototypen von Teleskopen, bestehend aus jeweils vier einzelnen Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren, entwickelt und

getestet. Besonderer Wert wurde hierbei auf die Möglichkeit der Teilchentrennung gelegt, speziell unter Berücksichtigung der zu erwartenden sehr unterschiedlichen Teilchenintensitäten. Zur Teilchentrennung wurden die bereits etablierten Methoden des spezifischen Energieverlusts und der Flugzeitmessung sowie die für Halbleiterdetektoren erst kürzlich optimierte Methode der Messung der relativen Anstiegszeit [9] verwendet.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: In Kapitel 2 werden Abschätzungen der erwarteten Verhältnisse während des geplanten Experiments und die Funktionsweise der verwendeten Halbleiterdetektoren vorgestellt, sowie der Aufbau der Teleskope erläutert. Kapitel 3 beschreibt die Durchführung der Testmessungen am Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse dieser Testmessungen vorgestellt und diskutiert. Abschließend wird in Kapitel 5 ein Ausblick auf mögliche Verbesserungen und Weiterentwicklungen des Detektorsystems gegeben.



## 2 Theoretische und experimentelle Grundlagen

### 2.1 Abschätzung der Verzweigungsverhältnisse im statistischen Modell

Im geplanten  $^{12}\text{C}(e,x)$  Experiment kann der angeregte Targetkern verschiedene leichte Teilchen wie Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen emittieren. Die Separationsenergien  $S_x$  sind in Tab. 2.1 angegeben.

Teilchen $x$	$\alpha$	p	n	d	$^3\text{He}$	2 p
$S_x$ (MeV)	7.38	16.00	18.72	25.19	26.28	27.18

**Tabelle 2.1:** Mit experimentellen Massenexzessen [10] berechnete Separationsenergien für den Kern  $^{12}\text{C}$ .

Um eine Abschätzung für die dabei auftretenden relativen Teilchenintensitäten zu erhalten, wurden Rechnungen im statistischen Modell [11] durchgeführt. Die Wahrscheinlichkeit  $P_x$  für die Emission eines Teilchens  $x$ , welches den Spin  $s_x$ , die kinetische Energie  $E$  und den Bahndrehimpuls  $l$  besitzt, berechnet sich aus dem Compoundkern mit der Anregungsenergie  $E_x = E_A$  und Gesamtdrehimpuls  $J_A^\pi$  zu

$$P_x(E_f, J_f^\pi) = \rho_f(E_f, J_f^\pi) \sum_{|J_f - J_A - s_x|}^{J_f + J_A + s_x} T_l^x(E) dE. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $\rho_f$  die Niveaudichte für Zustände mit Gesamtdrehimpuls  $J_f^\pi$  zur Anregungsenergie  $E_f$  im Restkern, und  $E_f = E_A - E - C_x$  mit der Bindungsenergie  $C_x$ . In Gl. (2.1) ist der Zusammenhang in vereinfachter Form dargestellt. Eine genauere Beschreibung gibt z.B. [12]. Die Transmissionskoeffizienten  $T_l^x(E)$  wurden unter Verwendung des Programms TL [13] berechnet.

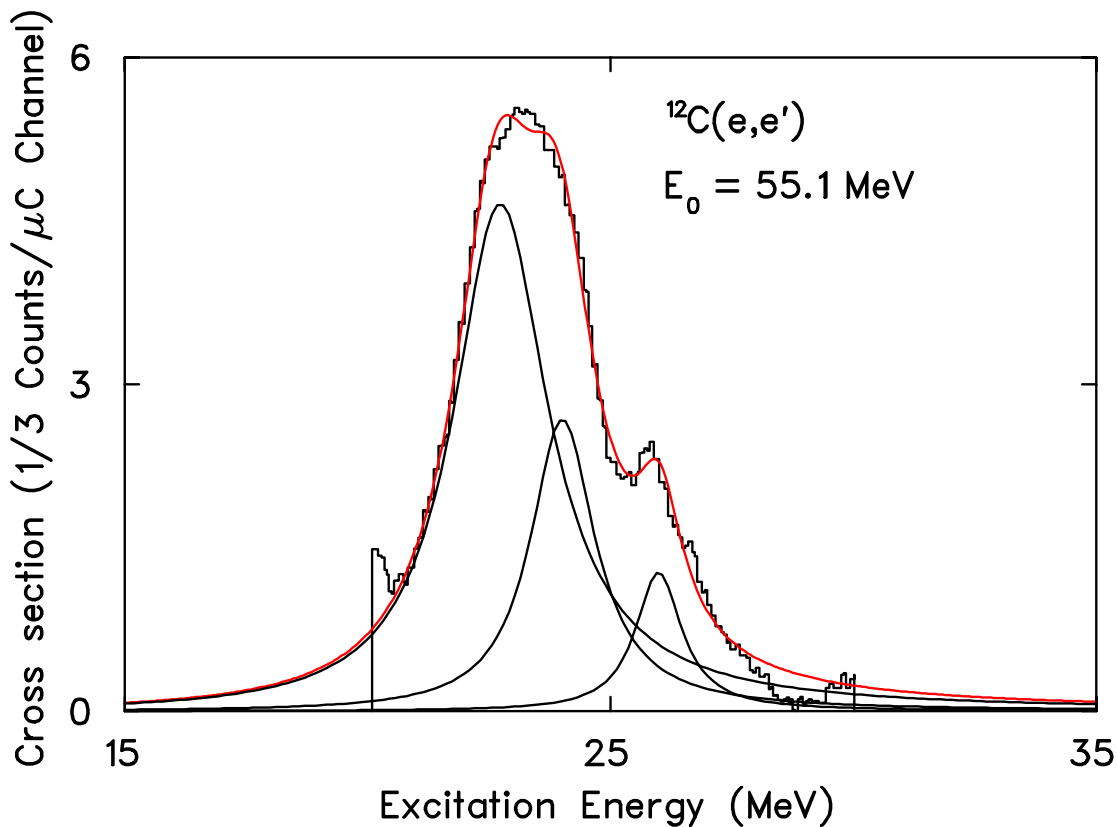
Die Niveaudichte  $\rho_f(E, J^\pi)$  des jeweiligen Restkerns wurde im Bereich niedriger Anregungsenergien, soweit bekannt, explizit durch die Angabe der Anregungsenergie, des Spins, der Parität und des Isospins vorgegeben. Diese explizite Angabe geschah für die beteiligten Kerne typischerweise bis zu Anregungsenergien  $E_x < 5$  MeV. Für höhere Anregungsenergien wurden die Parameter der Niveaudichte [14] entnommen und nach dem Backshifted-Fermi-Gas-Modell berechnet. Die Niveaudichte wurde an den Übergangsstellen jeweils so skaliert, daß die berechneten Teilchenspektren zu den explizit vorgegebenen Niveaus stetig waren. Bei Anregungsenergien  $E_x > 27.18$  MeV in  $^{12}\text{C}$  sind Zustände in den jeweiligen Tochterkernen erreichbar, die wiederum über Emission geladener Teilchen in

weitere Restkerne übergehen. Diese wurden ebenfalls bei der Berechnung von  $P_x$  berücksichtigt.

Die Rechnungen im statistischen Modell wurden mit einer modifizierten Version [15] des Programms CASCADE [16] durchgeführt. Diese Version erlaubt es, auch Berechnungen für Kerne der Ladungszahl  $Z < 6$  durchzuführen. In den Rechnungen wurde neben dem Zerfall über geladene Teilchen wie Protonen, Deuteronen,  ${}^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen auch der Zerfall über Neutronen berücksichtigt. Im Anregungsenergiebereich  $E_x = 7.0 - 40.0$  MeV wurden in Schritten von  $\Delta E_x = 0.5$  MeV für jedes Teilchen die Energiespektren berechnet. Dabei wurde angenommen, daß ausschließlich die isovektorielle Dipol-Riesenresonanz mit Gesamtdrehimpuls und Parität  $J^\pi = 1^-$  sowie Isospin  $T = 1$  im Compoundkern  ${}^{12}\text{C}$  angeregt war. Diese vereinfachende Annahme wurde dadurch gerechtfertigt, daß in der Elektronenstreuung hauptsächlich Dipolanregungen stattfinden, bzw. in diesem speziellen Fall der Anteil des Wirkungsquerschnitts durch die Dipol-Riesenresonanz dominiert wird, die Anregung weiterer Resonanzen also keinen maßgeblichen Beitrag liefert. Da sowohl der Kohlenstoff-Kern als auch das  $\alpha$ -Teilchen Isospin  $T = 0$  besitzen, kann bei Erhaltung des Isospins für Anregungsenergien  $E_x < 26$  MeV kein Zerfall über Emission von  $\alpha$ -Teilchen stattfinden. Erst oberhalb dieser Anregungsenergie können  $T = 1$  Zustände im Tochterkern  ${}^8\text{Be}$  bevölkert werden. Eine Isospinmischung [17], die experimentell in [18] nachgewiesen wurde, wurde vernachlässigt. Die nicht berücksichtigten, zusätzlich emittierten  $\alpha$ -Teilchen wirken sich nur geringfügig auf das abschliessende Ergebnis aus, wodurch die vereinfachenden Annahmen gerechtfertigt werden.

Die berechneten Energiespektren wurden entsprechend dem Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Dipol-Riesenresonanz im Kern  ${}^{12}\text{C}$  gewichtet aufaddiert. Der verwendete Wirkungsquerschnitt wurde in inelastischer Elektronenstreuung am ehemaligen normalleitenden Elektronenlinearbeschleuniger DALINAC [7] im Anregungsenergiebereich  $E_x = 20.0 - 30.0$  MeV bestimmt [19]. Er konnte gut durch die Summe dreier Lorentzfunktionen mit unterschiedlichem Schwerpunkt und verschiedener Breite beschrieben werden. Der experimentelle Verlauf der Dipol-Riesenresonanz und deren Anpassung ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die so erhaltene Beschreibung des Wirkungsquerschnitts diente im weiteren zur Festlegung des Verlaufs der Dipol-Riesenresonanz im Anregungsenergiebereich  $E_x = 7.0 - 40.0$  MeV und bestimmte somit die relative Gewichtung der für einzelne Anregungsenergien berechneten Teilchenenergiespektren. Die summierten Teilchenenergiespektren sind in Abb. 2.2 dargestellt. Neutronen werden schon bei niedrigsten kinetischen Energien emittiert, bei den geladenen Teilchen verschiebt die Coulombbarriere die Emissionsschwelle.

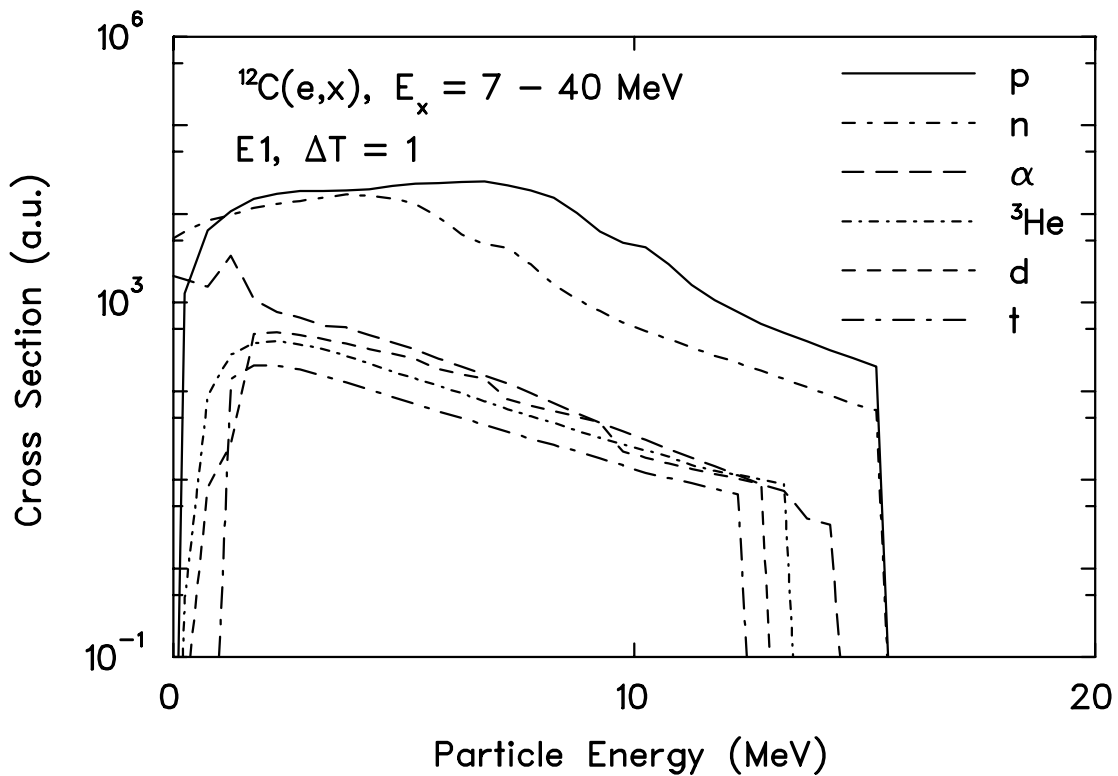
Aus den Verdampfungsspektren ergeben sich Protonen als die am häufigsten auftretenden Zerfallsteilchen. Ihr Anteil beträgt etwa zwei Drittel an der Gesamtzahl aller Teilchen. Neutronen tragen zu einem Drittel bei. Der Anteil von Deuteronen,



**Abb. 2.1:** Experimenteller Verlauf der Dipol-Riesenresonanz in  $^{12}\text{C}$  im Anregungsenergiebereich  $E_x = 20 - 30$  MeV (Histogramm) [8] und deren Anpassung durch drei Lorentzfunktionen sowie der Summe daraus (durchgezogene Kurven). Der Wirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe der Anpassung zu niedrigeren und höheren Anregungsenergien extrapoliert.

Tritonen,  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen beträgt insgesamt 4 %. Genaue Angaben liefert Tab. 2.2. Eine Auflistung der auf die jeweilige Gesamtzahl der Protonen normierten inversen Verhältnisse für verschiedene Teilchenenergien, die in der späteren Auswertung wichtig sein werden, gibt Tab. 2.3. Oberhalb von Energien  $E > 2$  MeV treten Protonen im Vergleich zu anderen geladenen Zerfallsteilchen etwa 30 bis 200 Mal häufiger auf. Bei niedrigeren Energien werden die Unterschiede in den Teilchenintensitäten noch größer. Allerdings handelt es sich bei diesen Energien um Teilchen, die nahe an der Schwelle erzeugt werden. Gerade hier sind die im statistischen Modell berechneten Verzweungsverhältnisse mit großen Unsicherheiten behaftet.

Zusätzlich kann sich der Zerfall leichter Kerne von den Vorhersagen des statistischen Modells unterscheiden, da in diesen Kernen Clustering eine große Rolle spielt. Die Amplituden der Wellenfunktionen angeregter Zustände werden besonders für Clusterkomponenten so groß, daß der Gesamtkern bevorzugt über die



**Abb. 2.2:** Im statistischen Modell berechnete Verdampfungsspektren des Kerns  $^{12}\text{C}$  nach Anregung der isovektoriellen Dipol-Riesenresonanz. Von oben nach unten sind Protonen, Neutronen,  $\alpha$ -Teilchen,  $^3\text{He}$ -Kerne, Deuteronen und Tritonen zu sehen. Neutronen werden schon bei niedrigsten kinetischen Energien emittiert, bei den anderen Teilchen verschiebt die Coulombbarriere die Emissionsschwelle.

Emission der leichteren Komponente zerfällt. Im Kern  $^{12}\text{C}$  kommen beispielsweise

Teilchen $x$	$BR$
p	62.7 %
n	33.3 %
$\alpha$	2.4 %
d	0.7 %
$^3\text{He}$	0.6 %
t	0.3 %

**Tabelle 2.2:** Berechneter Anteil einzelner Emissionsteilchen an der Gesamtzahl aller emittierten Teilchen im Energieintervall  $\Delta E = 0 - 16$  MeV.

Teilchen $x$	$E$ (MeV)					
	0.0 - 16.0	1.0 - 1.5	2.0 - 2.5	4.0 - 4.5	5.0 - 5.5	8.0 - 8.5
d	86	381	28	53	57	31
t	205	71	69	153	183	65
$^3\text{He}$	104	38	35	78	94	36
$\alpha$	39	3	17	37	44	22

**Tabelle 2.3:** Die auf Protonen als häufigste Emissionsteilchen normierten inversen Verzweungsverhältnisse aus Rechnungen im statistischen Modell. Angegeben sind neben den Verhältnissen im gesamten Intervall auch jene bei Energien  $E$ , die in der Auswertung besonders betrachtet werden.

Zusammensetzungen wie  $^8\text{Be}$  und  $\alpha$ -Teilchen oder  $^{10}\text{B}$  und Deuteron vor. Das statistische Modell kann über solche Clusterkomponenten keine Aussagen machen. Die durchgeführten Rechnungen im statistischen Modell liefern damit lediglich eine Abschätzung der unteren Schranke der relativen Teilchenintensitäten.

## 2.2 Nachweis der geladenen Teilchen

Zum Nachweis der geladenen Teilchen werden im geplanten  $^{12}\text{C}(e,x)$  Experiment Halbleiterzähler eingesetzt. An dieser Stelle sollen das Funktionsprinzip sowie die Vorteile von Halbleiterzählern dargestellt werden.

Geladene Teilchen werden im Halbleitermaterial abgebremst, indem sie mit den Elektronen des Detektormaterials elektromagnetisch wechselwirken. Die zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares nötige Ionisationsenergie von etwa 3 eV ist im Vergleich zu anderen Detektortypen deutlich geringer, so daß eine höhere Anzahl an erzeugten Ladungsträgern und damit eine bessere Energieauflösung erreicht wird. In einem typischen Zählgas wie Argon beträgt die Ionisationsenergie zum Vergleich etwa 30 eV. Die Anzahl der im Halbleiter erzeugten Elektron-Loch Paare ist für leichte Teilchen unabhängig von der Teilchensorte und streng proportional zur deponierten Energie.

Festkörper haben gute Eigenschaften im Zeitverhalten und eine variable Dicke, die den Bedingungen der Anwendung entsprechend gewählt werden kann. Das Valenz- und das Leiterband im Halbleiter überlappen sich nicht wie im metallischen Leiter, liegen aber energetisch auch nicht so weit auseinander wie im Isolator. Die Bandlücke beträgt typischerweise 1 eV, welches von einem Elektron aus dem Valenzband bereits bei Raumtemperatur über thermische Anregung überwunden werden kann, so daß das Elektron im Kristall innerhalb des Leiterbands frei beweglich ist. Im Valenzband bleibt ein Loch zurück, das sich ebenfalls unter

Einfluß eines äußeren elektrischen Felds frei im Kristall bewegen kann. Die Driftgeschwindigkeit für Elektronen und Löcher verhält sich etwa wie 3:1 bei gleichem angelegtem elektrischen Feld.

Um mehr bewegliche Ladungsträger zu erzeugen, werden Halbleiter mit Fremdatomen dotiert. Üblich sind Phosphor oder Bor, die genau ein Valenzelektron mehr oder weniger als das Halbleitermaterial besitzen. Bereits kleinste Beimischungen von z. B. 0.2 % bewirken einen Ladungsträgerzuwachs auf  $10^7$  Elektronen/cm<sup>3</sup> [20]. Man nennt den Halbleiter n-dotiert, wenn ein Überschuß an Elektronen vorhanden ist, entsprechend p-dotiert bei Löcherüberschuß. Besitzt ein Halbleiterkristall sowohl eine n- als auch eine p-dotierte Zone, so bildet sich im Übergangsbereich durch Diffusion und die entstehende Raumladung durch die gegensätzlichen Ladungsträger eine ladungsverarmte Zone aus. Die Ausbildung eines ladungsverarmten Bereichs zwischen einer n- und einer p-dotierten Schicht wird als pn-Übergang bezeichnet. Die häufigste Anwendung ist eine PIN Diode. Die verarmte Zone kann durch Anlegen einer äußeren Spannung noch vergrößert werden, bis sie zur Oberfläche des Halbleiters reicht. Gelangen geladene Teilchen in die verarmte Zone, so werden Elektronen-Loch Paare erzeugt, wobei die entstandenen Elektronen und Löcher durch das angelegte elektrische Feld in entgegengesetzter Richtung diffundieren. Durch diese Bewegung wird an den Elektroden ein Strom induziert, der das Signal bildet. Wenn alle erzeugten Ladungsträger an den Elektroden eintreffen, ist die Signalform abgeschlossen. In der Detektorherstellung wird ein Halbleiter zur elektrischen Kontaktierung an den Oberflächen sehr stark dotiert, so daß eine n<sup>+</sup>- oder eine p<sup>+</sup>-Schicht entsteht, worin das + für die hohe Dotierungskonzentration steht. Eine ausführliche Beschreibung von Halbleitern kann in [21] nachgelesen werden.

Die zur Messung der relativen Anstiegszeit verwendeten 250  $\mu\text{m}$  dicken Halbleiterdetektoren wurden eigens im Halbleiterlabor des Instituts für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt hergestellt. Sie bestehen nicht aus konventionell mit Phosphorionen dotiertem n-Halbleitermaterial, vielmehr wurden die Siliziumeinkristalle mit Neutronen transmutiert. Die Siliziumkerne fangen die Neutronen ein und wandeln sich durch anschließenden  $\beta$ -Zerfall in Phosphoratom um. Diese Art der Dotierung erfordert hohe und über einen großen Querschnitt konstante Neutronenflüsse, wie sie z.B. an Forschungsreaktoren generiert werden. Die Kristalle weisen eine sehr hohe Homogenität in der Dotierung auf, so daß die erzeugte Ladungsträgeranzahl nur von der Energie des einfallenden Teilchens, nicht aber von der lokalen Dicke des Detektors bzw. von lokal stärker dotierten Regionen im Detektor abhängt. Das Material ist besonders hochohmig, der 250  $\mu\text{m}$  dicke Zähler hat einen Widerstand von 5 k $\Omega$ . Auf das Ausgangsmaterial, in der Dicke sehr homogenes, n-dotiertes, in besonderen Fällen aber auch mit Boratomen p-dotiertes Silizium, wird eine sehr dünne Schicht Aluminium oder Gold auf die Oberfläche aufgedampft. Durch das Gold werden im Kontaktbereich zwischen Metall und Halbleitermaterial die Fermi-niveaus im Halbleiter angeho-

ben, während das Aluminium keine Potentialänderung verursacht, so daß sich ein analoger Zustand zum pn-Übergang einstellt. Die Metalle dienen ebenfalls der elektrischen Kontaktierung. Diese Detektoren werden als Oberflächensperrschicht Zähler (Surface Barrier, SB) bezeichnet. Die Schichtdicken des Metalls betragen für Aluminium etwa  $0.25 \mu\text{m}$  und für Gold etwa  $0.4 \mu\text{m}$ . Vorder- und Rückseite definieren sich beim Oberflächensperrschicht Halbleiter über die Metallschichten und deren Polung. Auf die Vorderseite wird das Gold (negative Polung), auf die Rückseite das Aluminium aufgedampft (positive Polung). Die Elektronen bewegen sich demnach in Richtung der Detektorvorderseite, die Löcher in Richtung der Rückseite.

## 2.3 Teilchentrennung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Eignung dreier verschiedener Methoden zur Trennung der nachzuweisenden geladenen Teilchen untersucht. Neben der Methode des unterschiedlichen spezifischen Energieverlusts und der Flugzeitmessung wurde die für Halbleiterdetektoren erst kürzlich optimierte Methode der Messung der relativen Anstiegszeit [9] verwendet. Im folgenden werden alle drei Methoden kurz beschrieben.

### 2.3.1 Spezifischer Energieverlust ( $\Delta E - E$ )

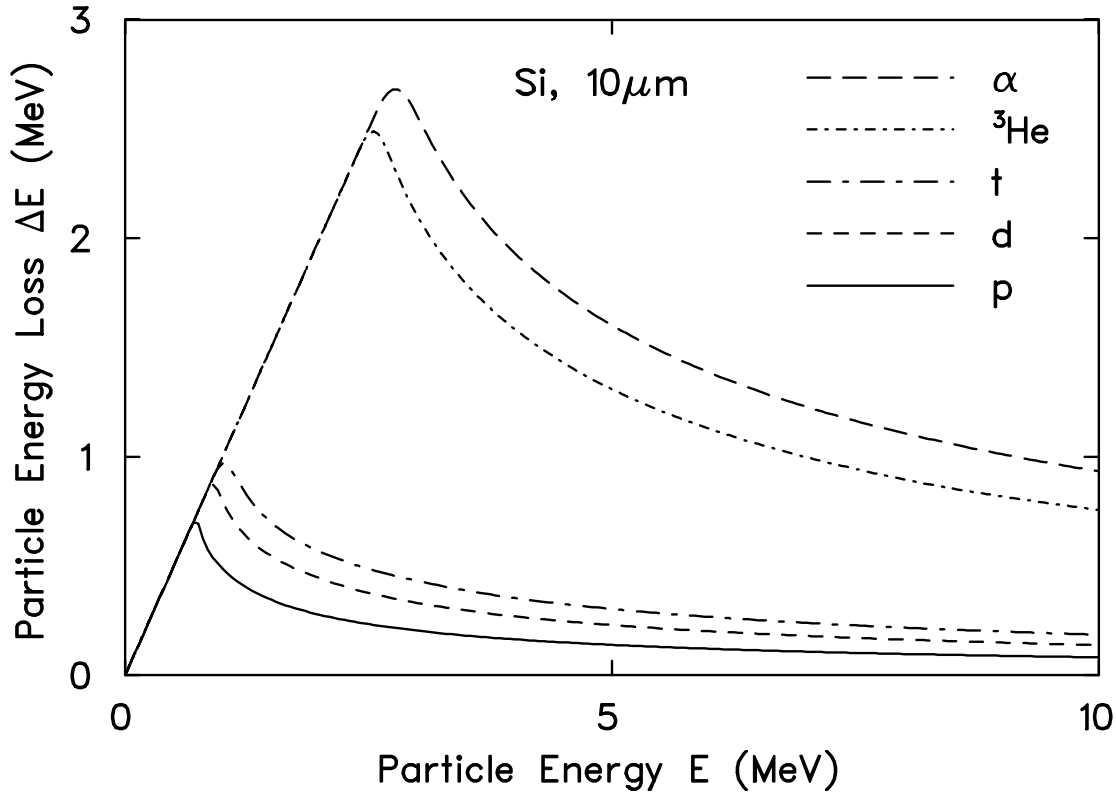
Ein geladenes Teilchen der Masse  $m$  und der Ladung  $z$  in Einheiten der Elementarladung  $e$  mit der kinetischen Energie  $E$  erleidet in einem Medium der Ordnungszahl  $Z$  und der Teilchendichte  $N$  einen Energieverlust. Der differentielle Energieverlust  $-dE/dx$  entlang einer infinitesimalen zurückgelegten Wegstrecke  $dx$  wird für ein nichtrelativistisches geladenes Teilchen durch die Bethe-Bloch Formel [22] gemäß

$$-\frac{dE}{dx} = NZ \left[ \frac{2\pi e^4 m z^2}{m_e E} \right] \ln \left[ \frac{4m_e E}{\bar{I}m} \right] \quad (2.2)$$

beschrieben. Hier bezeichnet  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $\bar{I}$  das mittlere Ionisierungspotential des bremsenden Mediums. Bei den erwarteten Teilchenenergien von maximal 15 MeV beträgt die zugehörige Geschwindigkeit für Protonen etwa 3 % der Lichtgeschwindigkeit, was die Verwendung der nichtrelativistischen Bethe-Bloch Formel rechtfertigt.

Werden verschiedene Teilchen im selben Detektor nachgewiesen, so ist der differentielle Energieverlust nach Gl. (2.2) bei gleicher Teilchenenergie  $E$  sensitiv auf das Produkt  $mz^2$ . Dies kann zur Teilchenidentifikation genutzt werden. In einem ersten, möglichst dünnen Detektor wird der Energieverlust  $\Delta E$  entlang einer Wegstrecke  $\Delta x$  bestimmt. In einem oder mehreren anschließenden Detektoren wird

das geladene Teilchen schließlich gestoppt und aus der Information aller Detektoren die Gesamtenergie  $E$  des Teilchens bestimmt. Für die dünnsten kommerziell erhältlichen Detektoren mit einer Dicke von  $\Delta x = 10 \mu\text{m}$  ist in Abb. 2.3 der nach Gl. (2.2) berechnete Energieverlust  $\Delta E$  für die im geplanten Experiment erwarteten geladenen Teilchen als Funktion der Teilchenenergie aufgetragen. Ist die



**Abb. 2.3:** Berechneter Energieverlust  $\Delta E$  für die im Experiment erwarteten geladenen Teilchen in einem  $10 \mu\text{m}$  dicken Silizium Halbleiterdetektor als Funktion der Teilchenenergie  $E$ . Von oben nach unten sind  $\alpha$ -Teilchen,  ${}^3\text{He}$ -Kerne, Tritonen, Deuteronen und Protonen zu sehen.

Teilchenenergie so gering, daß das Teilchen bereits im ersten Detektor gestoppt wird, so ist  $\Delta E = E$ . Diese Ereignisse liegen im gezeigten Diagramm auf der Winkelhalbierenden, eine Unterscheidung der Teilchen ist nicht möglich. Bei höheren Teilchenenergien durchdringen zunächst Protonen den ersten Zähler. Mit steigender Teilchenenergie wird immer weniger Energie im ersten Detektor deponiert, der Energieverlust  $-dE/dx$  ist im Wesentlichen proportional zu  $1/E$ . Diese Ereignisse liegen näherungsweise auf Hyperbeln. Bei noch höheren Energien können auch Teilchen mit höherem spezifischen Energieverlust den ersten Zähler durchdringen und somit voneinander getrennt werden. Die jeweils niedrigste Energie, bei der die betrachteten Teilchen den ersten Detektor gerade durchdringen, ist in Tab. 2.4 gezeigt. Demnach können Protonen, Deuteronen und Tritonen bei kine-



tischen Energien  $E > 1.0$  MeV und  ${}^3\text{He}$ -Kerne sowie  $\alpha$ -Teilchen oberhalb von etwa 2.6 MeV von anderen Teilchen unterschieden werden.

Teilchen $x$	$E$ (MeV)
p	0.72
d	0.87
t	0.95
${}^3\text{He}$	2.45
$\alpha$	2.60

**Tabelle 2.4:** Berechnete Energien  $E$  geladener Teilchen, bei denen 10  $\mu\text{m}$  Silizium durchdrungen werden.

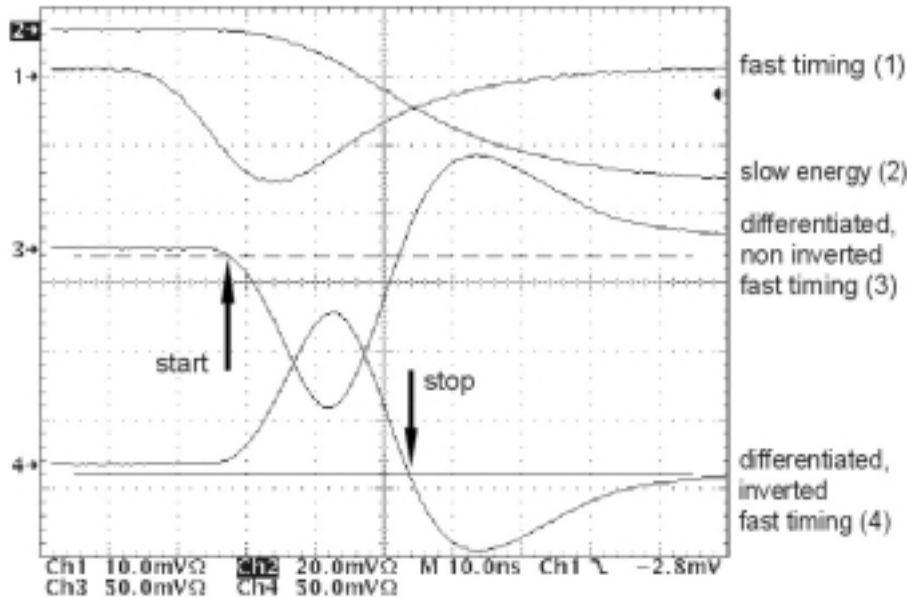
In einem  ${}^{40}\text{Ca}(e,e'x)$  Experiment [23] am S-DALINAC wurde bereits eine Trennung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen nach der Methode des spezifischen Energieverlusts erfolgreich durchgeführt.

### 2.3.2 Relative Anstiegszeiten

Aus Gl. (2.2) ist ebenfalls ersichtlich, daß der differentielle Energieverlust eines Teilchens mit abnehmender Energie stark ansteigt. Am Ende der Teilchenbahn wird besonders viel Energie im Detektor deponiert (Bragg Peak). Dies führt zu einer für das gestoppte Teilchen spezifischen Form des im Detektor erzeugten Pulshöhensignals, was zur Unterscheidung verschiedener Teilchen nach der relativen Anstiegszeit verwendet wird. Abhängig davon, an welcher Stelle das Teilchen im Detektor gestoppt wird, benötigen die dort erzeugten Ladungsträger unterschiedlich lange Zeiten bis zum Erreichen der Elektroden. Da bei gleicher Teilchenenergie die Eindringtiefe abhängig von der Teilchensorte ist, kann dies zur Teilchentrennung ausgenutzt werden. Diese Methode wurde erstmals von [24] vorgeschlagen. Durch Messen der Pulsanstiegszeit, d.h. der Zeit, die von der ersten Driftbewegung erzeugter freier Ladungsträger an den Elektroden bis zum Maximum des Signals dauert, wird eine für die Teilchensorte charakteristische Zeitspanne aufgenommen. Typische Sammelzeiten der Ladungsträger liegen im Bereich von 10 ns, typische Pulsanstiegszeiten liegen in der gleichen zeitlichen Größenordnung [20].

Am S-DALINAC wurde eine Trennung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen nach der beschriebenen Methode in einem  ${}^{40}\text{Ca}(e,e'x)$  Experiment [25] getestet, allerdings nicht angewandt.

Die meßtechnische Realisierung der optimierten Methode ist in Abb. 2.4 veranschaulicht. Dargestellt ist das in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, der



**Abb. 2.4:** Oszilloskopaufnahme der aus dem Vorverstärker erhaltenen Signale. Zu sehen sind das schnelle Zeitsignal (1), das langsame Energiesignal (2) sowie das differenzierte nichtinvertierte (3) und das differenzierte invertierte (4) schnelle Zeitsignal, die beide aufgrund der elektronischen Verarbeitung im Vergleich zum schnellen Zeitsignal eine Verzögerung haben. Eingezeichnet sind ebenfalls die Diskriminatorschwellen, die zur Bestimmung des Starts (gestrichelte Linie) und des Stopps (durchgezogene Linie) für die Messung dienen, sowie die Zeitpunkte (Pfeile), zu denen Start und Stopp ausgelöst werden. Hier beträgt die relative Anstiegszeit etwa 30 ns, die tatsächliche Anstiegszeit etwa 12 ns.

mit den Elektroden des Halbleiters verbunden ist, erzeugte schnelle Zeitsignal (1). Dieses Signal wird gesplittet und einmal differenziert (3) bzw. differenziert und anschließend invertiert (4). Die beiden zuletzt genannten Signale haben im Vergleich zum Ausgangssignal (1) aufgrund der Differenzierung im Vorverstärker und der Verarbeitung im Timing Filter Amplifier (TFA) (siehe Kap. 3) eine zeitliche Verzögerung. Unterschreitet das differenzierte Signal die negative Schwelle (gestrichelte Linie) eines Diskriminators, so wird die Messung der relativen Anstiegszeit gestartet. Als Stopp dient der Zeitpunkt, an dem das differenzierte und anschließend invertierte Signal die Diskriminatorschwelle (durchgezogene Linie) unterschreitet.

Erfolgt der Einschub niederenergetischer geladener Teilchen von der Rückseite des Detektors, so werden diese sehr früh im Detektor gestoppt. Der Weg, den die erzeugten Löcher zu den Elektroden zurücklegen müssen und damit deren Sam-

melzeit, ist hier besonders lang. Simulationen hierzu wurden in [26] vorgestellt. Die so gemessene relative Anstiegszeit ist etwa doppelt so lang wie die tatsächliche Anstiegszeit des Pulses, da zur tatsächlichen Anstiegszeit ein Offset, der etwa so groß ist wie die tatsächliche Anstiegszeit selbst, hinzukommt. Durch Verlängerung der gemessenen Zeit wird der relative Fehler der Zeitmessung geringer, so daß die relative Zeitauflösung verbessert wird, auch wenn sich mit der Methode kurze Zeiten schlechter messen lassen. Zusätzlich beeinflußt die von außen am Detektor angelegte Spannung die Ladungssammelzeiten. Es ist nötig, die Spannung so groß zu wählen, daß das elektrische Feld über den gesamten Detektor reicht. Bei niedriger Spannung sind die Sammelzeiten länger. Allerdings können die erzeugten Ladungsträger auf ihrem Weg zu den Elektroden leichter rekombinieren. Dies vermindert die Statistik, was zu einer niedrigeren Zeitauflösung führt. Daher muß ein Kompromiß zwischen der relativen Anstiegszeit und der Zeitauflösung gefunden werden.

Bei der vorgestellten Methode ist bis zu Eindringtiefen, bei denen die Sammelzeiten für Elektronen und Löcher gleich groß sind, der Beitrag der Löcher bei der Messung der relativen Anstiegszeit entscheidend. Die entsprechende Eindringtiefe, bei der beide Ladungsträgertypen gleichzeitig an den Elektroden ein Signal verursachen, beträgt für die Elektronen etwa drei Viertel der Gesamtdicke, das Verhältnis der Wegstrecken für Elektronen und Löcher beträgt 3:1. Dies leitet sich aus den unterschiedlichen Driftzeiten der Ladungsträger ab. Dringt das zu messende Teilchen tiefer in den Detektor ein, liefern die Elektronen den maßgeblichen Beitrag. Dieser Übergang ist als Minimum in der gemessenen relativen Anstiegszeit zu beobachten.

Schwerere geladene Teilchen ionisieren das Detektormaterial nach Gl. (2.2) stärker. Die durch Ionisation erzeugte Raumladung kann dabei so groß werden, daß das äußere angelegte Feld im Bereich der Teilchenspur abgeschirmt wird. Es können dann nur diejenigen freien Ladungsträger in Richtung der Elektroden driften, welche sich am äußeren Rand der Raumladungswolke befinden. Die Sammelzeiten der Ladungen und damit die gemessene Anstiegszeit sind dann entsprechend länger. Den zugrunde liegenden Effekt bezeichnet man als Plasma-Effekt.

Ist die Energie des Teilchens so groß, daß es nicht im Detektor gestoppt wird, befindet sich auch der Bragg Peak nicht mehr im Detektor. Das Signal zur Messung der relativen Anstiegszeit kann nicht mehr wie beschrieben verarbeitet und ausgewertet werden.

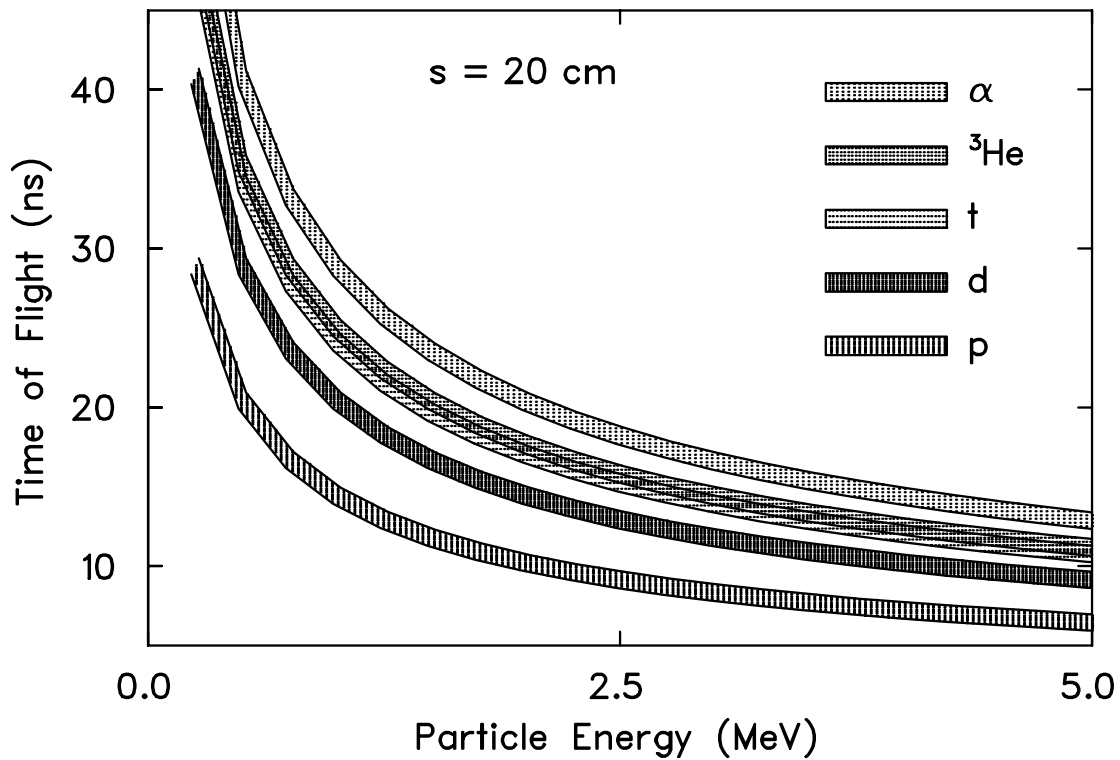
### 2.3.3 Flugzeiten

Die Flugzeit  $t$  eines nichtrelativistischen Teilchens der Masse  $m$  mit der kinetischen Energie  $E$  berechnet sich bei bekanntem Flugweg  $s$  zu:

$$t = s \sqrt{\frac{m}{2E}} \quad (2.3)$$

Demnach können Teilchen unterschiedlicher Masse bei bekannter, gleicher kinetischer Energie  $E$  und konstantem Flugweg über ihre Flugzeit unterschieden werden.

In Abb. 2.5 sind für verschiedene Teilchen nach Gl. (2.3) berechnete Flugzeiten als Funktion der kinetischen Energie aufgetragen. Als Flugweg wurde der durch



**Abb. 2.5:** Berechnete Flugzeiten geladener Teilchen bei dem im Experiment vorgegebenen Flugweg von  $s = 20$  cm. Von oben nach unten sind  $\alpha$ -Teilchen,  ${}^3\text{He}$ -Kerne, Tritonen, Deuteronen und Protonen zu sehen. Es sind ebenfalls Fehler der Messung angegeben (Fehlerbänder). Die Unsicherheiten in der Energie von  $\Delta E = 20$  keV und in der Zeit von  $\Delta t = 1.0$  ns sind empirischen Werten entsprechend gewählt.

den Experimentieraufbau in Darmstadt vorgegebene Flugweg von  $s = 20$  cm eingesetzt. Die Breite der dargestellten Fehlerbänder entspricht experimentellen

Unsicherheiten in der Bestimmung der Flugzeit und der Teilchenenergie. Für die Unsicherheit in der Flugzeit wurde ein Wert von  $\Delta t = 1$  ns angenommen, welcher einer in bereits durchgeführten ( $e, e'$ ) Experimenten am S-DALINAC erreichten Zeitauflösung entspricht. Für die Energieauflösung wurde ein für Halbleiter typischer Wert von  $\Delta E = 20$  keV eingesetzt. Niedrige Teilchenenergien entsprechen langen Flugzeiten. Die Trennung von Teilchen unterschiedlicher Masse ist hier besonders deutlich. Mit steigender kinetischer Teilchenenergie werden die Flugzeiten immer kürzer und die Abstände der zu Teilchen verschiedener Masse gehörigen Bändern immer kleiner. Eine Teilchentrennung wird demnach mit steigender kinetischer Energie schwieriger.

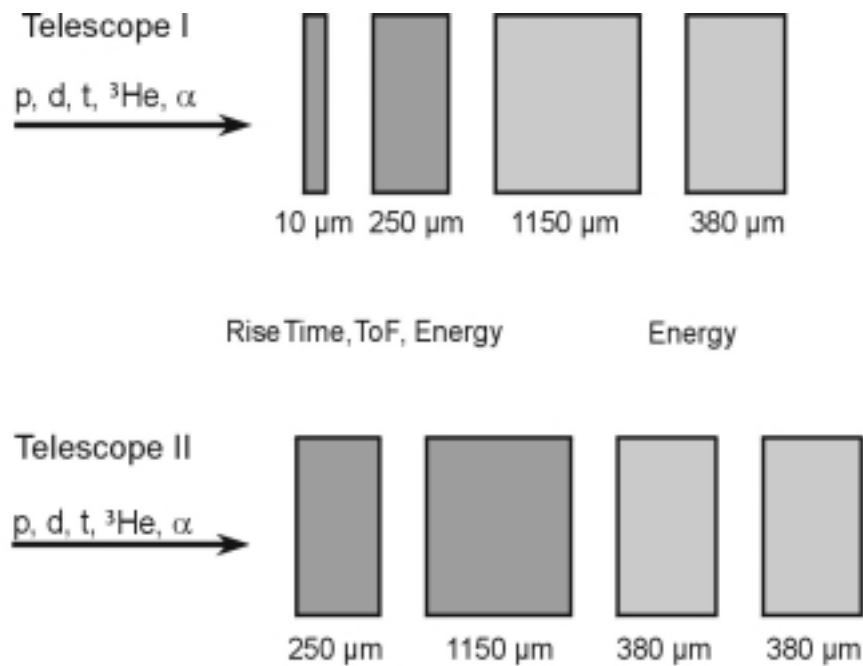
## 2.4 Halbleiterteleskope

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Detektorsysteme getestet, welche die vorgestellten Methoden zur Teilchentrennung kombinierten. Die Gesamtdicke beider Detektorsysteme wurde zu  $1500 \mu\text{m}$  festgelegt. Dies entspricht der Reichweite von Protonen der Energie  $E = 15$  MeV, welche nach Gl. (2.2) von den betrachteten geladenen Teilchen den niedrigsten spezifischen Energieverlust besaßen.

Für die  $\Delta E - E$  Methode wurde ein etwa  $10 \mu\text{m}$  dicker Silizium Detektor verwendet [27]. In jedes Teleskop wurde ein neutronentransmutierter  $250 \mu\text{m}$  dicker Detektor aus eigener Herstellung speziell für die Messung der relativen Anstiegszeit eingesetzt. Ein  $1150 \mu\text{m}$  dicker Detektor, ebenfalls aus eigener Herstellung und mit einem Widerstand von  $15 \text{ k}\Omega$ , und kommerziell erhältliche PIN Dioden vom Typ SFH871 der Firma Siemens [28] komplettierten jedes Teleskop. Alle Detektoren waren rechteckig und hatten eine Fläche von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Die maximal nachweisbare Protonenenergie beträgt mit der gewählten Gesamtdicke der Detektoren für Teleskop I von  $1790 \mu\text{m}$   $E = 16.9$  MeV und für Teleskop II von  $2160 \mu\text{m}$   $E = 18.8$  MeV.

Die hinteren Detektoren sollen im geplanten  $^{12}\text{C}$  Experiment als Vetodetektoren für zurückgestreute, hochenergetische Elektronen eingesetzt werden. Damit können die hinteren Detektoren nicht mehr zum Nachweis der geladenen Teilchen eingesetzt werden, so daß sich die maximal nachweisbare Energie für Protonen bei einer Gesamtdicke von  $1410 \mu\text{m}$  auf etwa  $E = 14.7$  MeV in Teleskop I und bei einer Gesamtdicke von  $1780 \mu\text{m}$  auf etwa  $E = 16.8$  MeV in Teleskop II reduziert. Der Aufbau beider Teleskope ist in Abb. 2.6 dargestellt.

Um in späteren Experimentaufbauten flexibel in der Anordnung der Detektoren zu sein und einen einfachen Austausch zu ermöglichen, wurde ein universelles Halterungssystem entwickelt. Dies besteht aus Kästchen, in denen jeweils zwei beliebige Detektoren untergebracht werden können. Jeweils zwei Kästchen finden dann in einer Teleskophalterung Platz. Die Kästchenform und -größe sind



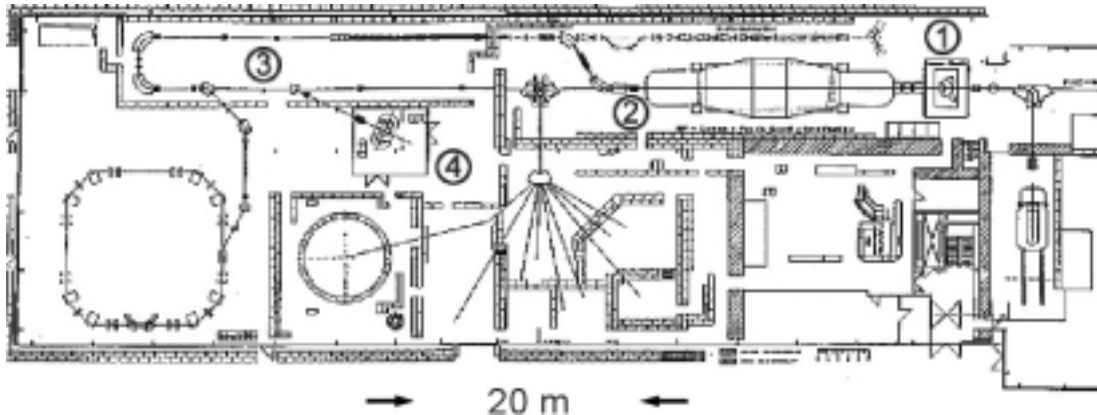
**Abb. 2.6:** Schematische Darstellung der beiden verwendeten Teleskope mit ihren Halbleiterdetektoren. In den dunkel eingefärbten Detektoren wurden sowohl das Energiesignal als auch die Signale für die Flugzeit und die Messung der relativen Anstiegszeit aufgenommen. In den hell eingefärbten Detektoren wurden nur die Energiesignale aufgenommen.

so konzipiert, daß Halbleiterkristalle bis zu einer Fläche von  $30 \times 30\ \text{mm}^2$  eingesetzt werden können. Dies stellt die zur Zeit maximal herstellbare Detektorgröße dar. Für den kommerziellen  $10\ \mu\text{m}$  dicken Zähler wurde zusätzlich ein Halterungsrähmchen zur Montage in den Kästchen gebaut. Da die Testmessung am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg stattfand, wurde eine Halterung für die Teleskope in der dortigen Streukammer konzipiert und angefertigt. Die entsprechenden Konstruktionszeichnungen sind im Anhang A beigefügt.

## 3 Testmessung

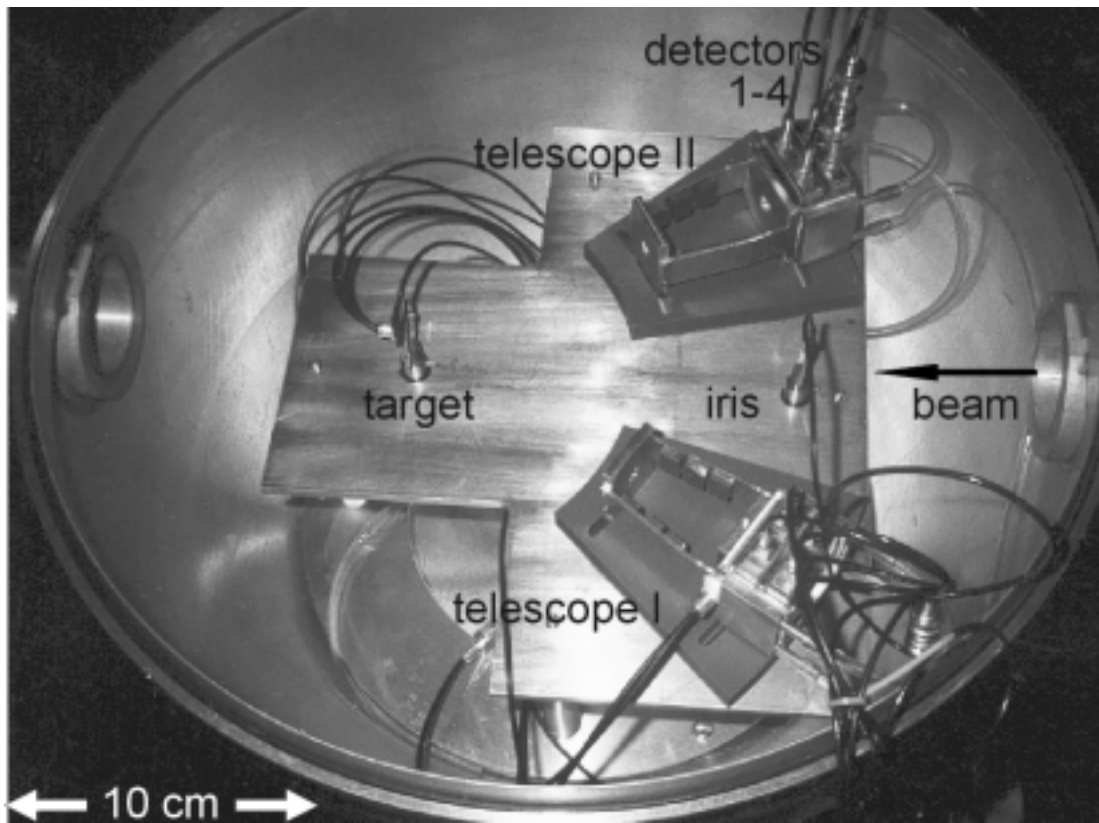
### 3.1 Aufbau des Experiments

Die Testmessungen fanden am Tandembeschleuniger [29] des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg statt. In Abb. 3.1 ist der Grundriß der Beschleunigerhalle sowie die angeschlossenen Experimentierplätze dargestellt. Aus



**Abb. 3.1:** Übersicht über den Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg und die angeschlossenen Experimentierplätze. Die negativen Ionen kommen aus der ① Ionenquelle, werden in den ② Tandem-Beschleuniger eingespeist und gelangen über Strahlführungselemente in den ③ Nachbeschleuniger und anschließend in die ④ Crystal Ball Experimentierhalle. Dieses Bild wurde [29] entnommen.

der Ionenquelle stammende negative Teilchen werden in einen Tandembeschleuniger eingespeist und in Richtung des Hochspannungsterminals, welches sich in der Mitte des Drucktanks befindet, beschleunigt. An dieser Stelle durchdringen sie entweder ein Umladungstarget oder gelangen in einen Gas-Stripper, in dem im Falle leichter Ionen alle, im Falle schwerer Ionen nur ein Teil der Elektronen abgestreift werden. Die nun positiven Ionen werden von der positiven Hochspannung wegbeschleunigt. Die von einem Van de Graaff Generator zur Verfügung gestellte Terminalsspannung von maximal 13 MV wird somit zweimal zur Beschleunigung genutzt. Über zwei energieselektive  $60^\circ$  Dipol-Magnete gelangte der Teilchenstrahl in die Nachbeschleunigerhalle und von dort über weitere Strahlführungselemente in die ehemalige Crystal Ball Experimentierhalle. Die Streukammer, in der sich die beiden verwendeten Halbleiterteleskope befanden, ist in Abb. 3.2 dargestellt. Der von rechts in die Streukammer eintretende Teilchenstrahl gelangt nach Durchgang einer Blende auf das Target, wobei der ungestreute Teilchenstrahl hinter der Streukammer in einem dicken aus Blei bestehenden Strahlfänger vollständig abgebremst wird.



**Abb. 3.2:** Foto des Inneren der Streukammer: Der Strahl trat von rechts in die Streukammer ein, durchlief eine Blende, die der Strahlführung durch die Streukammer diente, traf auf das Target und wurde unter Rückwärtswinkeln in die beiden Teleskope gestreut. Die Detektoren befanden sich in den Kästchen im hinteren Teil der Teleskopaufbauten. Ebenfalls zu sehen ist das Kühlsystem.

Im Target gestreute oder erzeugte geladene Teilchen wurden in den beiden bereits in Kap. 2.4 vorgestellten Halbleiterteleskopen nachgewiesen. Diese Teleskope waren in einem Abstand von 20 cm vom Target unter Rückwärtswinkeln von  $147^\circ$  bzw.  $209^\circ$  relativ zur Strahlachse aufgestellt. Der Raumwinkel jedes Teleskops wurde durch einen Kollimator mit rechteckiger Öffnung definiert, welcher an der Detektorhalterung befestigt war. Die Parameter des Teleskopaufbaus sind in Tab. 3.1 nochmals zusammengestellt.

Zur Temperaturstabilisierung der Teleskope waren 5 mm starke Kupferbleche an den Teleskophalterungen angebracht. Durch diese wurde ein Wasserstrahl geführt, der zu einem zwischen den Teleskopen und der Kühlmaschine verlaufenden, geschlossenen Wasserkreislauf gehörte. Die Kühlmaschine selbst befand sich außerhalb der evakuierten Streukammer. Stellvertretend für beide Teleskope war an der Halterung von Teleskop I und am Target ein Temperaturfühler angebracht, um



Parameter	Teleskop I	Teleskop II
1. Detektor	10 $\mu\text{m}$ , SB	250 $\mu\text{m}$ , SB
2. Detektor	250 $\mu\text{m}$ , SB	1150 $\mu\text{m}$ , SB
3. Detektor	1150 $\mu\text{m}$ , SB	380 $\mu\text{m}$ , PIN
4. Detektor	380 $\mu\text{m}$ , PIN	380 $\mu\text{m}$ , PIN
Teleskop Winkel	147°	209°
Kollimatoröffnung	6.6 $\times$ 6.6 mm <sup>2</sup>	9.0 $\times$ 9.0 mm <sup>2</sup>
Raumwinkel	87 $\mu\text{sr}$	161 $\mu\text{sr}$

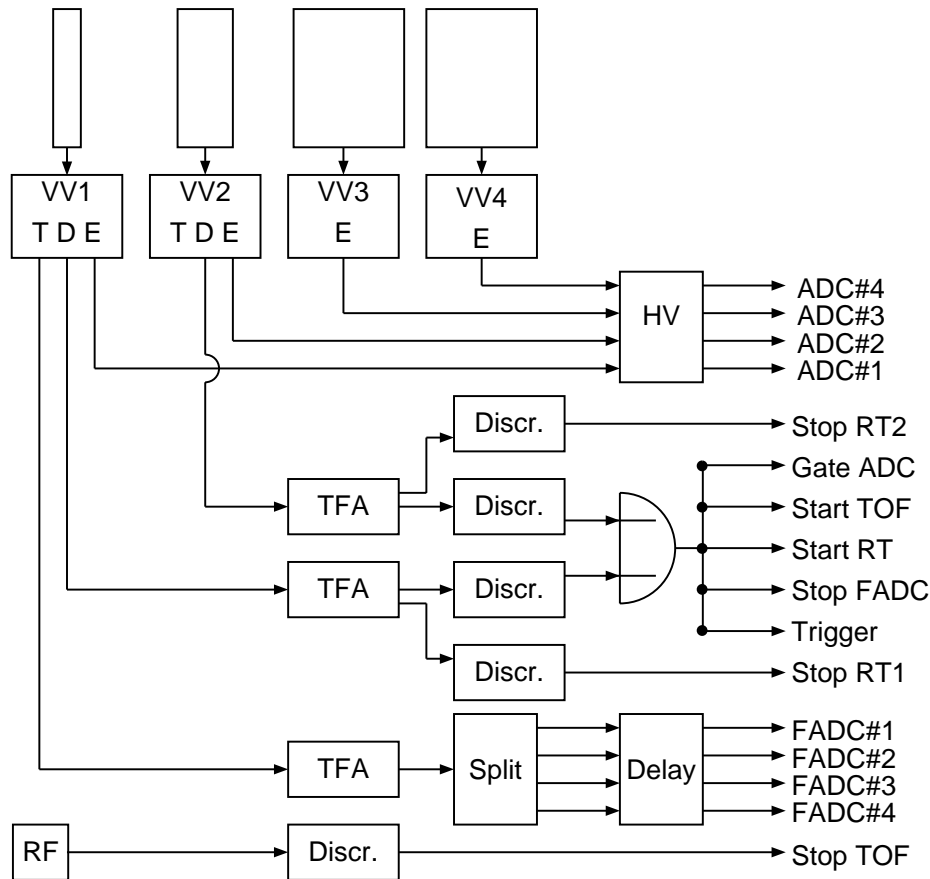
**Tabelle 3.1:** Parameter der hier verwendeten Teleskope. Es sind die Detektordicke und Typ, die Winkel relativ zur Strahlachse und die jeweilige Kollimatoröffnung angegeben.

die Temperatur der Kupferaußenseite und die des Targets zu überwachen.

## 3.2 Elektronik und Datenaufnahme

Ein Blockschaltbild der zur Aufnahme der Teleskopdaten verwendeten Triggerlogik ist in Abb. 3.3 am Beispiel von Teleskop I dargestellt und wird im folgenden erläutert. Das Pulshöhensignal jedes einzelnen Detektors wurde in einen Vorverstärker (VV1-4) geführt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers war ein Spannungssignal, dessen Amplitude der im Pulshöhensignal enthaltenen Ladung und damit der im Detektor deponierte Energie proportional war (E). Dieses Energiesignal gelangte über einen linearen Hauptverstärker (HV) in einen Analog-Digital Wandler (ADC# 1-4) und wurde dort digitalisiert.

Im Falle der ersten beiden Detektoren wurde ein spezieller Vorverstärker (Modell CSTA2 [30]) verwendet, der zusätzlich das differenzierte, schnelle Zeitsignal als Ausgangssignal zur Verfügung stellte (D). Die Differenzierung fand über einen integrierten Analogbaustein (RC Glied) innerhalb des Vorverstärkers statt. Das Signal wurde nach der Differenzierung zehnfach im Vorverstärker verstärkt. Dieses differenzierte Zeitsignal wurde in einem Timing Filter Amplifier (TFA) weiterverstärkt und an zwei analogen Ausgängen, einmal nichtinvertiert, einmal invertiert, zur Verfügung gestellt. Diese analogen Signale der Timing Filter Amplifier wurden über Schwellendiskriminatoren (Discr.) in Zeitsignale umgewandelt. Das logische ODER der nichtinvertierten Zeitsignale diente als Fenster für den ADC, es startete die Flugzeitmessung (TOF) und die Zeitmessung zur Bestimmung der relativen Anstiegszeit (RT) sowie die Datenaufnahme (Trigger). Außerdem diente es als Stoppsignal des weiter unten beschriebenen Flash Analog-Digital Wandlers. Die invertierten Zeitsignale dienten als Stopp der Zeitmessung zur Messung der relativen Anstiegszeit.



**Abb. 3.3:** Schematische Darstellung der verwendeten Elektronik.

Weiterhin wurde für den ersten  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor des Teleskops II das schnelle Zeitsignal (T) des Vorverstärkers nach Verstärkung in einem Timing-Filter Amplifier (TFA) passiv in vier Teilsignale aufgespalten (Split). Diese vier Teilsignale wurden in Kabel delays relativ zueinander um jeweils  $1 \text{ ns}$  zeitlich versetzt und in einem Flash Analog-Digital Wandler (FADC# 1-4) digitalisiert. Die Abtastfrequenz des verwendeten Flash Analog-Digital Wandlers betrug  $250 \text{ MHz}$ , was einem Abstand von  $4 \text{ ns}$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Abtastungen entspricht. Mit der beschriebenen Elektronik konnte somit das schnelle Zeitsignal mit einer Frequenz von  $1 \text{ GHz}$ , d.h. in Abständen von  $1 \text{ ns}$  abgetastet werden. Der Zeitbereich, über den das schnelle Zeitsignal ausgelesen wurde, betrug  $200 \text{ ns}$ . Das vom Beschleuniger stammende Hochfrequenzsignal wurde über einen Schwellendiskriminator (Discr.) in ein periodisches Zeitsignal umgewandelt, welches die Flugzeitmessung stoppte. Die aufgenommenen Flugzeiten sowie die Zeiten zur Messung der relativen Anstiegszeit wurden in einem Zeit Digital Wandler (TDC) digitalisiert. Die Kalibrierung des Zeit Analog-Digital Wandlers und dessen Überprüfung auf Linearität erfolgte mit Hilfe eines Zeitkalibrators.

Während der Messung waren jeweils die beiden ersten Detektoren beider Teleskope triggerberechtigt. Für einzelne Ereignisse wurden folgende Parameter aufgenommen:

- 8 Energiesignale,
- 4 Zeitsignale zur Messung der relativen Anstiegszeit,
- das Zeitsignal der Flugzeitmessung und
- das über einen Zeitbereich von 200 ns in zeitlichen Abständen von 1 ns digitalisierte Zeitsignal des zweiten Detektors des Teleskops I. Die Aufnahme dieses Signals war je nach Teilmessung um einen Faktor 1 bis 100 untersetzt.

Die Datenaufnahme basierte auf einem VME-System [31], das über zwei CPU Boards [32] mit PowerPC Prozessoren [33] ausgelesen wurde. Die ausgelesenen Daten wurden über eine Ethernet Verbindung an einen Dual Pentium PC (500 MHz) gesendet, der unter dem Betriebssystem LINUX arbeitete. Dieser Rechner verarbeitete die ankommenden Daten in der Datenstruktur des Programmpakets `clana` [34] und stellte sie zusätzlich zur Online Analyse zur Verfügung.

### 3.3 Durchführung des Experiments

In der Testmessung zur Bestimmung der Teilchentrennfähigkeit wurden zunächst einzelne Teilchensorten in den verwendeten Teleskopen nachgewiesen. Dadurch war eine eindeutige Zuordnung einer bestimmten Teilchensorte in den später erzeugten Spektren gewährleistet. Um aus dem monoenergetischen Teilchenstrahl ein kontinuierliches Teilchenspektrum zu erzeugen, wurde ein Bleitarget verwendet, an dem die Strahlteilchen elastisch gestreut wurden. Die Massenbelegung betrug  $\rho\Delta x = 448 \text{ mg/cm}^2$  und war ausreichend dick, um den Teilchenstrahl vollständig zu stoppen. Die kinetische Energie rückwärts gestreuter Teilchen beim Austritt aus dem Target war wegen des Energieverlusts nach Gl. (2.2) aufgrund der Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen des Bleitargets abhängig vom Ort im Target, an dem die Streuung am Atomkern stattfand. Die kinetische Energie betrug daher, bis auf kleine Rückstoßkorrekturen, zwischen 0 MeV und der Strahlenergie. Um inelastische Reaktionen, die zur Produktion weiterer Teilchen führen können, stark zu unterdrücken, wurde die Strahlenergie jeweils so gewählt, daß sie unterhalb der Coulombschwelle lag. Die Coulombschwelle  $V_C$  wurde über die Beziehung

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zz}{r_1 + r_2} \quad (3.1)$$

bestimmt. Hier bezeichnen  $Z$  und  $z$  die Ladungen der beteiligten Teilchen und Kerne, sowie  $\epsilon_0$  die allgemeine Dielektrizitätskonstante. Für schwere Kerne existiert die Parametrisierung  $r_1 = r_0 A^{1/3}$ , die eine sehr gute Beschreibung liefert. Für leichte Kerne weicht die Parametrisierung ab, so daß bekannte Radien eingesetzt wurden [35], die in Tab. 3.2 angegeben sind.

Teilchen $x$	$r_2$ (fm)
p	0.85
d	2.00
$^3\text{He}$	1.90
$\alpha$	1.70

**Tabelle 3.2:** Die verwendeten Radien leichter Emissionsteilchen  $x$  [35].

Für den Radiusparameter  $r_0$  wurde die konservative Abschätzung  $r_0 = 1.6$  fm gewählt. Die berechneten Werte für  $V_C$  sind in Tab. 3.3 angegeben.

Neben der Aufnahme von Spektren einzelner Teilchen war auch eine teilchenerzeugende Reaktion von Interesse. Als Targetmaterial wurde  $^{19}\text{F}$  verwendet. Da Fluor nicht selbsttragend herstellbar ist, wurde  $\text{CaF}_2$  als Targetmaterial gewählt. Die Anregungen in  $^{40}\text{Ca}$  wurden hier nicht genauer betrachtet, da die emittierten Teilchen die gleichen wie im Fluor sind, die Separationsschwellen aber höher liegen. Als Projektil dienten Protonen mit einer maximalen Strahlenergie von  $E_0 = 20.0$  MeV und  $^3\text{He}$ -Kerne mit einer maximalen Strahlenergie von  $E_0 = 13.3$  MeV. In Tab. 3.4 sind berechnete  $Q$ -Werte für die dabei auftretenden

Reaktion	Coulombschwelle (MeV)
$^{208}\text{Pb}(\text{p},\text{p})$	11.4
$^{208}\text{Pb}(\text{d},\text{d})$	10.3
$^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, ^3\text{He})$	20.8
$^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha)$	21.1

**Tabelle 3.3:** Berechnete Coulombschwellen in den Reaktionen an  $^{208}\text{Pb}$ .

den Reaktionen aufgelistet. Zunächst wurde mit Hilfe von [10] der Energiegewinn in den durch Beschuß entstehenden Kernen und danach die  $Q$ -Werte bei Emission eines geladenen Teilchens berechnet. Der Energiegewinn für die mit Protonen induzierte Reaktion, bei der zunächst ein  $^{20}\text{Ne}$ -Kern entsteht, beträgt 7.042 MeV. Dieser Betrag muß zu den in  $^{20}\text{Ne}$  berechneten Separationsenergien hinzugefügt werden, da er bei der Fusion von  $^{19}\text{F}$  zu  $^{20}\text{Ne}$  gewonnen wurde. Der Energiegewinn für die mit  $^3\text{He}$ -Kernen induzierte Reaktion, bei der erst ein  $^{22}\text{Na}$ -Kern entsteht,

Reaktion	Q-Wert (MeV)
$^{19}\text{F}(\text{p},\text{d})$	- 14.009
$^{19}\text{F}(\text{p},\text{t})$	- 16.901
$^{19}\text{F}(\text{p},\text{}^3\text{He})$	- 14.122
$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)$	2.312
$^{19}\text{F}(\text{}^3\text{He},\text{p})$	- 1.557
$^{19}\text{F}(\text{}^3\text{He},\text{d})$	- 6.094
$^{19}\text{F}(\text{}^3\text{He},\text{t})$	- 16.701
$^{19}\text{F}(\text{}^3\text{He},\alpha)$	- 3.299

**Tabelle 3.4:** Berechnete Q-Werte der Reaktionen an  $^{19}\text{F}$  nach [10].

beträgt 5.182 MeV. Dieser Betrag muß entsprechend zu den in  $^{22}\text{Na}$  berechneten Separationsenergien hinzugefügt werden, da er bei der Fusion von  $^{19}\text{F}$  zu  $^{22}\text{Na}$  gewonnen wurde. In der Reaktion mit Protonen entstehen also Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen, in der Reaktion mit  $^3\text{He}$ -Kernen entstehen Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen, siehe auch Tab. 3.5.

Die Massenbelegung des  $\text{CaF}_2$ -Targets wurde mit  $\rho\Delta x = 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  möglichst gering gewählt. Zur mechanischen Unterstützung war dieses auf eine Kohlenstoff Folie der Massenbelegung  $24 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  aufgedampft. Der Energieverlust für  $\alpha$ -Teilchen der kinetischen Energie  $E = 2 \text{ MeV}$  betrug damit nach Gl. (2.2)  $\Delta E = 325 \text{ keV}$ , wenn die  $\alpha$ -Teilchen das gesamte Target durchqueren mußten. Die wichtigsten Strahlparameter der Testmessung sind in Tab. 3.5 zusammengefaßt.

Zu Beginn der Testmessungen wurde die Optimierung der elektronischen Schaltung sowie die Wahl der Hochspannung der zur Messung der relativen Anstiegszeit verwendeten Detektoren mit Hilfe der inelastischen Reaktion mit Protonen auf  $\text{CaF}_2$  durchgeführt. Die verwendeten Detektorspannungen  $U$  sind in Tab. 3.6 im Vergleich zu den Spannungen  $U_{min}$ , bei denen das elektrische Feld gerade über die gesamte Detektordicke reicht, angegeben. Zur Strahloptimierung dienten zwei Blenden am Eintritt und in der Mitte der Streukammer. Der Strahl wurde so eingestellt, daß bei minimalem Blendenstrom ein maximaler Strom im Strahlstopp erhalten wurde. Die zweite Blende wurde anschließend durch das Target ersetzt.

Zur Messung der Flugzeiten wurde eine Strahlpulsung mit einer Frequenz von  $f = 13.56 \text{ MHz}$  verwendet. Dieser entspricht ein zeitlicher Abstand aufeinanderfolgender Strahlpulse von  $t_z = 74 \text{ ns}$ , die damit länger als die Flugzeit von  $\alpha$ -Teilchen mit einer kinetischen Energie von  $E = 0.5 \text{ MeV}$  (45 ns) ist.

Reaktion	$E_0$ (MeV)	$I$ (nA)	Teilchensorten im Ausgangskanal
$^{19}\text{F}(\text{p},\text{x})$	20.0	150.0	d, t, $^3\text{He}$ , $\alpha$
$^{19}\text{F}(\text{p},\text{x})$	20.0	180.0	d, t, $^3\text{He}$ , $\alpha$
$^{208}\text{Pb}(\text{p},\text{p})$	10.0	1.8	p
$^{208}\text{Pb}(\text{d},\text{d})$	10.0	2.4	d,(p)
$^{208}\text{Pb}(\alpha,\alpha)$	10.0	100.0	$\alpha$
$^{208}\text{Pb}(\alpha,\alpha)$	10.0	12.0	$\alpha$
$^{208}\text{Pb}(\text{}^3\text{He},\text{}^3\text{He})$	13.3	7.0	$^3\text{He}$
$^{208}\text{Pb}(\text{}^3\text{He},\text{}^3\text{He})$	13.3	6.5	$^3\text{He}$
$^{208}\text{Pb}(\text{}^3\text{He},\text{}^3\text{He})$	13.3	6.5	$^3\text{He}$
$^{19}\text{F}(\text{}^3\text{He},\text{x})$	13.3	15.0	p, d, $\alpha$

**Tabelle 3.5:** Im Experiment verwendete Reaktionen, Teilchenenergien  $E_0$ , Strahlströme  $I$  und im Ausgangskanal beobachtete Teilchensorten.

Zur Durchführung der Testmessungen standen insgesamt fünf Tage zur Verfügung. Vor Beginn und nach Beendigung der Testmessung wurde eine Kalibrierung der Pulshöhenspektren der Halbleiterdetektoren durchgeführt. Dazu wurde die prominente  $\alpha$ -Linie des Isotops  $^{241}\text{Am}$  mit einer Energie von  $E = 5.486$  MeV verwendet. Um den Energieverlust des emittierten  $\alpha$ -Teilchens innerhalb der Quelle gering zu halten, wurden eine offene Quelle verwendet. Ein Pulsgenerator generierte zusätzlich Signale definierter Ladung, die ebenfalls in die Vorverstärker einge-

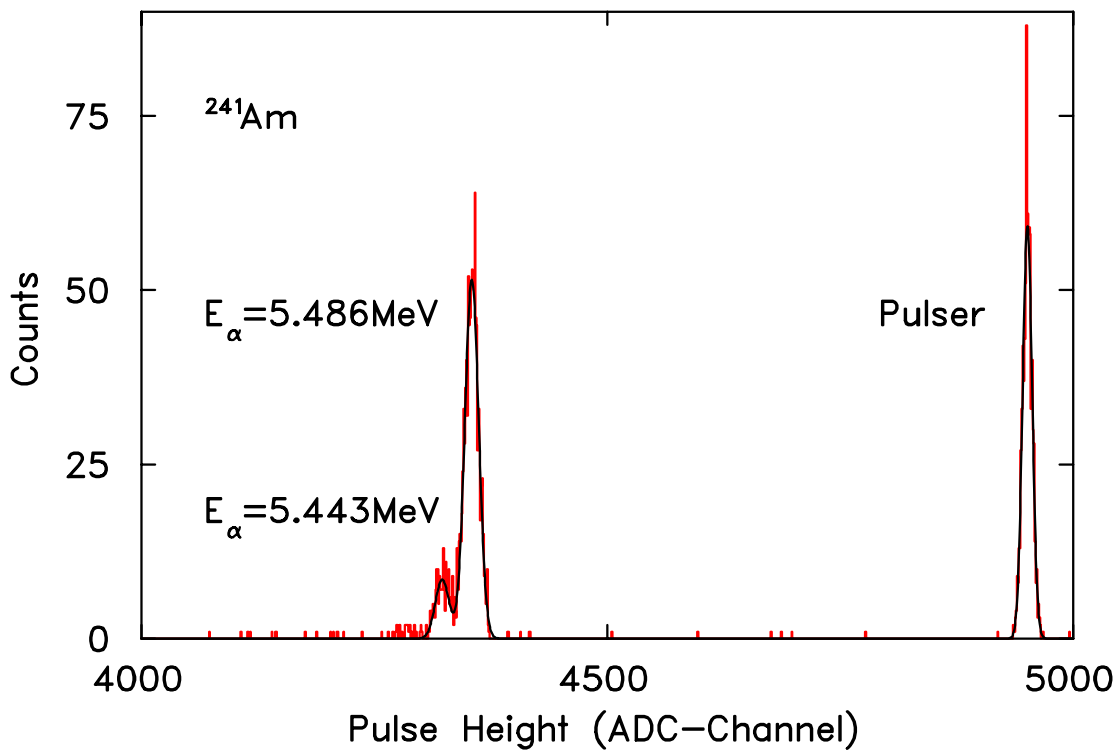
Teleskop Detektor	$U$ (V)	$U_{min}$ (V)
I 1	15	5
I 2	100	80
I 3	400	380
I 4	170	130
II 1	100	80
II 2	400	380
II 3	170	130
II 4	170	130

**Tabelle 3.6:** Die an den Detektoren angelegten Spannungen. Sie sind so gewählt, daß das elektrische Feld in den Detektoren über die gesamte aktive Schicht reicht. Das Feld soll dennoch möglichst gering sein, damit zwar die Sammelzeiten maximal werden, die Zeitauflösung aber noch in einem akzeptablen Rahmen liegt.

speist wurden. Die relative Ladung dieser Pulse konnte um ganzzahlige Faktoren untersetzt werden. Insgesamt wurden neun verschiedene Pulserlinien aufgenommen. Das Ergebnis beider Kalibrierungsmessungen unterschied sich im Rahmen der Unsicherheiten nicht.

### 3.4 Kalibrierung der Pulshöhen

Ein zur Kalibrierung der Detektoren aufgenommenes Pulshöhenspektrum ist in Abb. 3.4 am Beispiel des zweiten Detektors des Teleskops I als Histogramm gezeigt. Zu erkennen sind die prominente  $\alpha$ -Linie sowie eine der schmalen Pul-



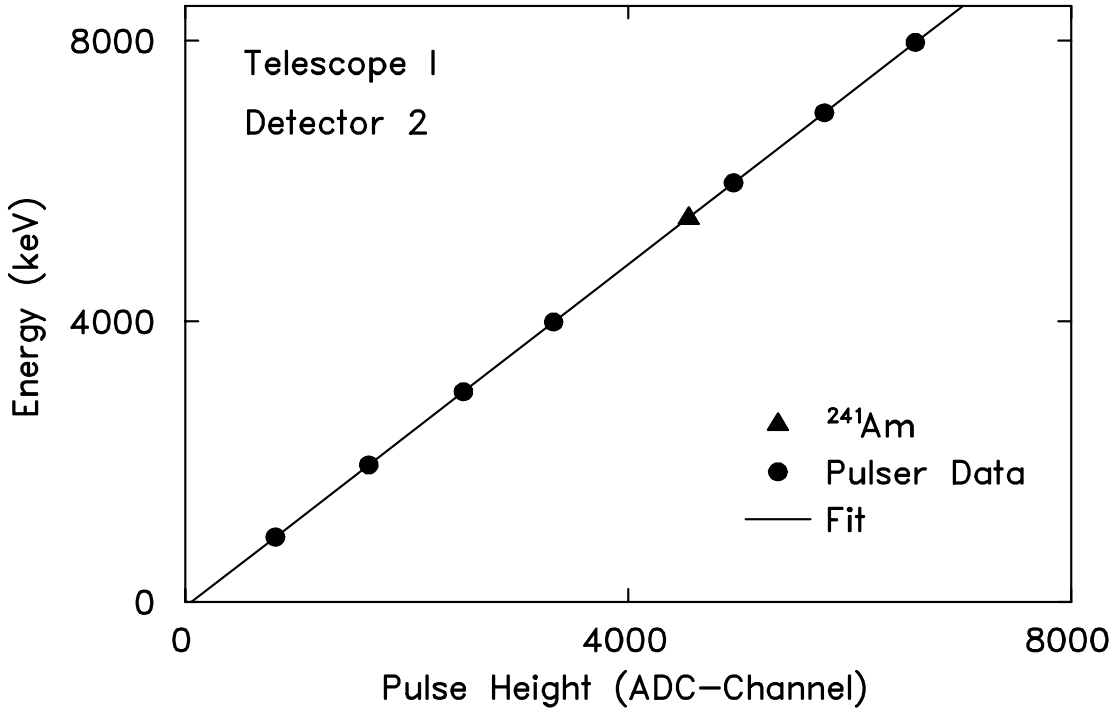
**Abb. 3.4:** Ein Beispiel für die Energie-Kalibrierung: Dargestellt ist das ursprünglich aufgenommene Spektrum für den zweiten Detektor des Teleskops I (I2) (Histogramm) und die Anpassung (durchgezogene Kurve).

serlinien. Zur Bestimmung der Lage einzelner Linien im Pulshöhenspektrum wurde eine Anpassung durch eine Gaußfunktion nach der Methode des kleinsten  $\chi^2$  durchgeführt. Das Ergebnis dieser Anpassung ist ebenfalls in Abb. 3.4 als durchgezogene Kurve eingetragen. Für die Kalibrierung wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der aufgenommenen Pulshöhe, der entsprechenden Kanalnummer  $k$  und der im Detektor deponierten Energie  $E$  angenommen

$$E = b(k - k_0), \quad (3.2)$$

mit dem Offsetparameter  $k_0$  und dem Steigungsparameter  $b$ . Der Offsetparameter wurde durch Extrapolation der Position der Pulserlinien zur Pulshöhe Null bestimmt. Aus der Position und der bekannten Energie der prominenten  $\alpha$ -Linie ergab sich daraufhin der Steigungsparameter. Aus der Breite der  $\alpha$ -Linie ergibt sich eine Energieauflösung von 23.4 keV bei einer Teilchenenergie von 5.468 MeV. Stellvertretend für die anderen Detektoren wurde so die maximal erreichbare Energieauflösung bestimmt.

Das Ergebnis der Kalibrierungsmessung ist in Abb. 3.5 am Beispiel des zweiten Detektors des Teleskops I aufgetragen. Eine Überprüfung der Kalibrierung wur-



**Abb. 3.5:** Ergebnis der Kalibrierung für den gezeigten Detektor (I2): Eingetragen ist die Energie über den entsprechenden Pulshöhen der Pulserlinien (Kreise) sowie die Position der  $\alpha$ -Linie (Dreieck). Die Anpassung ist als durchgezogene Linie dargestellt.

de an Hand der bekannten Endpunktsenergie der verwendeten Teilchenstrahlen durchgeführt. Diese Endpunktsenergie konnte, korrigiert auf die durch Rückstoß und Ionisation im Target deponierten Energie, in beiden Teleskopen bis auf etwa 100 keV reproduziert werden.

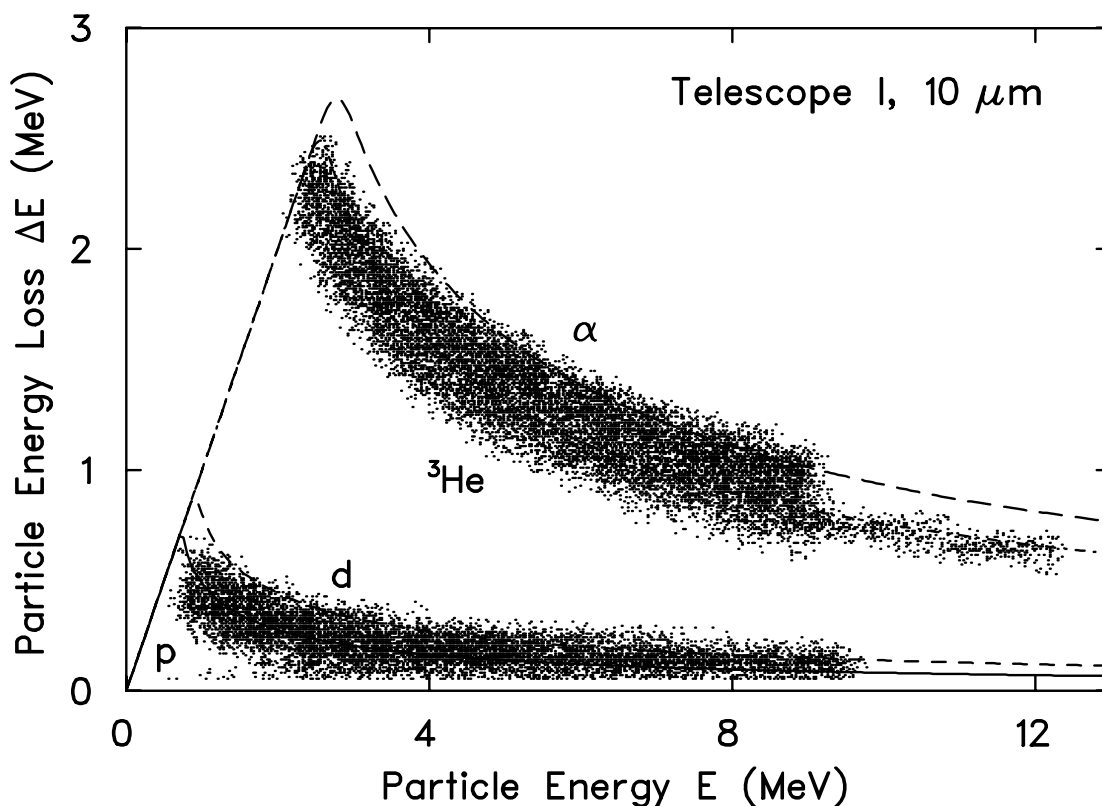


## 4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die während der Testmessung aufgenommenen Teilchenspektren vorgestellt und diskutiert. Es wird gezeigt, bei welchen kinetischen Energien die drei verwendeten Methoden zur Teilchentrennung – die Methode des spezifischen Energieverlusts ( $\Delta E - E$ ), die Methode der Messung der relativen Anstiegszeit und die Flugzeitmethode – geeignet sind.

### 4.1 Methode des spezifischen Energieverlusts

In Abb. 4.1 ist die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse als Funktion des im  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor des Teleskops I aufgenommenen Energieverlusts  $\Delta E$  und der Gesamtenergie  $E$  aufgetragen. Das gezeigte Spektrum ist eine Überlagerung der



**Abb. 4.1:** Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Teleskop I als Funktion des Energieverlusts  $\Delta E$  im  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor 1 und der Gesamtenergie  $E$ , sowie die nach Gl. (2.2) dazugehörigen Berechnungen des Energieverlusts (Kurven). Von oben nach unten sind im Spektrum  $\alpha$ -Teilchen,  $^3\text{He}$ -Kerne, Deuteronen und Protonen zu sehen.

Einzelmessungen für Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen, welche

mit Strahlenergien unterhalb der jeweiligen Coulombschwelle aufgenommen wurden. Zusätzlich sind in Abb. 4.1 die Ergebnisse zum Energieverlust nach Gl. (2.2) als Kurven eingetragen. Die Rechnung stimmt mit der Messung recht gut überein. Die Abweichungen von den Rechnungen bei Energien unterhalb von etwa 1.5 MeV für Protonen und Deuteronen, und etwa 5 MeV für  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen, können durch die Energieauflösung und die erste Totschicht des vorderen Detektors erklärt werden, die in die Rechnungen nicht eingeht.  $\alpha$ -Teilchen mit einer kinetischen Energie  $E$  von 2 MeV verlieren in einer  $0.25 \mu\text{m}$  dicken Aluminiumtotschicht etwa 67 keV, 2 MeV Protonen etwa 7 keV. Besonders die Energie der zweifach geladenen Teilchen wird auch von dünnen Schichten beeinflusst. Aus den Herstellerangaben ist die genaue Dicke der zusätzlichen  $\text{n}^+$ -Silizium Totschicht nicht ersichtlich. Die Abweichung der Messung von der Rechnung beträgt für Protonen mit  $E = 2.5 \text{ MeV}$  etwa 200 keV, für Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen dieser kinetischen Energie etwa 400 keV. Die Auflösung liegt bei dieser Energie zwischen 100 keV für Protonen und 250 keV für  $\alpha$ -Teilchen.

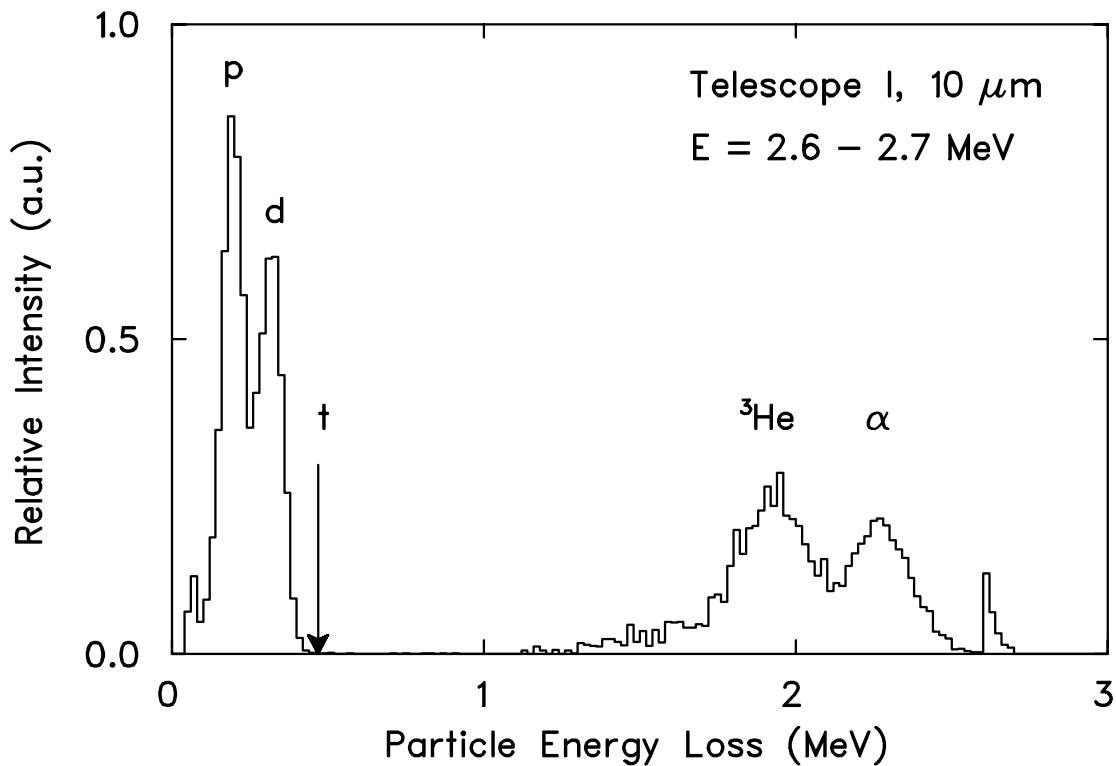
#### 4.1.1 Teilchentrennung

Zur Beurteilung der Teilchentrennfähigkeit wurden zunächst Schnitte im zweidimensionalen  $\Delta E - E$  Spektrum gesetzt. Ein solcher Schnitt ist für das Energieintervall  $E = 2.6 - 2.7 \text{ MeV}$  in Abb. 4.2 gezeigt. Die zu verschiedenen Teilchen gehörenden Ereignisse sind gaußförmig um einen mittleren Wert für den Energieverlust verteilt. Man erkennt eine gute Trennung der vier beobachteten Teilchenarten. Der nach Gl.(2.2) berechnete Energieverlust für in der Testmessung nicht beobachtete Tritonen ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Zur qualitativen Bewertung der Teilchentrennfähigkeit wurde der in [36] vorgeschlagene Wert

$$M = \frac{x_1 - x_2}{FWHM_1 + FWHM_2} \quad (4.1)$$

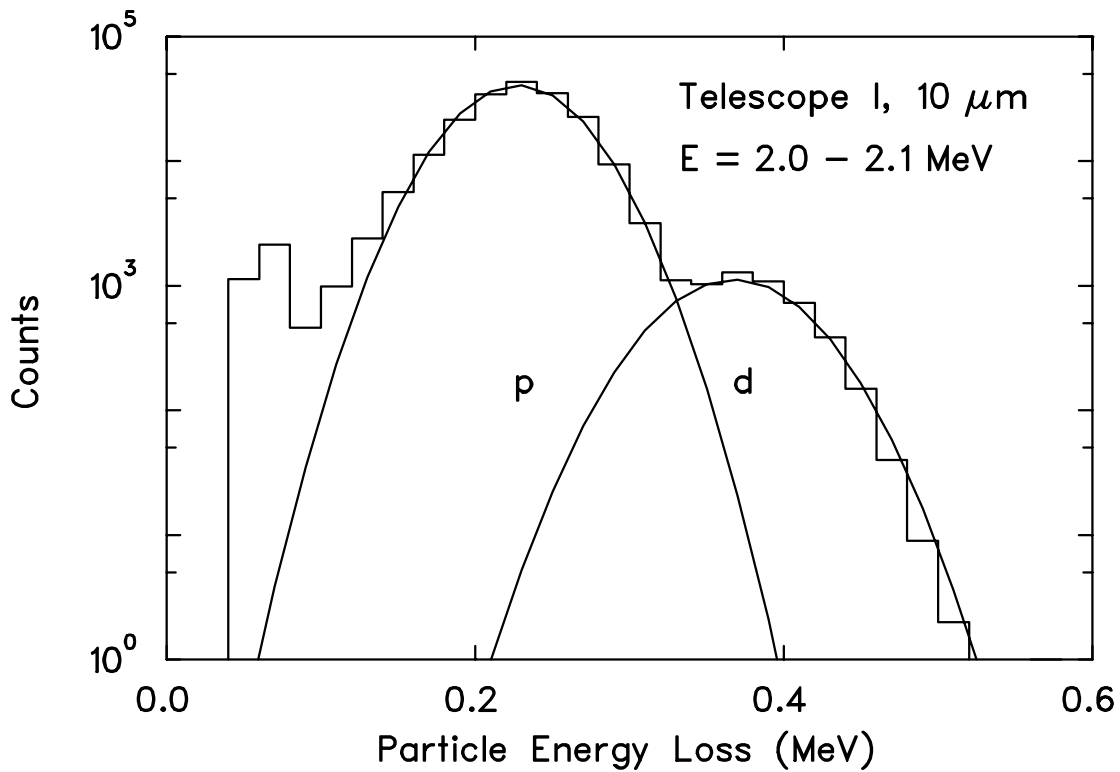
verwendet. Er ist nur vom Abstand der Schwerpunkte  $x_{1,2}$  und der Summe der vollen Halbwertsbreiten  $FWHM$  beider Gaußfunktionen abhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Teilchenverteilungen als getrennt betrachtet, wenn der entsprechende Wert für  $M > 0.50$  war. Der in Abb. 4.2 ermittelte Wert für die Trennung von Protonen und Deuteronen beträgt  $M = 0.68$ , bzw. für die Trennung von  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen  $M = 0.66$ .

Der in Gl. (4.1) definierte Wert von  $M$  ist unabhängig von den Amplituden der betrachteten Gaußfunktionen. Daher wurde die Trennfähigkeit für gleiche Intensitäten skalierten Gaußfunktionen überprüft. Im geplanten  $^{12}\text{C}$  Experiment werden allerdings sehr unterschiedliche Zählraten, besonders für Protonen im Vergleich zu allen anderen geladenen Teilchen, erwartet. Die Trennung der Deuteronen von den benachbarten und sehr intensiven Protonen wird besonders schwierig.



**Abb. 4.2:** Energieverlust  $\Delta E$  verschiedener geladener Teilchen im ersten  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor 1 von Teleskop I im Energieintervall  $E = 2.6 - 2.7 \text{ MeV}$ . Von links nach rechts sind Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen zu sehen. Die Anzahl der Ereignisse für verschiedene Teilchen wurde so skaliert, daß sich gleiche Intensitäten ergaben. Die berechnete Position von Tritonen ist durch einen Pfeil markiert.

Daher wurden zur weiteren Beurteilung der Trennfähigkeit die aufgenommenen Verteilungen so skaliert, daß deren Intensitäten den in Kap. 2 berechneten entsprachen. In Abb. 4.3 ist ein solches skaliertes Spektrum für Protonen und die im Energieverlustspektrum am nächsten benachbarten Deuteronen für den Energiebereich  $E = 2.0 - 2.1 \text{ MeV}$  gezeigt. Am linken Rand des Spektrums ist die Projektion der Teilchen, die  $10 \mu\text{m}$  Silizium noch nicht durchdrungen haben, zu sehen, rechts davon befinden sich die Protonen- und Deuteronenverteilung. Die Intensität der Protonen ist hier um einen Faktor 28 größer als die der Deuteronen. Ausgehend von etwa gleichen Intensitäten für die beiden Teilchen wurde die Verteilung der Protonen nach oben skaliert. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen durch Gaußfunktionen. Die Statistik der Protonen beträgt etwa 168000 Ereignisse bei einer Halbwertsbreite von etwa 46 keV, die Halbwertsbreite der Deuteronen beträgt etwa 61 keV. Die Fehler wurden nicht eingetragen, da sie bei der gezeigten Statistik sehr klein ausfallen. Auch bei diesem sehr unterschiedlichen Intensitätsverhältnis ist eine Trennung beider Teilchenarten möglich.



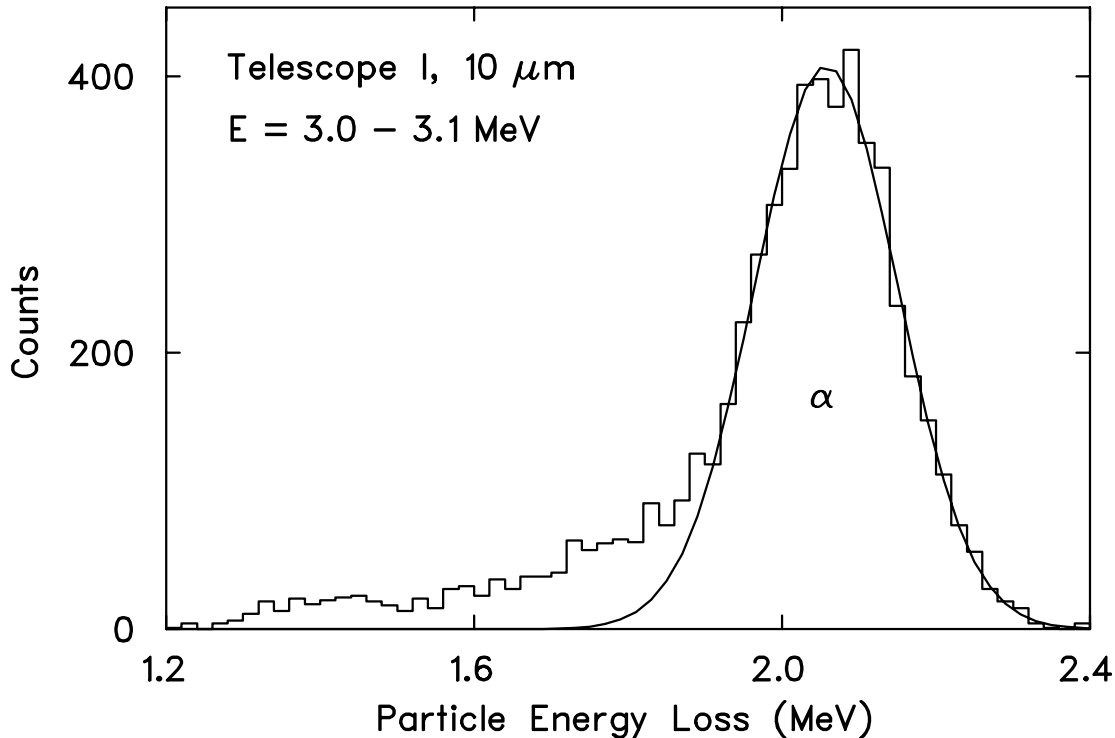
**Abb. 4.3:** Energieverlust  $\Delta E$  von Protonen und Deuteronen im ersten  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor 1 des Teleskops I (Histogramm) im Energieintervall  $E = 2.0 - 2.1$  MeV. An die Verteilungen wurden Gaußfunktionen angepaßt (durchgezogene Kurven). Die Anzahl der Protonen wurde so nach oben skaliert, daß sich die Intensitäten wie 28:1 verhalten.

Der Wert für  $M$  beträgt 0.74. Andere geladene Teilchen sind im Energieverlust-Spektrum ebenfalls von den Protonen getrennt, die Werte für  $M$  sind größer als der Wert für die Trennung zwischen Protonen und Deuteronen.

Tritonen wurden in den durchgeführten Testmessungen nicht beobachtet. Der Energieverlust nach Gl. (2.2) verhält sich für Protonen, Deuteronen und Tritonen aufgrund ihrer Massen wie 1:2:3. Danach ist für die Trennung der Tritonen von Deuteronen eine ähnliche Trennfähigkeit wie zwischen Deuteronen und Protonen zu erwarten. Zwischen Deuteronen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen besteht im Energieverlustspektrum eine so große Lücke, daß eine gute Trennung der Tritonen gegenüber  ${}^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen zu erwarten ist.

Bewegen sich geladene Teilchen im Halbleiter parallel zur Kristallachse, so ist deren spezifischer Energieverlust geringer als nach Gl. (2.2). Dieser Effekt wird Channeling genannt. Um den Effekt zu vermeiden, werden Halbleiterdetektoren in Fällen, in denen Channeling ausgeschlossen werden soll, so gefertigt, daß die Oberflächennormale um  $7^\circ$  bis  $11^\circ$  gegen die Kristallachse geneigt ist. Dies war im

Falle des mit  $10\ \mu\text{m}$  extrem dünnen Halbleiters aus fertigungstechnischen Gründen nicht gegeben. Um den möglichen Beitrag aus dem Channeling-Effekt zu untersuchen, wurde ein geringfügig gekippter  $11\ \mu\text{m}$  Detektor in zwei elastischen und einer inelastischen  $^3\text{He}$ -Messung verwendet. Der ursprünglich eingesetzte  $10\ \mu\text{m}$  dicke Detektor konnte im verwendeten Versuchsaufbau nicht verkippt werden. In



**Abb. 4.4:** Energieverlust  $\Delta E$  von  $\alpha$ -Teilchen im ersten  $10\ \mu\text{m}$  dicken Detektor 1 des Teleskops I (Histogramm) im Energieintervall  $E = 3.0 - 3.1\ \text{MeV}$  und die Anpassung durch eine Gaußfunktion (durchgezogene Kurve). Die Abweichung von der Gaußverteilung zu geringeren Energien hin beträgt etwa 16 %.

Abb. 4.4 ist der Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen der kinetischen Energie  $E = 3.0 - 3.1\ \text{MeV}$  im  $10\ \mu\text{m}$  dünnen Detektor des Teleskops I gezeigt. Es treten Ereignisse auf, die von der erwarteten Gaußverteilung abweichen. Etwa 16 % aller Ereignisse befinden sich bei niedrigeren Energieverlusten. Der Effekt trat in drei voneinander unabhängigen Messungen auf, im Rahmen dieser Testmessungen sowohl beim nicht gekippten, als auch beim gekippten  $10$ , bzw  $11\ \mu\text{m}$  Detektor. Dies legt den Schluß nahe, daß Channeling nicht die Ursache für die beobachteten Teilchen mit niedrigem Energieverlust sein kann. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Strahlachse mit einer der Kristallachsen um einen für Channeling notwendigen Wert von besser als  $0.5^\circ$  zusammenfällt, ist zu gering.

Der auftretende Effekt der geringen Energieverlusts kann über das niedrige, angelegte elektrische Feld erklärt werden. Die vom Teilchen erzeugten Ladungsträger

diffundieren nur langsam in Richtung der Elektroden, so daß ein Teil rekombinieren kann. Da die Höhe des Signals von der Anzahl der Ladungsträger abhängt, erscheint es, als würden Teilchen mit niedriger Energie und niedrigem Energieverlust detektiert. Dies widerspricht Gl. (2.2). Die Abweichungen der Messung von der Rechnung bei niedrigen Teilchenenergien in Abb. 4.1 lassen sich ebenfalls durch den beobachteten Effekt erklären, der bei höheren Energien geringer wird, da mehr Ladungsträger erzeugt werden und der rekombinierende Anteil gering gegen die Gesamtzahl der Elektron-Loch-Paare ist. Durch Anlegen einer höheren Spannung wird der Effekt auch bei geringen Teilchenenergien vermieden.

In Tab. 4.1 ist angegeben, bei welchen kinetischen Energien sich in der Testmessung beobachtete, benachbarte geladene Teilchen nach der Methode des spezifischen Energieverlusts trennen lassen. Es wird nur die Trennung zweier im Spektrum energetisch nebeneinanderliegender Teilchen angegeben, da für diese die Trennung am schwierigsten ist. Dies bedeutet, die Trennung von den anderen Teilchen umfaßt sogar einen größeren Energiebereich. Protonen und Deuteronen lassen sich aufgrund ihrer hohen Energie nicht nur mit dem 10  $\mu\text{m}$ , sondern auch mit dem 250  $\mu\text{m}$  dicken Detektor als  $\Delta E$  Detektor in zwei Energieintervallen trennen.

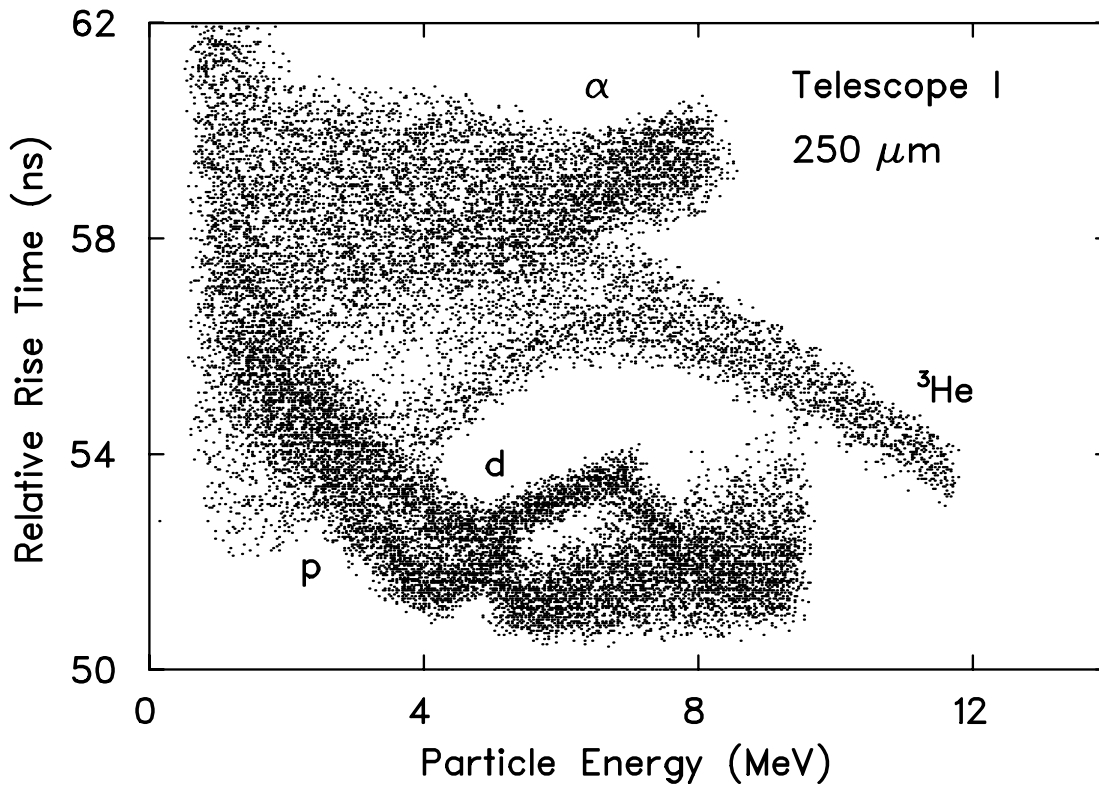
Teilchen $x$	E (MeV)
p, d	0.9 - 4.9
	5.5 - 8.0
d, $^3\text{He}$	1.0 - 8.0
$^3\text{He}$ , $\alpha$	2.6 - 7.2

**Tabelle 4.1:** Energiebereiche, in denen zwei benachbarte Teilchen über Messung des Energieverlusts im 10  $\mu\text{m}$  und 250  $\mu\text{m}$  dicken Detektor des Teleskops I voneinander getrennt werden können. Die Energielücke für Protonen und Deuteronen resultiert aus den hier verwendeten Detektordicken.

## 4.2 Methode der relativen Anstiegszeit

Die Häufigkeitsverteilung von Ereignissen im 250  $\mu\text{m}$  dicken Detektor 2 des Teleskops I (I2) ist in Abb. 4.5 als Funktion der relativen Anstiegszeit und der Gesamtenergie aufgetragen. Das gezeigte Spektrum ist wiederum eine Überlagerung von unabhängigen Einzelspektren der Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen.

Die beste Trennung wurde im 250  $\mu\text{m}$  dicken Detektor 2 des Teleskops I ohne Berücksichtigung des 10  $\mu\text{m}$  dicken Detektors 1 erreicht. Der Energieverlust der



**Abb. 4.5:** Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Teleskop I als Funktion der relativen Anstiegszeit im  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor 2 und der Gesamtenergie  $E$ . Von oben nach unten sind  $\alpha$ -Teilchen,  ${}^3\text{He}$ -Kerne, Deuteronen und Protonen zu sehen. Die beste Trennung wird mit Teleskop I ohne Berücksichtigung des  $10 \mu\text{m}$  Detektors erreicht. Aufgetragen ist die relative Anstiegszeit des zweiten Detektors des teleskops I über der summierten Energie des zweiten, dritten und vierten Detektors.

zweifach geladenen Teilchen wird damit im  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor nicht berücksichtigt, was dazu führt, daß alle vier Teilchenbögen bei der gleichen Energie beginnen. Somit wird die Trennbarkeit im Vergleich zu der Trennbarkeit mit dem  $10 \mu\text{m}$  dicken Detektor 1 zu einer etwa 0.5 bis 1 MeV niedrigeren Teilchenenergie verschoben.

Die Minima in den relativen Anstiegszeiten für Protonen bei etwa 4.2 MeV und Deuteronen bei etwa 5.2 MeV werden durch die bereits angesprochene unterschiedlichen Sammelzeiten für Elektronen und Löcher verursacht: Hier ist das Teilchen so tief in den Detektor eingedrungen, daß das Verhältnis der Wegstrecken für Elektronen und Löcher zu den Elektroden etwa 3:1 beträgt, so daß Elektronen und Löcher etwa zur gleichen Zeit an den jeweiligen Elektroden eintreffen, was sich im Spektrum als Minimum in der Anstiegszeit bemerkbar macht. Protonen und Deuteronen zeigen bei einer Energie  $E = 5.3$  bzw.  $7.2$  MeV jeweils einen

Knick. Bei diesen Energien durchdringen die Teilchen gerade den  $250\ \mu\text{m}$  dicken Detektor. Das Maximum der Bragg Kurve liegt damit nicht mehr in diesem Detektor. Bei höheren Energien werden die Teilchen erst in einem der folgenden Detektoren gestoppt. Das eigentliche Signal zur Messung der relativen Anstiegszeit geht damit verloren. Die Teilchenbögen für Protonen und Deuteronen sind dennoch bis etwa  $7.0\ \text{MeV}$  voneinander getrennt, bevor sie zusammenlaufen.

Im  ${}^3\text{He}$ -Bogen ist eine Doppelstruktur zu erkennen. Dies ist für den  $\alpha$ -Bogen ebenfalls der Fall, allerdings sieht man die Doppelstruktur der  $\alpha$ -Teilchen erst in der Projektion auf die Energieverlustachse. Die Doppelstrukturen noch unverstanden.

#### 4.2.1 Teilchentrennung

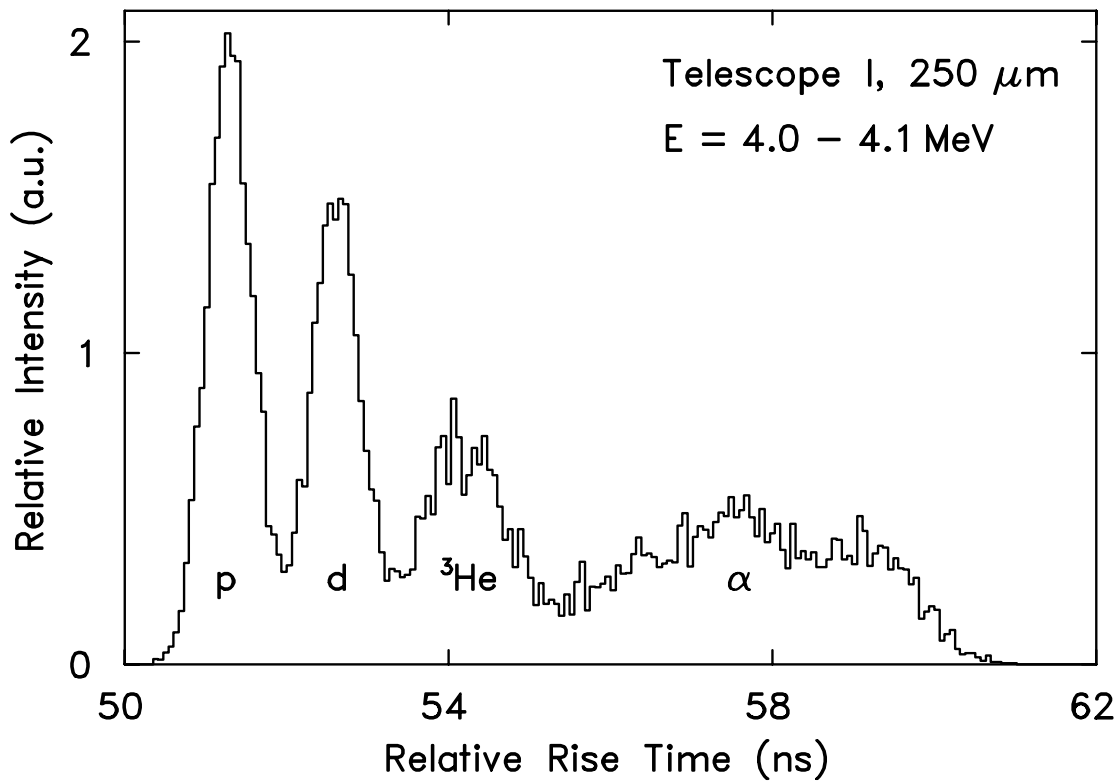
Bei Teilchenenergien  $E < 2.5\ \text{MeV}$  führt die begrenzte Statistik an erzeugten Elektronen-Loch Paaren zu starken Schwankungen in der gemessenen relativen Anstiegszeit. Eine Teilchentrennung ist hier nicht möglich. Oberhalb von  $2.5\ \text{MeV}$  können  $\alpha$ -Teilchen von den anderen Teilchen unterschieden werden. Protonen und Deuteronen können ab etwa  $3.5\ \text{MeV}$  Teilchenenergie unterschieden werden, ab etwa  $4.0\ \text{MeV}$  lassen sich auch  ${}^3\text{He}$ -Kerne trennen. Bei  $4\ \text{MeV}$  sind alle vier Teilchensorten voneinander getrennt. Einen entsprechenden Schnitt zeigt Abb. 4.6. In der Projektion ist neben den Teilchenverteilungen auch die Doppelstruktur zu sehen. Die Werte für die in Gl. (4.1) definierte Größe  $M$  liegen zwischen  $0.9$  und  $1.2$ . Für die Protonen der Energie  $E = 5\ \text{MeV}$  beträgt die Zeitauflösung im Spektrum der relativen Anstiegszeit  $0.5\ \text{ns}$ , für  $\alpha$ -Teilchen der Energie  $E = 4\ \text{MeV}$  lediglich  $2.0\ \text{ns}$ .

Bei einer kinetischen Teilchenenergie von  $E$  etwa  $5\ \text{MeV}$  durchdringen die Protonen den  $250\ \mu\text{m}$  Detektor, so daß im Spektrum ein Knick und ein Abfall zu kurzen relativen Anstiegszeiten hin auftritt. Etwa bei der gleichen kinetischen Energie besitzen die Deuteronen im  $250\ \mu\text{m}$  dicken Detektor ihr Minimum in der relativen Anstiegszeit, so daß die beiden Teilchenbögen hier zusammenlaufen und eine Trennung nicht möglich ist. Der resultierende Wert der in Gl. (4.1) definierten Größe  $M$  ist an dieser Stelle kleiner als  $0.5$ .

Der mögliche Verlauf nicht beobachteter Tritonen kann anhand der anderen geladenen Teilchen abgeschätzt werden. Diese lägen oberhalb der Deuteronen zu größeren relativen Anstiegszeiten hin und unterhalb der  ${}^3\text{He}$ -Kerne. Eine Trennung von Tritonen gegenüber anderen geladenen Teilchen ist zu erwarten. Allerdings sollte sich die Trennbarkeit zu höheren Energien hin verschieben. Die Güte der Trennung zwischen Protonen und Deuteronen sowie zwischen  $\alpha$ -Teilchen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen sollte nicht beeinflußt werden.

In Tab. 4.2 ist angegeben, bei welchen kinetischen Energien sich die in der Testmessung beobachteten geladenen Teilchen durch Messung der relativen Anstiegs-





**Abb. 4.6:** Schnitt im Spektrum der relativen Anstiegszeit bei der kinetischen Teilchenenergie  $E = 4$  MeV. Die Teilchen wurden ausgehend von den  $^3\text{He}$ -Kernen auf die gleiche Intensität nach unten skaliert. Die Teilchen sind alle gut voneinander getrennt.

zeit trennen lassen. Prinzipiell ist dies bis zu der Energie möglich, bei der das Teilchen den gesamten Detektor durchdringt, allerdings existieren in dieser Testmessung nur Daten bis zu Teilchenenergien von etwa 8 bis etwa 12 MeV.

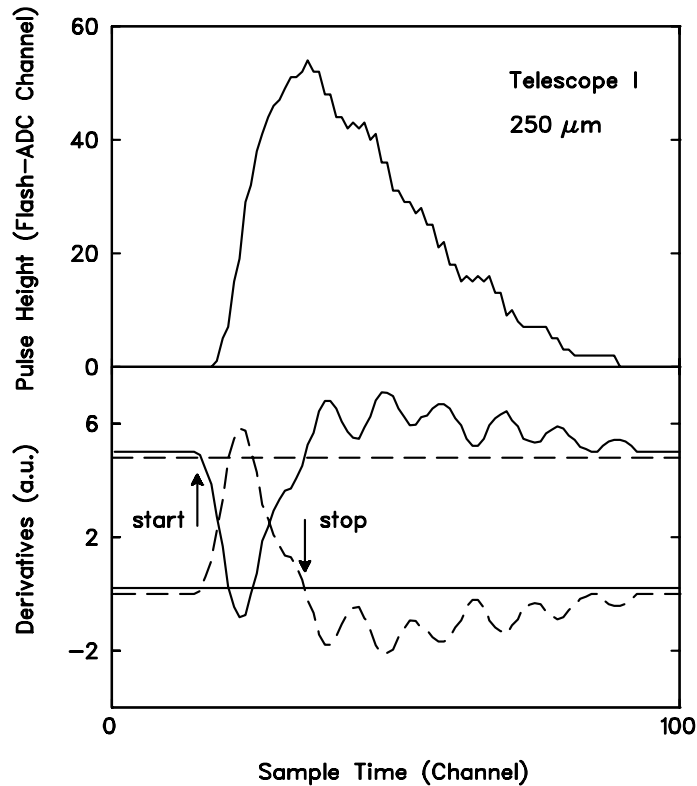
Teilchen $x$	$E$ (MeV)
p, d	3.0 - 5.1
d, $^3\text{He}$	5.3 - 7.4
$^3\text{He}$ , $\alpha$	3.8 - 8.0

**Tabelle 4.2:** Energiebereiche, in denen zwei benachbarte Teilchen durch Messung der relativen Anstiegszeit in einem  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor voneinander getrennt werden können.

### 4.3 Auswertung der Flash ADCs

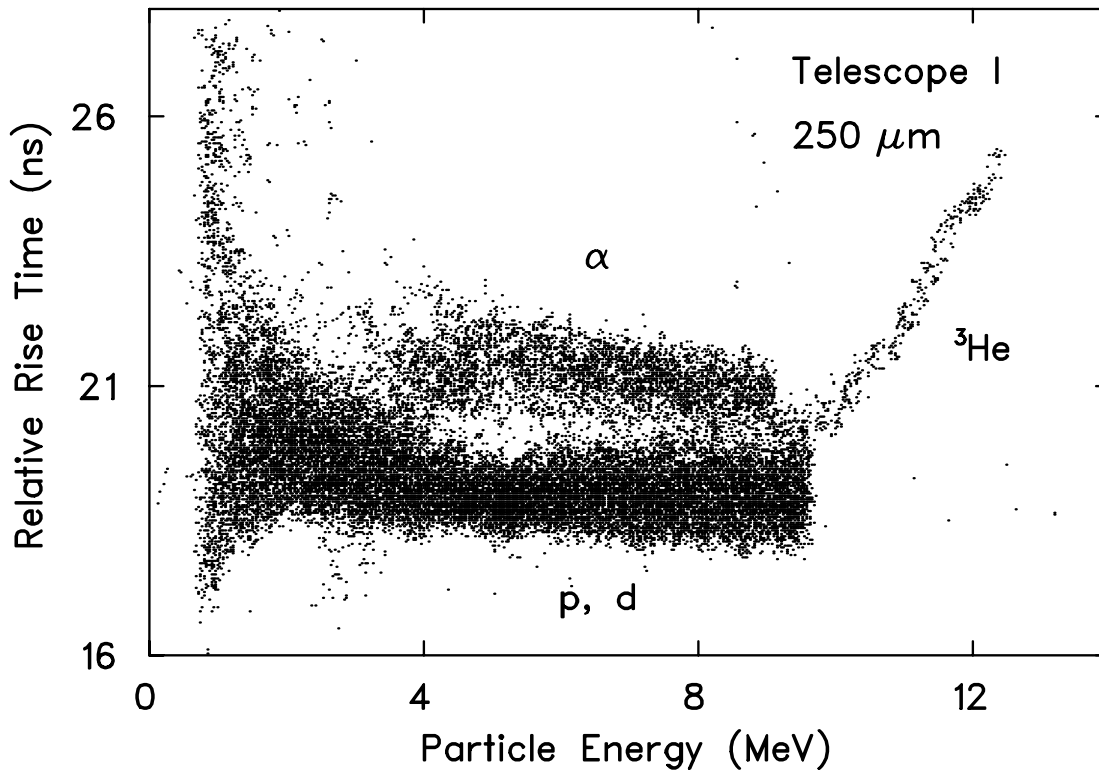
Der zeitliche Verlauf eines mit den eingesetzten Flash ADCs aufgenommenen Pulses im  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor 2 des Teleskops I ist im oberen Teilbild von Abb. 4.7 gezeigt. Ein Flash ADC tastet eine Pulsform in sehr kurzen Zeitabständen ab, so daß aus den Daten der zeitliche Verlauf der Pulshöhe zusammengesetzt werden kann. Übliche Abtastraten liegen zwischen 50 und 200 MHz.

Aus der Differenz zweier aufeinanderfolgender Datenpunkte ergab sich das differenzierte Signal, welches im unteren Teilbild zusammen mit dem differenzierten und anschließend invertierten Signal dargestellt ist. Als Start und Stopp zur



**Abb. 4.7:** Zeitlicher Verlauf eines mit den Flash ADCs aufgenommenen Pulses im  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor 2 von Teleskop I (oberes Teilbild) und differenziertes (durchgezogene Kurve) sowie differenziertes und anschließend invertiertes Signal (gestrichelte Kurve) (unteres Teilbild). Ebenfalls eingezeichnet sind die Start- und Stopp-Schwelle. Die Pfeile markieren den Zeitpunkt für Beginn und Ende der Messung der Pulsanstiegszeit.

Bestimmung der relativen Anstiegszeit diente der Zeitpunkt, an dem das differenzierte, sowie das differenzierte und anschließend invertierte Signal jeweils 2% ihrer negativen Amplitude erreichten. Aus der Zusammensetzung der Signale, die aus den Flash ADC Daten gewonnen wurden, und deren Ableitung erhaltenen



**Abb. 4.8:** Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Teleskop I als Funktion der über die Flash ADCs bestimmten relativen Anstiegszeit im  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor 2 und der Gesamtenergie  $E$ .

Anstiegszeiten wurden in Spektren konvertiert und die Auflösung der Messung überprüft. Die grobe Struktur der Spektren kann auch in der Auswertung der Flash ADC Daten gefunden werden, wie in Abb. 4.8 gezeigt ist. Zu sehen ist das Spektrum der relativen Anstiegszeit in Teleskop I. Im Unterschied zu dem bereits gezeigten Spektrum der relativen Anstiegszeit ist hier auch der erste  $10 \mu\text{m}$  dicke Detektor berücksichtigt. Dadurch werden allerdings nur die  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen zu höheren Energien verschoben, die grobe Struktur der Spektrens bleibt erhalten.

Zu sehen sind die Protonen und Deutronen, die nicht getrennt werden können. Die Verteilung der  $^3\text{He}$ -Kerne setzt sich aufgrund der höheren verwendeten Strahlenergie von  $13.3 \text{ MeV}$  gegenüber den anderen Teilchen auch bei Energien oberhalb von  $10 \text{ MeV}$  fort. Oberhalb von  $4 \text{ MeV}$  liegen Ereignisse der  $\alpha$ -Teilchen auf einem separaten Ast. Im Vergleich zu der beschriebenen Methoden der relativen Anstiegszeit eignet sich die Auswertung über Flash ADCs dennoch so nicht zur Teilchentrennung, da die zeitliche Auflösung noch zu gering ist.

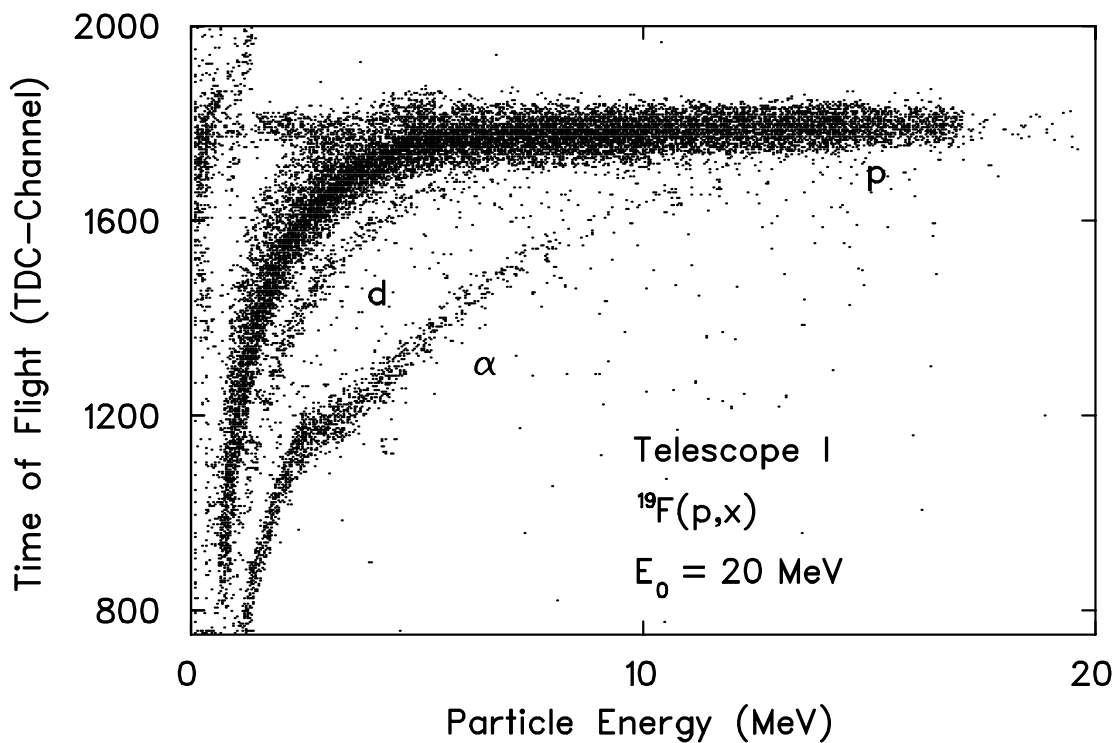
Eine Standardmethode zur Teilchentrennung über Flash ADCs ist, den zusammengesetzten Puls durch eine Gaußfunktion anzupassen und anschließend mit

bekannten Musterpulsen der zu trennenden Teilchen zu vergleichen. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht getestet.

## 4.4 Flugzeitmethode

### 4.4.1 Flugzeitspektrum

Die Häufigkeitsverteilung von Ereignissen in Teleskop I aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p,x=d,t,^3\text{He},\alpha)$  ist in Abb. 4.9 als Funktion der Flugzeit und der kinetischen Energie aufgetragen. Zu erkennen sind von oben nach unten die Verteilungen der Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen. Da die Flugzeitmessung mit dem Ereignis in einem der Teleskope gestartet und vom Hochfrequenzsignal des Beschleunigers gestoppt wurde, ist die physikalische Flugzeit auf einer inversen Skala aufgetragen. Kurze Flugzeiten liegen somit bei hohen Kanalnummern und nehmen mit niedrigen Kanalnummern zu. Die Flugzeiten werden mit steigender Teilchenenergie kleiner und unterscheiden sich für verschiedene Teilchen immer geringfügiger. Bei gleicher Teilchenenergie besitzen die Protonen als leichteste Teilchen die geringste



**Abb. 4.9:** Häufigkeitsverteilung von Ereignissen in Teleskop I aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p,x=d,t,^3\text{He},\alpha)$  als Funktion der Flugzeit und der kinetischen Energie. Zu sehen von oben nach unten Ereignisse elastisch gestreuter Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen.

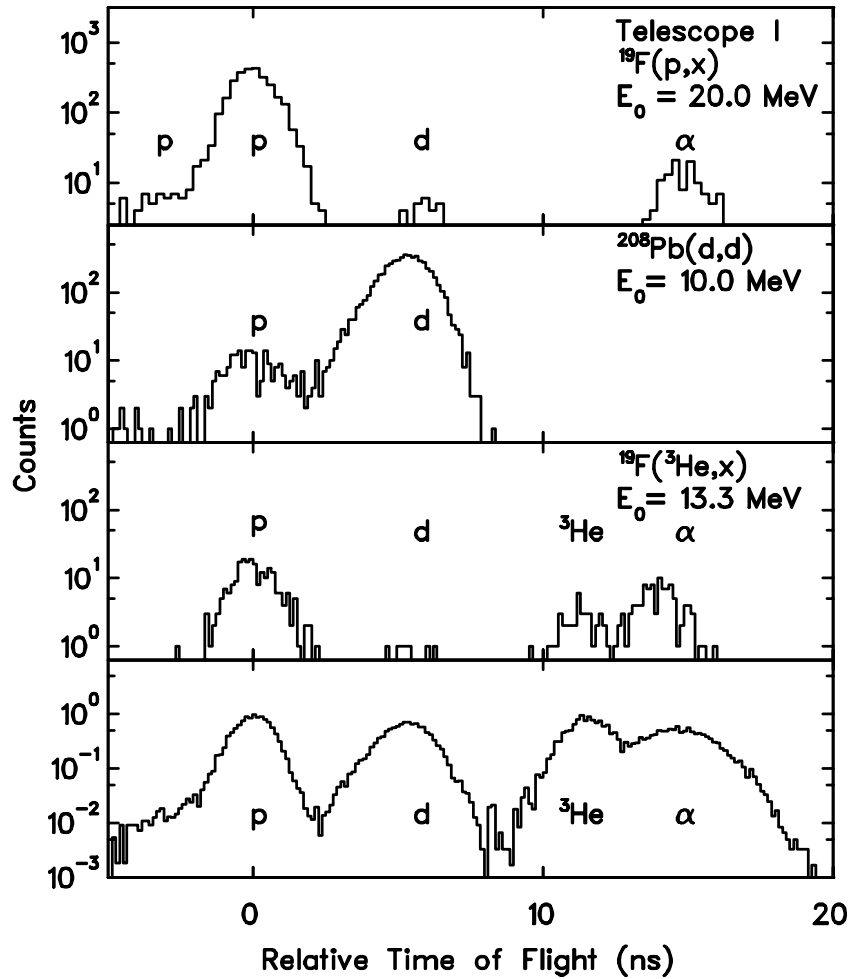
Flugzeit.

Es treten in den Teilchenbögen Knicke auf, beispielsweise für  $\alpha$ -Teilchen bei einer Energie  $E = 2.6$  MeV. Bei dieser Energie durchstoßen  $\alpha$ -Teilchen gerade den ersten,  $10 \mu\text{m}$  dünnen Detektor und werden im zweiten,  $250 \mu\text{m}$  dicken Detektor gestoppt. Wie bereits weiter oben diskutiert, ändert sich bei diesen Durchstoßenergien das Zeitsignal der Messung der relativen Anstiegszeit, welches auch die Flugzeitmessung startete. Der  $250 \mu\text{m}$  dicke Detektor wird von Protonen bei einer Energie von  $E = 5.2$  MeV durchstoßen, von Deuteronen bei  $E = 7.2$  MeV. Das Abknicken der Deuteronen bei  $7.2$  MeV ist nicht zu erkennen, da dieser ab etwa  $6$  MeV von der sehr viel intensiveren Verteilung der Protonen überdeckt wird.

Bei niedrigen Energien treten Untergrundereignisse auf, die kurzen Flugzeiten zugeordnet werden. Es handelt sich hierbei vermutlich um Protonen hoher Energie, die unmittelbar vor dem Detektor einen großen Bruchteil ihrer Energie verloren haben. Dieser Energieverlust kann beispielsweise durch Streuung von Protonen an den Kollimatoren der Teleskope verursacht werden. Da die Kollimatoren sich nur etwa  $0.5$  cm vor dem ersten triggerberechtigten Detektor befanden, ändert sich trotz des deutlichen Energieverlusts die aufgenommene Flugzeit nur geringfügig. Ab etwa  $10$  MeV Teilchenenergie nimmt die gemessene Protonenflugzeit nicht weiter mit steigender Energie ab, sondern bleibt nahezu konstant. Die Ursache hierfür ist die Amplitudenabhängigkeit des vom Diskriminator gelieferten Zeitsignals (Walk), welches die Flugzeitmessung startete. Bei kinetischen Energien  $E > 10$  MeV werden Protonen erst in den Detektoren 3 und 4 gestoppt. In den triggerberechtigten Detektoren 1 und 2 wird mit steigender Gesamtenergie immer weniger Energie deponiert, was zu immer kleineren Signalamplituden führt. Damit wird die im Diskriminator gesetzte Schwelle erst zu einem etwas späteren Zeitpunkt überschritten, die Flugzeitmessung damit entsprechend später gestartet. Dies kompensiert gerade die nach Gl. (2.3) abnehmende physikalische Flugzeit. Bei niedrigen Energien beeinflusst die Anstiegszeit auch die gemessene Flugzeit, wenn ein Teilchen aufgrund von Energie, Ladung und Masse weiter hinten im Detektor gestoppt wird, und sich damit die Sammelzeit so verkürzt, daß das Teilchen früher im Detektor eingetroffen zu sein scheint als ein Teilchen mit gleicher Energie, aber anderer Ladung oder Masse. Die gemessene Flugzeit ist somit länger.

Die mit hoher Statistik vermessenen Flugzeitspektren der Einzelmessungen ließen sich zunächst nicht direkt überlagern. Der Grund hierfür ist die willkürliche Zeitbeziehung zwischen dem Hochfrequenzsignal des Beschleunigers, welches die Flugzeitmessung stoppte, und dem Auftreffen des Strahlteilchens auf das Target. Diese Phasenbeziehung ist bestimmt durch die Durchgangszeit des Strahlteilchens vom Chopper bis zum Target und hängt damit von der Strahlenergie und der Teilchensorte ab. Mit Hilfe der inelastischen Reaktionen  $^{19}\text{F}(p,x)$  und  $^{19}\text{F}(^3\text{He},x)$ , bei denen neben dem Strahlteilchen mindestens ein weiteres geladenes Teilchen im Detektor nachgewiesen wurde, wurden die relativen Abstände der einzelner

Teilchenbögen bei festgelegten Energien bestimmt.



**Abb. 4.10:** Mit Teleskop I in verschiedenen Reaktionen aufgenommene Flugzeitspektren für kinetische Teilchenenergien  $E = 2.0 - 2.1 \text{ MeV}$ . Der Flugzeitnullpunkt wurde hier willkürlich auf die Flugzeit der Protonen gelegt. Die in den drei oberen Teilbildern gezeigten Flugzeitspektren aus inelastischen Reaktionen dienen der Bestimmung relativer Flugzeitabstände einzelner geladener Teilchen. Das untere Teilbild ist eine Überlagerung aus Einzelmessungen. Die Anzahl der Ereignisse wurde hier für jede Teilchenart so skaliert, daß sich dieselben Intensitäten ergaben.

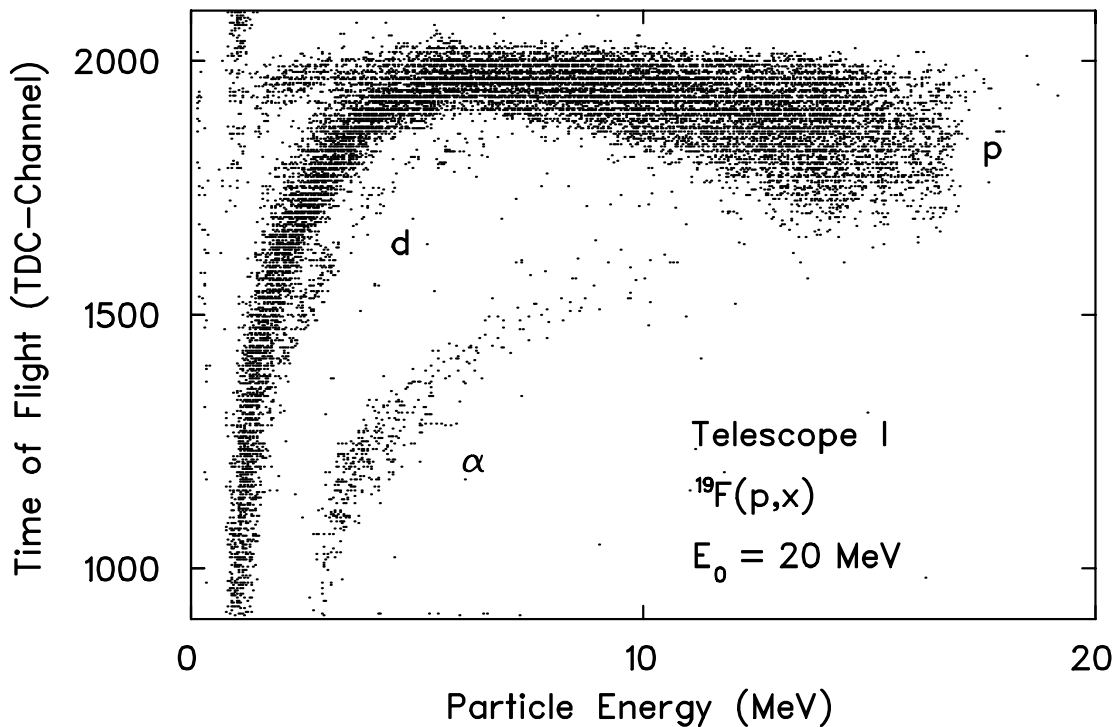
In Abb. 4.10 ist im oberen Teilbild das Flugzeitspektrum aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p,x)$  für den Energiebereich  $E = 2.0 - 2.1 \text{ MeV}$  gezeigt. Zu erkennen sind zunächst die von den Kollimatoren eingestreuten hochenergetischen Protonen, die in der Analyse nicht berücksichtigt wurden, und von links nach rechts die Verteilungen der Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen, deren Intensitäten sich wie 13:5:1 verhalten. Die relative Flugzeit der Protonen wurde hier willkürlich auf

0 ns festgelegt. Um eine genauere Zeitbeziehung zwischen Protonen und Deuteronen zu ermitteln, wurde die Einzelmessung der Deuteronen betrachtet, in der durch den Deuteronenaufbruch auch Protonen gemessen wurden. Die Statistik erlaubt eine gute Ermittlung der korrekten Zeitbeziehung. Um die richtige Zeitbeziehung der  $^3\text{He}$ -Kerne zu den anderen Teilchen zu ermitteln, wurde die inelastische  $^3\text{He}$ -Messung betrachtet. Abschliessend wurden die Einzelmessungen der Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen entsprechend verschoben und überlagert und daraus die Trennbarkeit berechnet. Die Anzahl der Ereignisse ist für jede Teilchenart auf dieselbe Teilchenintensität skaliert. Die Unsicherheit in der Flugzeit durch das Verschieben der Messungen auf einen gemeinsamen Nullpunkt betrug maximal 2 ns und befindet im gleichen Rahmen wie die Auflösung. Der Effekt ist auf die geringe Statistik in den Messungen der inelastischen Reaktionen zurückzuführen. Im Experiment nicht beobachtete Tritonen würden sich wegen der annähernd gleichen Masse bei gleichen Flugzeiten wie  $^3\text{He}$ -Kerne befinden. Diese beiden Teilchensorten sind somit generell nicht über die Flugzeitmethode zu trennen. Die experimentell ermittelten Flugzeiten sind für alle Teilchen innerhalb der Meßgenauigkeit mit den Berechnungen nach Gl. (2.2) konsistent. In der Flugzeitmessung wurde die höchste Auflösung für Protonen bei einer Energie  $E = 5$  MeV erreicht und betrug  $\Delta t = 1$  ns, wogegen sie für  $\alpha$ -Teilchen bei  $E = 1$  MeV lediglich  $\Delta t = 2.7$  ns betrug.

#### 4.4.2 Korrigiertes Flugzeitspektrum

Um den Einfluß der Anstiegszeit auf die gemessene Flugzeit zu kompensieren, wurde eine korrigierte Flugzeit bestimmt, die sich aus der Differenz der gemessenen Werte für Flugzeit und relativer Anstiegszeit ergab. Die wiederum für Teleskop I erhaltene Häufigkeitsverteilung von Ereignissen aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p,x=d,t,^3\text{He},\alpha)$  ist in Abb. 4.9 nun als Funktion der korrigierten Flugzeit und der kinetischen Energie aufgetragen. Die Teilchen sind nun im Mittel weiter voneinander getrennt. Sowohl Deuteronen als auch  $\alpha$ -Teilchen sind relativ zu den Protonen zu höheren Flugzeiten hin verschoben. Die Deuteronen laufen erst bei etwa 7.5 MeV in die Verteilung der Protonen hinein. Im Vergleich zum nichtkorrigierten Spektrum sind die einzelnen Verteilungen aber bei großen und kleinen kinetischen Teilchenenergien  $E$  breiter. Dies bedeutet, die Zeitauflösung ist nun schlechter als im nichtkorrigierten Spektrum. Bei mittleren Teilchenenergien bleibt die Auflösung etwa im gleichen Rahmen wie beim nichtkorrigierten Spektrum.

Der Knick in der Protonenverteilung bei einer Energie von etwa 5.2 MeV ist stärker ausgeprägt. Die Flugzeit wurde nur mit der relativen Anstiegszeit des 250  $\mu\text{m}$  dicken Zählers, Detektor I2, korrigiert, so daß der Effekt des 10  $\mu\text{m}$  dicken Zählers nicht berücksichtigt wurde. Der geringe, aber nicht zu vernachlässigende Anteil dieses Detektors bewirkt den stärkeren Knick im Protonen-Bogen, da die



**Abb. 4.11:** Häufigkeitsverteilung von Ereignissen in Teleskop I aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p,x=d,t,^3\text{He},\alpha)$  als Funktion der korrigierten Flugzeit und der kinetischen Energie.

korrigierten Flugzeiten ab dem bereits durch den Durchstoßpunkt bestehenden Knick zusätzlich verschoben werden.

Ist nur die Teilchentrennung, nicht aber die Flugzeit selbst von Interesse, ist das korrigierte Spektrum besser zur Teilchentrennung geeignet, besonders im Bereich zwischen 2 und 4 MeV. Liegen die einzelnen Teilchen aber zeitlich so dicht beieinander, daß die Breite der Bögen nicht vernachlässigbar ist, muß in den Bereichen von 0 bis 2 MeV und etwa ab 4 MeV das nichtkorrigierte Spektrum betrachtet werden. Es ist in jedem Fall möglich, beide Spektren aufzunehmen oder nachträglich in der Analyse zu generieren.

#### 4.4.3 Teilchentrennung

Im durch Überlagerung der Einzelspektren von Protonen, Deuteronen,  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen erhaltenen Flugzeitspektrum beträgt der Wert für  $M$  für die Trennung von Protonen und Deuteronen 1.22. Allerdings ist das Verhältnis der Deuteronen bei  $E = 1$  MeV zu den anderen Teilchen so gering, daß eine gute Trennung wegen der hohen Protonen- und  $\alpha$ -Intensitäten erst ab etwas höheren Energien erfolgen kann. Hauptsächlich stören die  $\alpha$ -Teilchen, deren Verteilung



bis in Bereiche kleiner Flugzeiten reicht, so daß die Deuteronen nicht von der  $\alpha$ -Verteilung unterschieden werden können.  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen können bei  $E = 1$  MeV aber gut getrennt werden,  $M$  ist größer als 0.8. Ein genauer Wert für  $M$  kann bei  $E = 1$  MeV für  $\alpha$ -Teilchen und  $^3\text{He}$ -Kerne nicht angegeben werden, da in den Projektionen nicht die kompletten Verteilungen der Teilchen sichtbar sind. Werden die Deuteronen wie bereits gezeigt auf gleiche Intensität skaliert, ist die Trennung sehr gut.

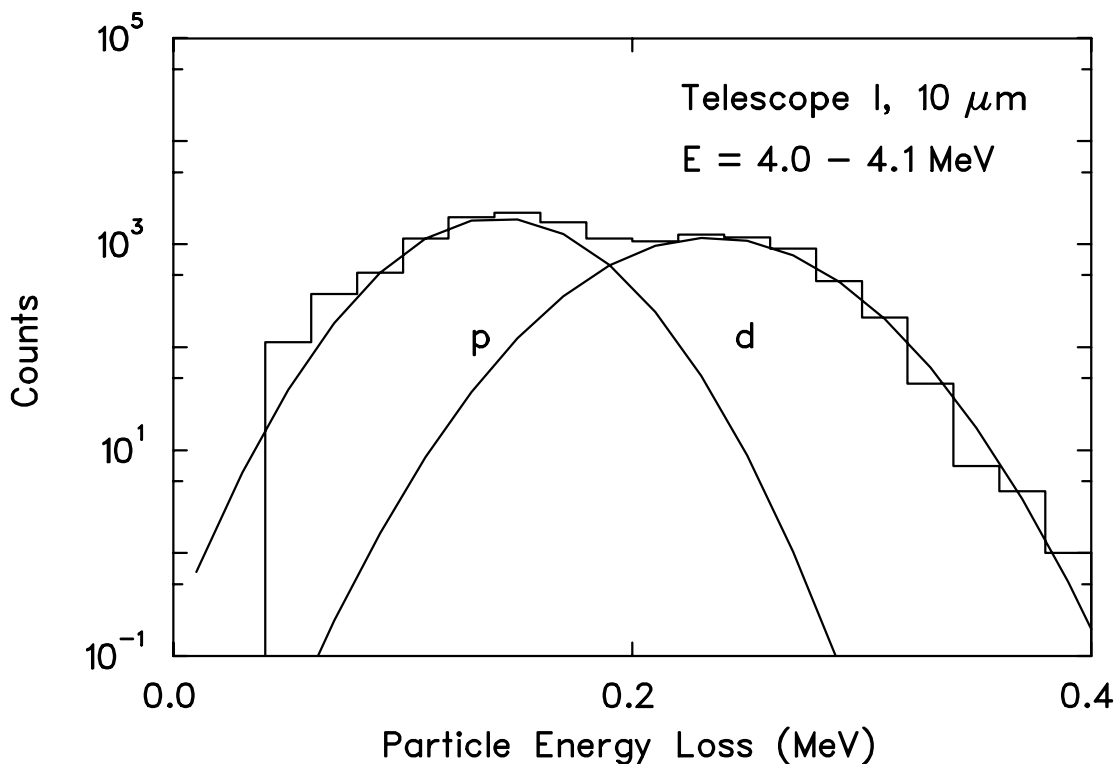
In Tab. 4.3 ist angegeben, welche Teilchen sich mit der Flugzeitmethode in welchem Energiebereich trennen lassen.

Teilchen $x$	E (MeV)
p, d	1.0 - 5.0
d, $^3\text{He}$	1.0 - 8.0
$^3\text{He}$ , $\alpha$	1.0 - 11.0

**Tabelle 4.3:** Energiebereiche, in denen zwei energetisch benachbarte Teilchen über die Flugzeitmethode voneinander getrennt werden können.

## 4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

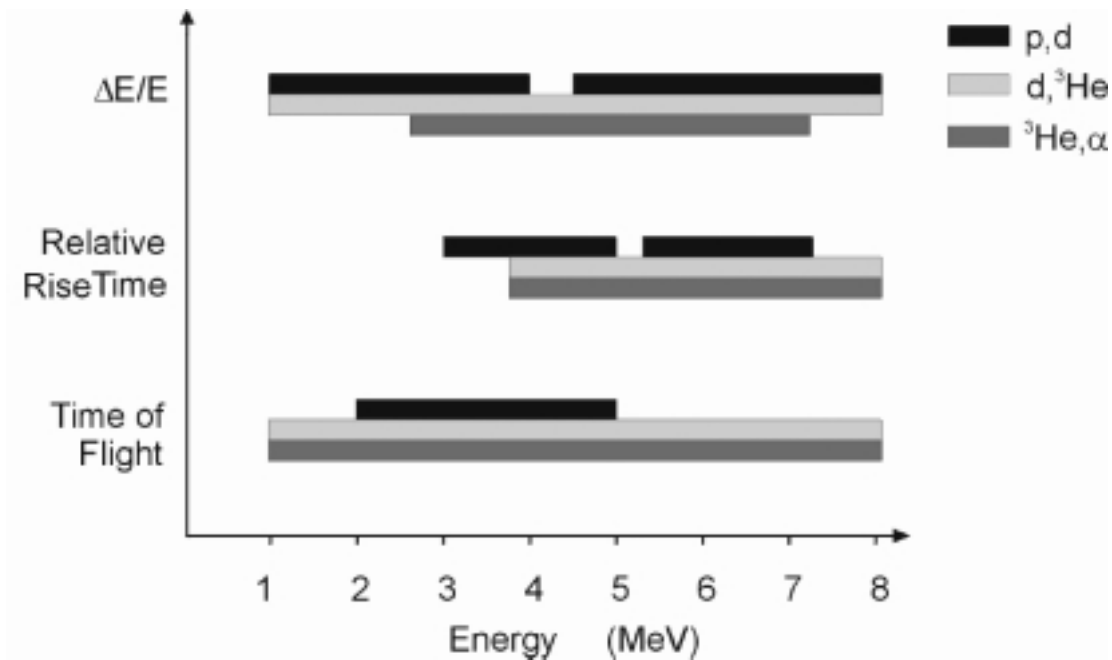
In Tab. 4.4 sind ermittelte Werte für die zur quantitativen Bewertung der Teilchentrennung herangezogene Größe  $M$  für die drei verwendeten Methoden und kinetische Energien von 1 - 8 MeV aufgelistet. Bei Werten  $M > 0.5$  ist eine Trennung möglich. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 4.12, in der der überlagerte Energieverlust von Protonen und Deuteronen dargestellt ist. Die Intensitäten der beiden Teilchen sind etwa gleich, die Statistik beträgt etwa 6000 Ereignisse je Teilchen, die Halbwertsbreiten betragen 36 keV für Protonen und 45 keV für Deuteronen. Der Fehler ist bei der gezeigten Statistik sehr klein und daher nicht im Bild gezeigt. Der Wert für  $M$  liegt bei 0.53. In Abb. 4.13 ist als Balkendiagramm die Trennfähigkeit der drei verschiedenen Methoden dargestellt. Die Kästchen zeigen den Energiebereich an, in dem benachbarte Teilchen voneinander getrennt werden können: Die oberen schwarzen Bereiche geben an, bei welchen Energien mit der entsprechenden Methode Protonen und Deuteronen voneinander unterschieden werden können. In den mittleren hellgrauen Bereichen können mit der Methode Deuteronen und  $^3\text{He}$ -Kerne diskriminiert werden, in den unteren dunkelgrauen Bereichen  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen. Schwierig wird die Trennung besonders für Protonen und Deuteronen, da die Protonen mit der hier höchsten Intensität emittiert werden, und die Deuteronen somit von der Protonenverteilung überlagert werden. Aus Abb. 4.13 geht aber auch hervor, daß eine Trennung dieser



**Abb. 4.12:** Schnitt im Energieverlust Spektrum bei der kinetischen Teilchenenergie  $E = 4$  MeV. Die Teilchen wurden nicht skaliert, Deuteronen sind etwa so häufig wie Protonen,  $M$  beträgt 0.53. Die Teilchen sind mit dem Auge noch voneinander trennbar.

beiden Teilchen bei jeder Energie zwischen 1 und 8 MeV mit Hilfe mindestens einer Methode möglich ist, im Zweifel also über zwei Methoden überprüft werden kann.  ${}^3\text{He}$ -Kerne und  $\alpha$ -Teilchen können aufgrund des zu erwartenden günstigen Intensitätsverhältnisses von 1:2 in annähernd jedem Energiebereich leichter voneinander getrennt werden. Auch hierfür stehen häufig zwei oder alle Methoden der Teilchentrennung zur Verfügung. Die besten Ergebnisse liefern Kombinationen der Methoden der Teilchentrennung und die Berücksichtigung spezifischer Charakteristika der Teilchen, wie beispielsweise die Austrittsenergie aus den Detektoren.

Abschließendes Ergebnis ist, daß im Fall gleicher Statistik für alle betrachteten Teilchen eine Trennung benachbarter Teilchen für Energien zwischen 1 und 8 MeV möglich ist. Im skalierten Fall ist die Trennung eine Frage der Statistik, es muß ausreichend lange gemessen werden. Ist eine Trennung aufgrund des ungünstigen Verhältnisses der seltenen Zerfallskanäle zu den häufigen Zerfallskanälen nicht möglich, kann daraus ebenfalls eine Aussage über die  $\nu$ -Nukleosynthese gemacht werden. In diesem Fall werden nicht ausreichende Mengen der seltenen Isotope auf dem beschriebenen Weg produziert.



**Abb. 4.13:** Balkendiagramm für die Trennfähigkeit der drei betrachteten Methoden für benachbarte Teilchen bei verschiedenen Energien. Die oberen schwarzen Bereiche geben die Trennbarkeit für Protonen und Deuteronen, die mittleren hellgrauen Bereiche für Deuteronen und <sup>3</sup>He-Kerne und die unteren dunkelgrauen Bereiche für <sup>3</sup>He-Kerne und α-Teilchen an.

	$M(\text{p,d})$	$M(\text{d},^3\text{He})$	$M(^3\text{He},\alpha)$
Energie $E$	1 MeV		
$\Delta E - E$	0.82	-	-
Rise Time	-	-	-
ToF	1.22	>1	>0.8
Energie $E$	2 MeV		
$\Delta E - E$	0.74	-	-
Rise Time	-	-	-
ToF	1.55	1.62	0.83
Energie $E$	3 MeV		
$\Delta E - E$	0.71	5	0.68
Rise Time	0.59	-	-
ToF	1.44	2.42	0.76
Energie $E$	4 MeV		
$\Delta E - E$	0.53	4.18	0.73
Rise Time	0.92	0.85	1.15
ToF	1.26	2.14	0.87
Energie $E$	5 MeV		
$\Delta E - E$	0.47	3.70	0.69
Rise Time	0.64	1.87	0.87
ToF	1.11	1.93	0.95
Energie $E$	6 MeV		
$\Delta E - E$	0.38	3.38	0.68
Rise Time	1.57	2.12	0.82
ToF	0.68	1.72	0.94
Energie $E$	7 MeV		
$\Delta E - E$	>1	3.12	0.64
Rise Time	0.86	1.66	1.14
ToF	0.31	1.47	0.94
Energie $E$	8 MeV		
$\Delta E - E$	>1	3.00	0.59
Rise Time	-	2.44	1.54
ToF	0.25	1.14	0.96

**Tabelle 4.4:** Nach Gl. (4.1) erhaltene Werte  $M$  für jeweils benachbarte Teilchen in den drei Methoden der Teilchentrennung in Abhängigkeit von der Energie.

## 5 Ausblick

Die Ergebnisse der Testmessungen zeigen, daß eine Trennung der betrachteten Teilchen bei allen Energien zwischen  $E = 1$  MeV und 8 MeV mit dem gezeigten Aufbau möglich ist. Mit Teleskop I stehen drei Methoden zur Teilchentrennung zur Verfügung, von denen jede einen bestimmten Energiebereich abdeckt, so daß zum Teil zwei Methoden für einen Bereich verwendbar sind. Selbst nach der Skalierung ist die Trennung noch gut.

Die Teilchentrennung kann durch Verbesserungen an den Teleskopen und der Elektronik optimiert werden:

Der Vorverstärker muß ebenfalls auf den  $10 \mu\text{m}$  Detektor optimiert werden, indem die hohe Kapazität des  $10 \mu\text{m}$  Detektors berücksichtigt wird. Es ist möglich, die für bisherige Anwendungen empirisch gefundenen Zeitintegrationswerte zu verbessern.

Die Detektoren zur Messung der relativen Anstiegszeit können aus  $800 \mu\text{m}$  dickem Material hergestellt werden, wodurch das Zusammenlaufen von Protonen und Deuteronen zu höheren Energien verschoben wird, da sowohl die Durchstoßpunkte als auch die Minima in der relativen Anstiegszeit in  $800 \mu\text{m}$  Silizium bei höheren Energien liegen. Das  $800 \mu\text{m}$  dicke Material hat ebenfalls den Vorteil, daß durch die größere Dicke die Kapazität des Detektors und damit das hochfrequente Rauschen im Vorverstärker vermindert wird. Daher ist in diesem Fall ein dickerer Detektor besser zur Aufnahme kleiner Signale geeignet. Insgesamt ist eine Auswertung bis zu höheren Energien über die Auswertung der im Teleskop hinten stehenden Detektoren möglich.

Nach der  $\Delta E - E$  Methode kann auch ein weiter hinten stehender, dickerer Detektor als  $\Delta E$  Detektor genutzt werden, in den nur noch leichtere, oder höherenergetische Teilchen vordringen. Werden die drei Methoden zur Teilchentrennung kombiniert, können betrachtete Teilchen bei jeder Energie getrennt werden.

Das neutronentransmutierte und dann zum Oberflächensperrschicht Detektor weiterverarbeitete Material mußte in der Temperatur noch stabilisiert werden. Dies kann durch Verarbeitung zum ionenimplantierten Detektor statt durch die Verarbeitung zum Oberflächensperrschicht Detektor verbessert werden. Dadurch wird aus dem Ausgangsmaterial statt eines Detektors vom SB Typ ein Detektor mit einem pn-Übergang produziert. Diese Detektoren sind insgesamt stabiler was Temperaturverhalten, Dunkelstrom und Spannung betrifft. Die Kühlung wird unnötig. Weiterhin existiert kein Eintrittsfenster des Detektors aus Metall mehr.

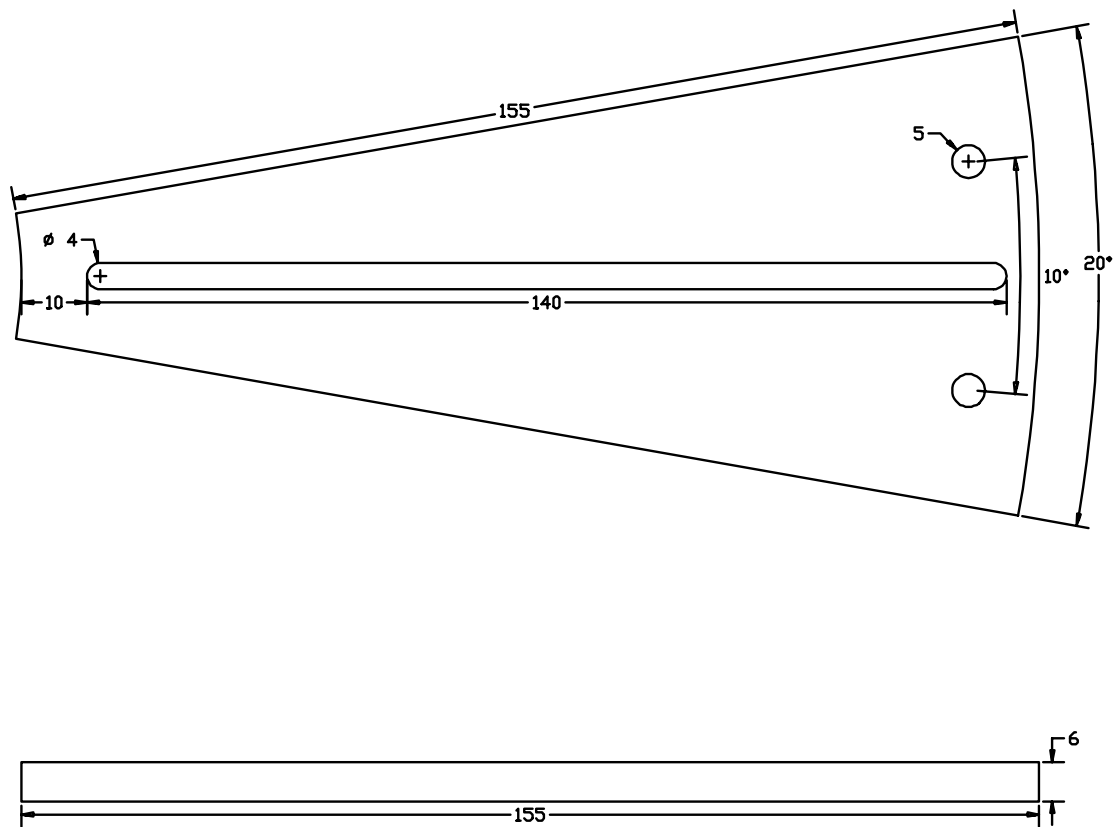
Die Auswertung der relativen Anstiegszeit über Flash ADCs kann mit einer kürzeren Abtastrate ermöglicht werden. Flash ADCs mit Frequenzen von 1 GHz sind bereits erhältlich, die Abtastrate kann vervierfacht werden. Solche Flash ADCs könnten ebenfalls in der Methode der beschriebenen Mustererkennung getestet

werden.

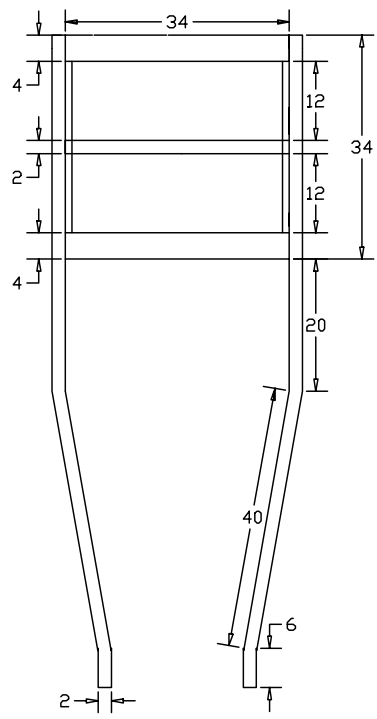
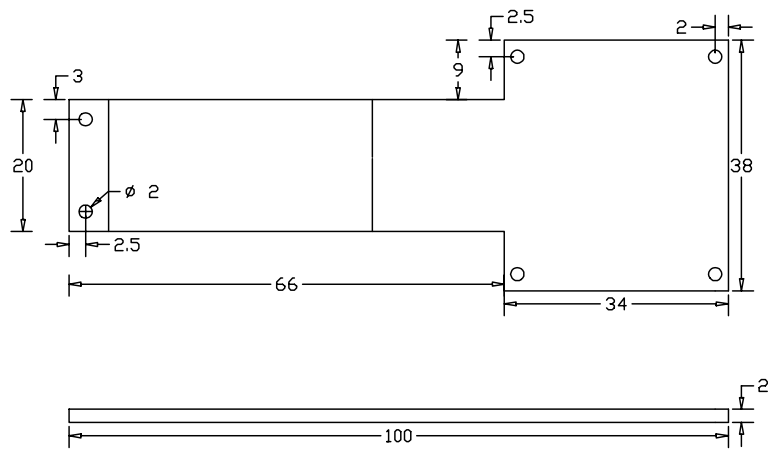
Durch Modifikation des Meßaufbaus kann die Flugzeitmethode verbessert werden. Die Strahlpulsung als Flugzeitreferenz kann durch Multichannel Plates ersetzt werden. Diese würden direkt hinter das Target positioniert, der Flugweg  $s$  verkürzt sich auf etwa 5 cm. Es bleibt zu untersuchen, ob dieser Flugweg nicht in einer zu geringen Zeitauflösung resultiert. Der Aufbau kann ebenfalls zur Verbesserung der Messung der relativen Anstiegszeit genutzt werden. Dabei wird die relative Anstiegszeit ebenfalls mit dem Signal der Multichannel Plates gestartet. Somit gehen in die relative Anstiegszeit der Unterschied in der tatsächlichen Anstiegszeit und der Unterschied in der Flugzeit ein, die Teilchentrennung wird verbessert.

# A Anhang

Im Anhang sind die Konstruktionszeichnungen zu den hergestellten Bauteilen gezeigt. Alle Maße sind in Einheiten von mm angegeben.

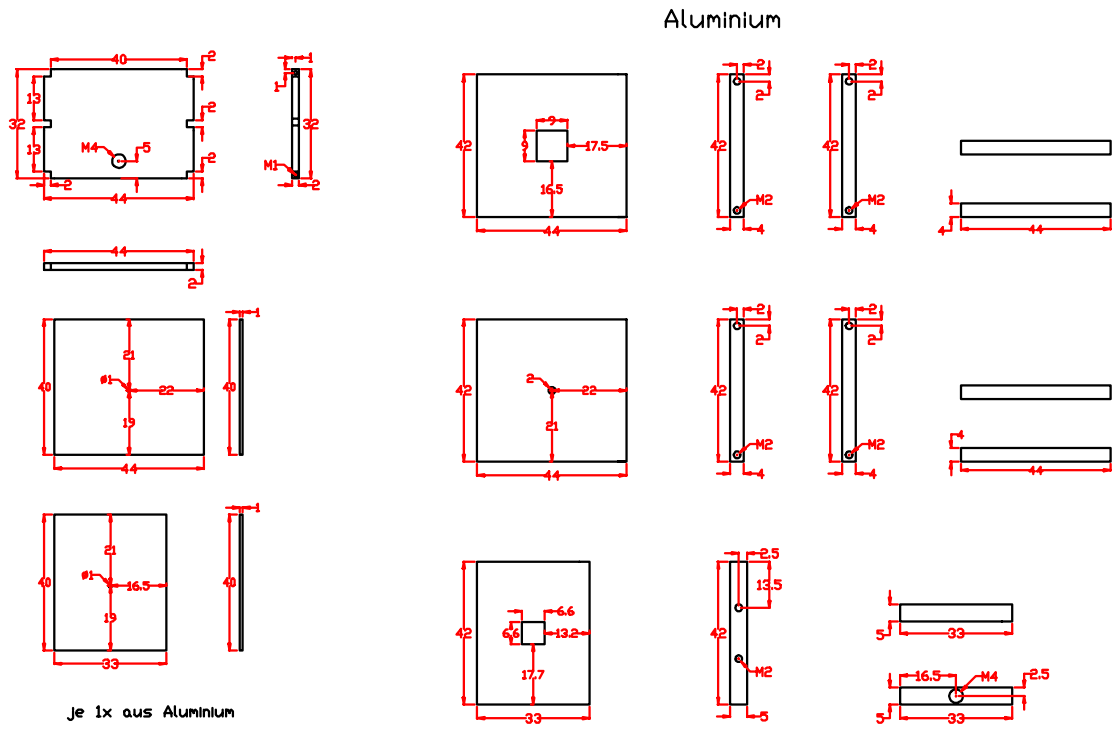


**Abb. A.1:** Bodenplatte zur Montage der Teleskope auf das Darmstädter Goniometer.



**Abb. A.2:** Seitenteile der Teleskophalterung.





**Abb. A.3:** Bodenplatte und Kollimatoren der Teleskophalterung.

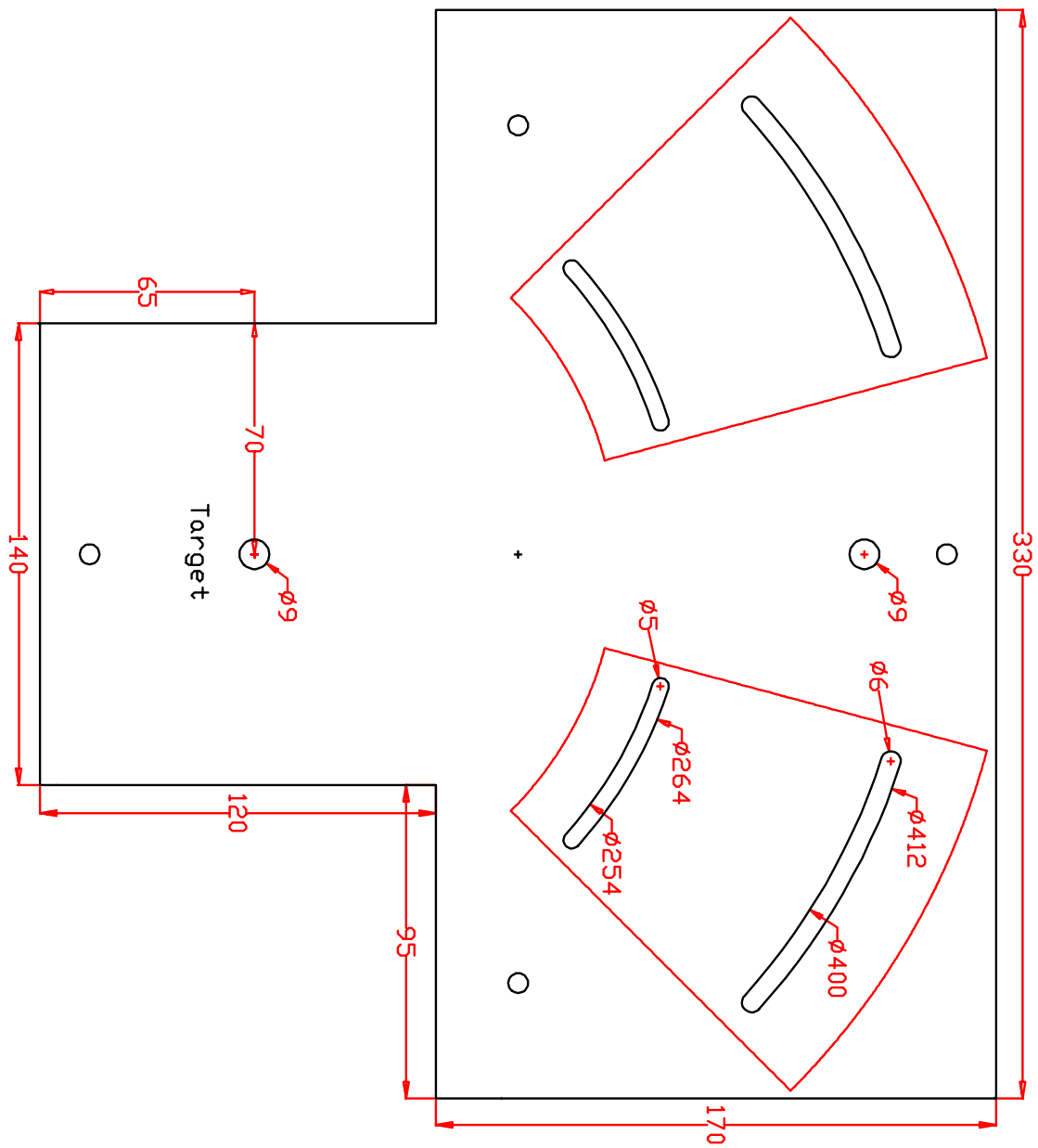
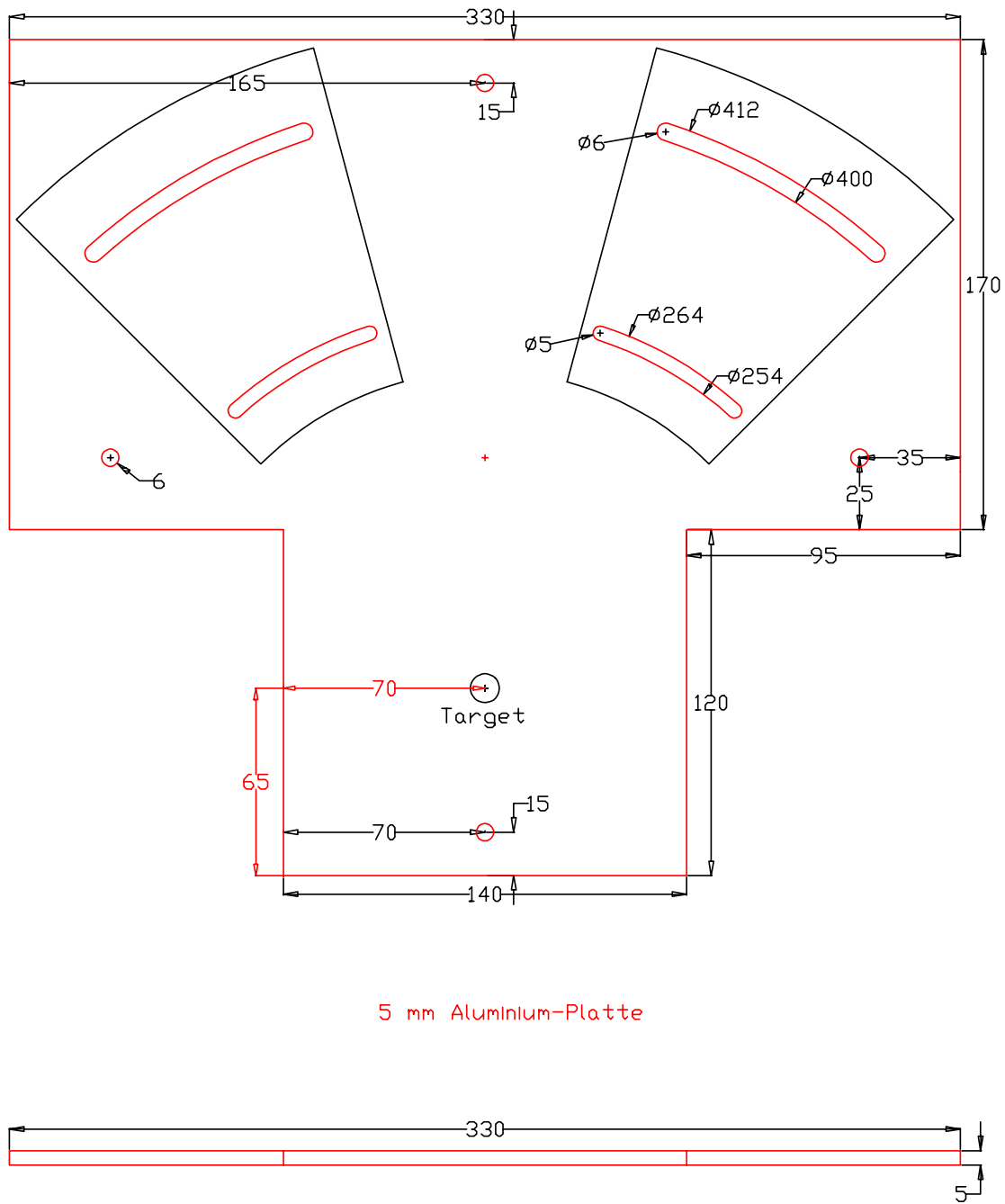
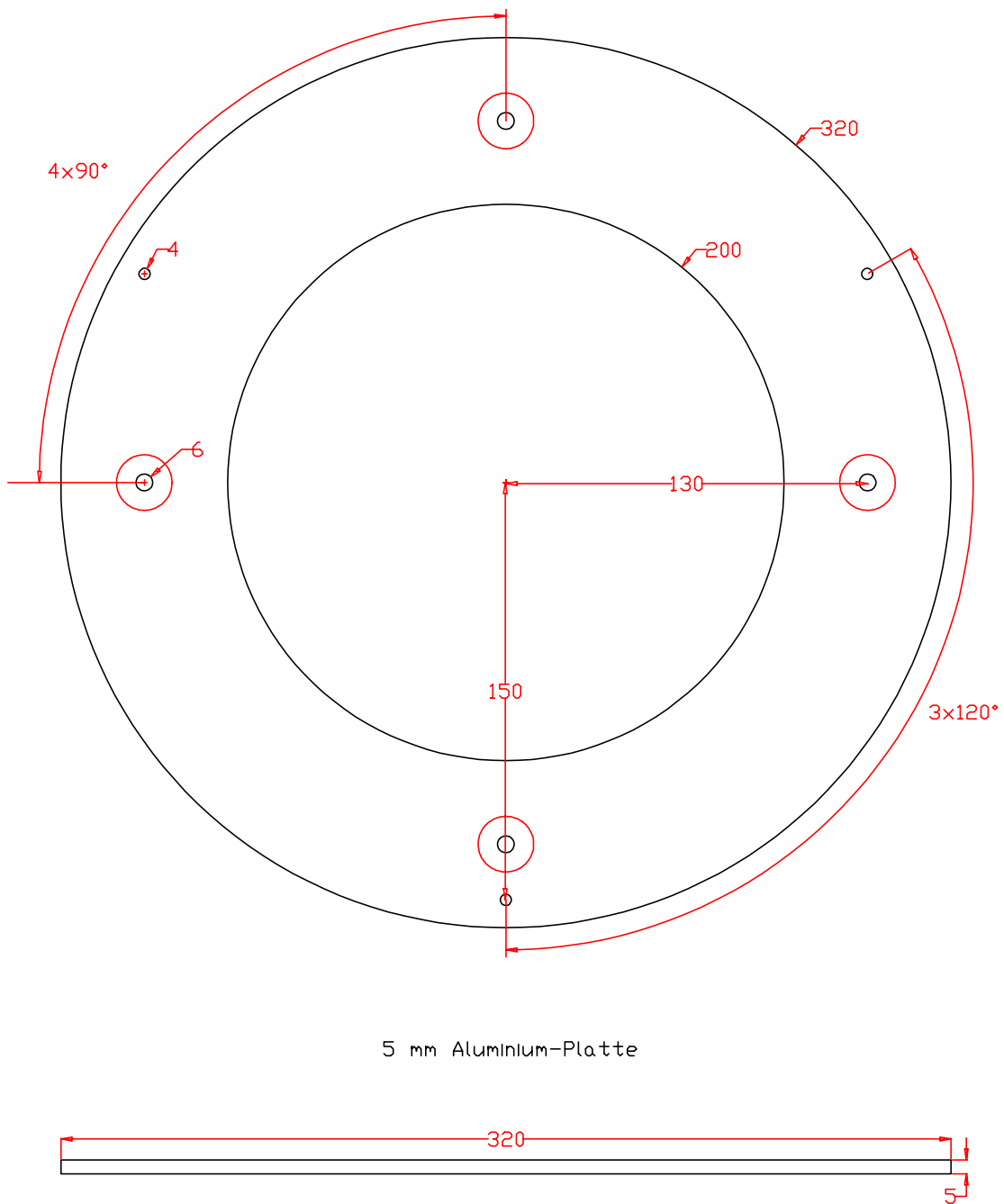


Abb. A.4: Bodenplatte zur Teleskopmontage in der Heidelberger Streukammer.

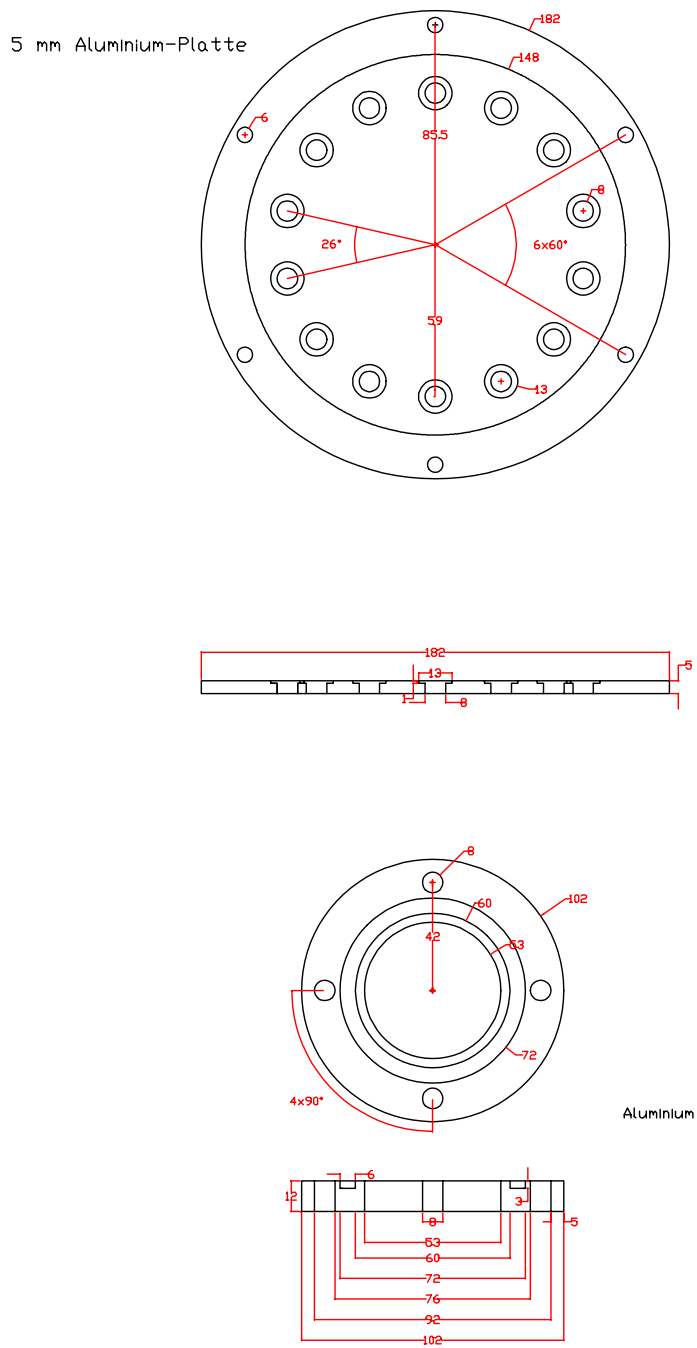


**Abb. A.5:** Bodenplatte zur Teleskopmontage in der Heidelberger Streukammer.

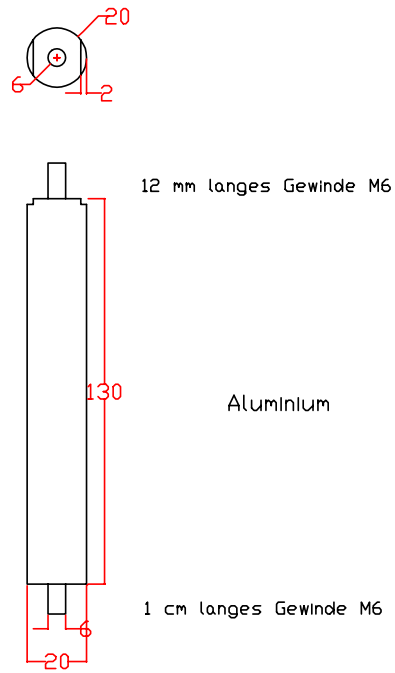


5 mm Aluminium-Platte

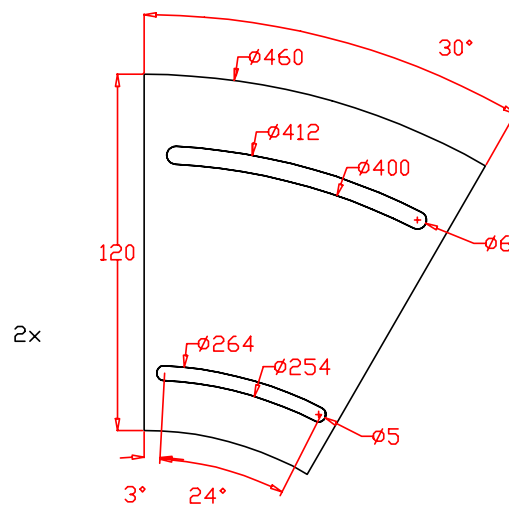
**Abb. A.6:** Bodenkreis zur Montage der Bodenplatte zur Teleskophalterung in der Heidelberger Streukammer.



**Abb. A.7:** Deckelplatte der Heidelberger Streukammer mit Kabeldurchführungen und Blindflansch.



4 mal mit Gewindestangen oben und unten



13 mm Kunststoff-Platte

**Abb. A.8:** Stangen zur Montage der Bodenplatte zur Teleskophalterung auf den Bodenkreis und Kunststoffklötze zur Höhenausrichtung der Teleskope in der Heidelberger Streukammer.

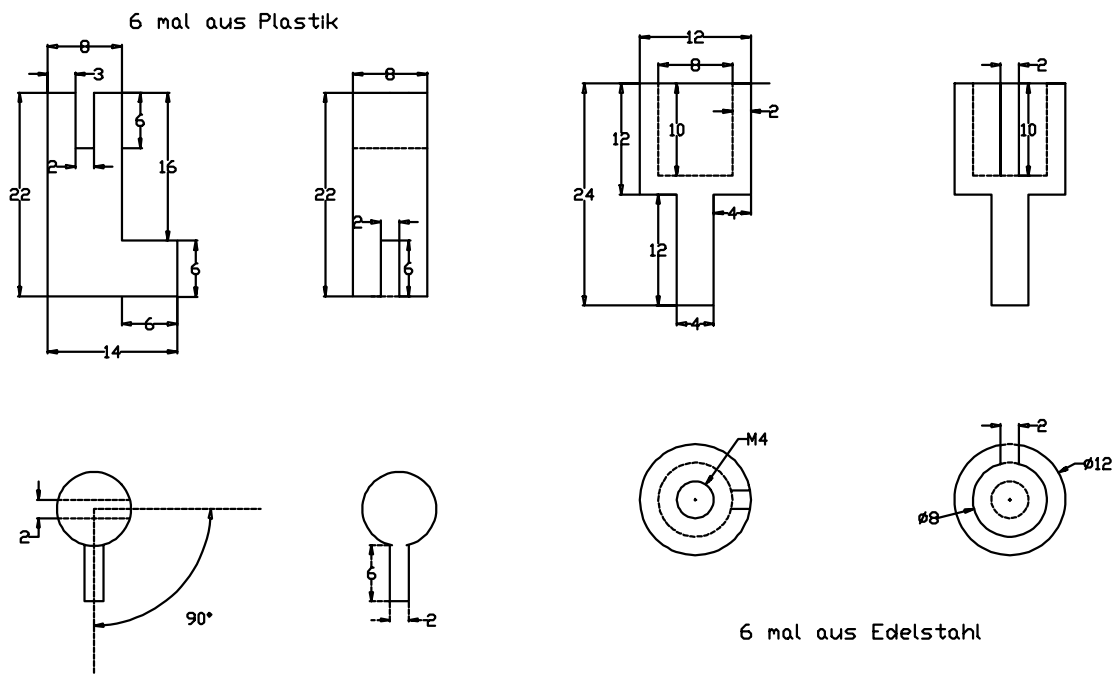
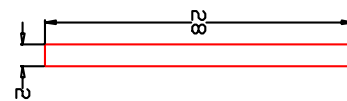
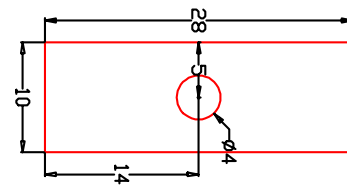
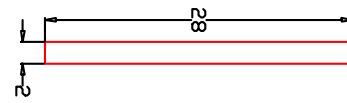
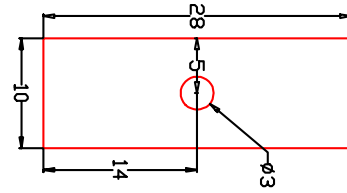
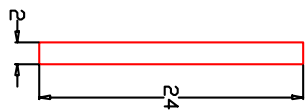
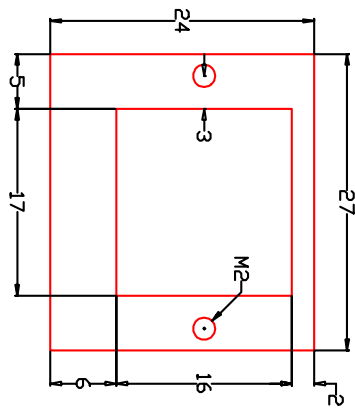


Abb. A.9: Targethalterungen.



2 mm Edelstahlplättchen

4 mal



2 mm Edelstahlplatte

Abb. A.10: Blenden zur Strahlführung in der Heidelberger Streukammer und Halterungsrähmchen zur Targetmontage.



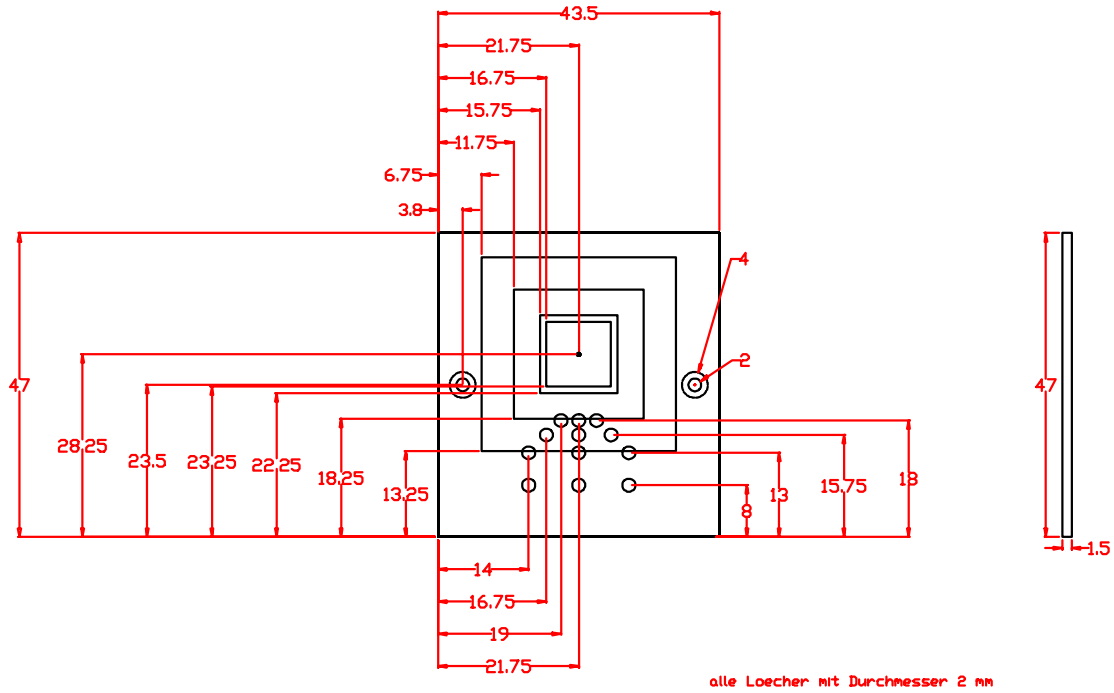


Abb. A.11: Frontteil der Kästchen zur Detektormontage.

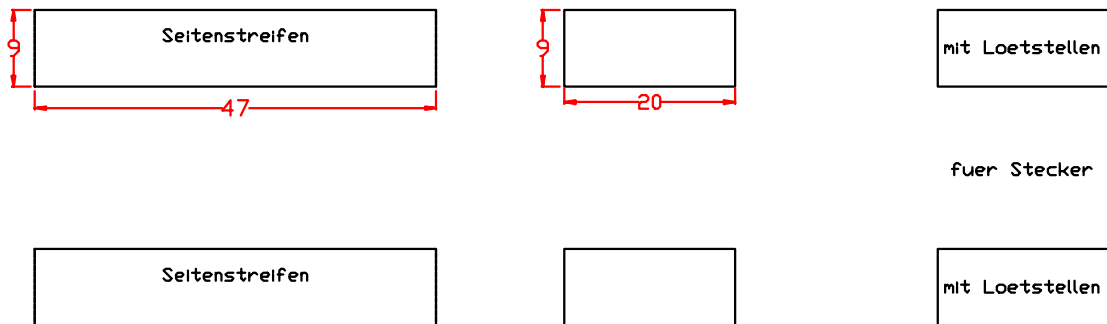
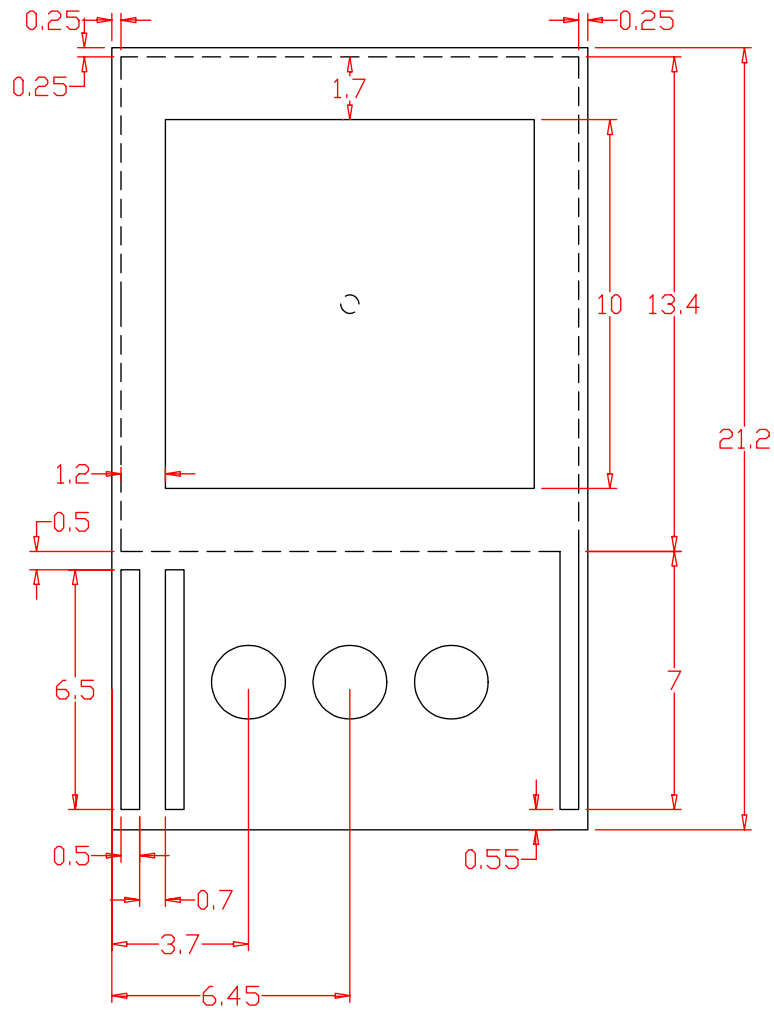


Abb. A.12: Seitenteile der Kästchen zur Detektormontage.



**Abb. A.13:** Rähmchen zur Montage der kommerziellen 10  $\mu\text{m}$  dicken Silizium Detektoren.

# Literatur

- [1] H. Reeves, *Rev. mod. Phys.* **66** (1994) 193.
- [2] B.E.J. Pagel, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, (Cambridge U. P., New York, 1997).
- [3] S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman, and W.C. Haxton, *Astrophys. J.* **356** (1990) 272.
- [4] A. Richter, *Proc. 5th Europ. Part. Acc. Conf.*, eds. S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole (IOP Publishing, Bristol, 1996) 110.
- [5] J.D. Walecka, *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, (Oxford University Press, New York, Oxford, 1995) 83.
- [6] E. Kolbe, K. Langanke, and P. Vogel, *Nucl. Phys.* **A613** (1997) 382.
- [7] F. Gudden, G. Fricke, H.-G. Clerc, and P. Brix, *Z. Phys.* **181** (1964) 453.
- [8] D.H.H. Hoffmann, A. Richter, G. Schrieder, and K. Seegebarth, *Astrophys. J.* **271** (1983) 398.
- [9] M. Mutterer, W.H. Trzaska, G.P. Tyurin, A.V. Evsenin, J. von Kalben, J. Kemmer, M. Kapusta, V.G. Lyapin, and S.V. Khlebnikov, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **47** (2000) 756.
- [10] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A565** (1993) 66.
- [11] J. Speth, *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, (World Scientific, Singapore, 1991).
- [12] E. Vogt, *Adv. Nucl. Phys.* **1** (1968) 261.
- [13] F. Pühlhofer, Programm TL, GSI Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (1979).
- [14] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, *Nucl. Phys.* **A217** (1973) 269.
- [15] S. Richter, private Mitteilung.
- [16] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A280** (1977) 267.
- [17] H.L. Harney, A. Richter, and H.A. Weidenmüller, *Rev. Mod. Phys.* **58** (1986) 607.
- [18] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A506** (1990) 1.

- [19] J.M. Eisenberg and W. Greiner, *Nuclear Theory, Vol.2, Excitation Mechanisms of the Nucleus*, (Amsterdam: North Holland, 1970) 145.
- [20] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (John Wiley, New York, 1979) 215.
- [21] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (Springer-Verlag New York Berlin Heidelberg, 1994) 234.
- [22] H. Frauenfelder and E.M. Henley, *Subatomic Physics*, (Prentice Hall, New Jersey, 1991) 36.
- [23] U. Helm, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, D17 (1990).
- [24] J.B.A. England and G.M. Field, Nucl. Inst. Meth. **A280** (1989) 291.
- [25] H. Diesener, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, D17 (1995).
- [26] G. Pausch, W. Bohne, and D. Hilscher, Nucl. Inst. Meth. **A337** (1994) 573.
- [27] L. Evensen, T. Westgaard, V. Avdeichikov, L. Carlen, B. Jakobsson, Y. Murin, J. Martensson, A. Oskarsson, A. Siwek, H.J. Whitlow, E.J. van Veldhuizen, L. Westerberg, and M. Guttormsen, IEEE Trans. Nucl. Sci. **44**, No. 3 (1997) 629.
- [28] Siemens AG, München, <http://www.siemens.de>.
- [29] Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, Jahresbericht 1994.
- [30] Eigenbau der Elektronikwerkstatt, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt.
- [31] Systems Integration Plus, Inc., <http://www.vme.com>.
- [32] Cetia SA., <http://www.cetia.com>.
- [33] Motorola Inc., <http://www.motorola.com>.
- [34] H. Scheit, private Mitteilung.
- [35] H. de Vries, C.W. de Jager, and C. de Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables **36** (1987) 495.
- [36] M. Moszynski, G.J. Costa, G. Guillaume, B. Heusch, A. Huck, and S. Mouattassim, Nucl. Inst. Meth. **A350** (1994) 226.



# Danke schön

An erster Stelle danke ich Ihnen, lieber Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter, nicht nur für die Vergabe dieser Diplomarbeit, die mir großen Spaß gemacht hat, sondern auch für das Vertrauen in mich und das Ermöglichen der Teilnahme am CERN Summer Student Programme, die meine große Motivation zur Folge hatten.

Für die erfolgreiche Realisierung des Experiments und die freundliche Aufnahme danke ich sehr herzlich der Gruppe des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg, Herrn Professor Dr. Dirk Schwalm, Herrn Dr. Repnow, Dr. Heiko Scheit, Dr. Frank Köck und Oliver Koschorreck.

Ihnen, Dr. Peter von Neumann-Cosel und Dr. Gerhard Schrieder, danke ich vielmals für die Unterstützung als Projekt- und Gruppenleiter – von Ihrer physikalischen Erfahrung habe ich sehr profitiert.

Mein ganz besonderer Dank gilt Ihnen, Dr. Manfred Mutterer und Jürgen von Kalben, für die Herstellung der Detektoren, die meßtechnische und ganz besonders die physikalische Unterstützung – die Gespräche mit Ihnen, Herr Mutterer, haben wesentlich zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen.

I am very grateful to you, dear Dr. Roger Fearick, for your support and your experience, that helped so much and guaranteed the successful realisation as well as the understanding of the measurements. It was a pleasure working with you.

Euch, lieber Bodo und Artem, danke ich von ganzem Herzen für die geduldige Betreuung und ständige Hilfe während des letzten Jahres, und – wie auch allen anderen Kolleginnen und Kollegen! – für eure Freundschaft und die angenehme Zeit hier.

Euch, liebe Anna & Peter, Anja und besonders Florian, möchte ich für die großartige Unterstützung danken.

Zum Schluß danke ich Dir, lieber Kai, für ein schönes und erfolgreiches Jahr, in dem zum Ende doch noch alles gut geworden ist...



Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Darmstadt, im Januar 2001

(Monica Pantea)





### Erklärung zur Diplomarbeit

1. Mir ist bekannt, daß ein Exemplar der Diplomarbeit Bestandteil der Prüfungsakten wird und bei der TU Darmstadt verbleibt ( 19 Abs. 7 Diplomprüfungsordnung / Allgemeiner Teil (DPO/AT) vom 15. Juli 1991 (Amtsblatt 1992, S. 23) in der Fassung der zweiten Änderung vom 7. Februar 1994 (Amtsblatt S. 441).
2. Ich bin damit einverstanden, daß die Diplomarbeit in den Bibliotheksbestand der TU Darmstadt aufgenommen und öffentlich zugänglich gemacht wird.

Darmstadt, im Januar 2001

(Monica Pantea)