

Entwicklung einer Messeinrichtung zur
Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit
von Neutronendetektoren
mit assoziierten Teilchen der (n,p)-Streuung

Dem Fachbereich Physik

der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

Dr.rer.nat.

vorgelegte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Frank Roos

geboren am 02.06.1970, in Flensburg

2001

- 1 -

Kurzfassung

Mit der in dieser Arbeit vorgestellten TCAP-Messeinrichtung ("*TIME-CORRELATED-ASSOCIATED-PARTICLES*") wird die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren nach der Methode der assoziierten Teilchen absolut bestimmt. Die TCAP-Messeinrichtung nutzt die elastische Streuung hochenergetischer Neutronen an den ruhenden Protonen eines wasserstoffhaltigen Targets. Die spektrale Fluenz der gestreuten Neutronen wird anhand der Richtungsvektoren der assoziierten Rückstoßprotonen rekonstruiert. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist damit von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung unabhängig.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines NE213-Szintillationsdetektors (zylindrische Zelle mit 5,08 cm Durchmesser und 10,16 cm Länge) wurde am Hochenergieneutronenstrahl der Université-Catholique-Louvain (UCL) in Louvain-la-Neuve, Belgien, mit der TCAP-Messeinrichtung bestimmt. Für eine Pulshörschwelle von 2,5 MeV_{ee} ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von (13,2 ± 0,9)% für das gegebene divergente Neutronenfeld mit einer mittleren Energie von 46 MeV. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem theoretischen Wert des Programms *SCINFUL* und vergleichbaren Messungen mit dem Rückstoßprotonenteleskop PRT2 überein.

Schlagerworte: (n,p)-Streuung, NE213-Detektor, Nachweiswahrscheinlichkeit

Abstract

A TCAP-system (*TIME-CORRELATED-ASSOCIATED-PARTICLES*) was used to determine the absolute neutron detection efficiency by the associated particle method. The measurements were performed using neutrons scattered elastically off hydrogen nuclei in a PE-target. The spectral neutron fluence irradiating the detector was determined by measuring the trajectories of the associated recoil protons. As a result, the determination of the detection efficiency does not depend on the differential cross section of (n,p)-scattering.

The detection efficiency of a NE213-Scintillator (cylindrical cell of 5,08 cm diameter and 10,16 cm length) was measured using the high energy neutron beam at the Université-Catholique-Louvain (UCL) in Louvain-la-Neuve, Belgium. The measured detection efficiency is (13,2 ± 0,9)% for a light output threshold of 2,5 MeV_{ee} in the given divergent neutron field with an average neutron energy of 46 MeV. This result is in good agreement with the efficiency calculated with the *SCINFUL* code. It is also consistent with the result of a measurement done with the proton recoil telescope PRT2.

Keywords: (n,p)-scattering, NE213-Detector, detection efficiency

Inhaltsverzeichnis:

Kapitel 1: Einleitung	6
1.1 Einführung	6
1.2 Physikalische Motivation.....	7
1.3 Konzept der TCAP-Messeinrichtung.....	12
Kapitel 2: Die TCAP-Messeinrichtung	16
2.1 Einleitung.....	16
2.2 Die Streukammer der TCAP-Messeinrichtung	16
2.3 Die Vieldrahtproportionalzähler	19
2.3.1 Übersicht.....	19
2.3.2 Einstufiger Vieldrahtproportionalzähler	20
2.3.3 Erweiterung der Vieldrahtzähler mit Parallelgittern und Sammelstufe	23
2.3.4 Nachweiswahrscheinlichkeit und Betrieb der Vieldrahtzähler.....	27
2.3.5 Kalibrierung der Vieldrahtzähler.....	30
2.4 Teilchenidentifizierung	32
2.4.1 PilotU-Detektor.....	33
2.4.2 Halbleiterdetektor	35
2.4.3 Phoswichdetektor.....	35
2.5 Bestimmung der Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors	38
2.5.1 Überblick	38
2.5.2 Pulshöhenspektren des PilotU-Detektors im Neutronenfeld.....	40
2.5.3 Kalibrierung der Pulshöhenspektren mit γ -Quellen.....	42
2.5.4 Simulation der Pulshöhenspektren mit dem Programm NRESP.....	45
2.6 Eigenschaften der Vieldrahtzähler.....	47
2.6.1 Überblick	47
2.6.2 Experimenteller Aufbau am Zyklotron der PTB.....	47
2.6.3 Energiespektrum der Protonen	48
2.6.4 Simulation des Energieverlustes in den Vieldrahtzählern	50
2.6.5 Ortsauflösung der Vieldrahtzähler	53
Kapitel 3: Messungen am Hochenergieneutronenstrahl	62
3.1 Messplatz für hochenergetische Neutronen (UCL)	62
3.2 Aufbau der TCAP-Messeinrichtung am Messplatz	64
3.2.1 Datenaufnahmesystem und Triggersignal	66
3.2.2 Bestimmung der Neutronenenergie aus der Flugzeit.....	71
3.3 Drift des Flugzeitsignals bei der Strahlzeit UCL 7/00	74
3.4 Datenreduktion	77
3.5 Messungen mit dem Graphittarget.....	80
3.6 Überblick über das Programm zur Datenauswertung	82
3.7 Gegenüberstellung der H-Spektren aus beiden UCL-Strahlzeiten	85
3.7.1 Energie der primären Neutronen.....	92
Kapitel 4: Simulation der TCAP-Messeinrichtung	95
4.1 Überblick.....	95
4.2 Beschreibung der Simulation	96
4.3 Die Schritte der Simulation im Detail	99
4.4 Vergleich der Simulation mit den Messdaten	104
4.5 Bestimmung des Korrekturfaktors ($K_{W/R}$)	114
Kapitel 5: Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors	117
5.1 Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit ($\bar{\epsilon}$)	117
5.2 Bestimmung der Anzahl nachgewiesener Neutronen	119
5.3 Bestimmung der Fluenz assoziierter (n,p)-Neutronen.....	125
5.4 Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors	127
5.5 Diskussion.....	129

Zusammenfassung	132
Anhang	135
A.1 Bestimmung der Messunsicherheiten	135
A.1.1 Messunsicherheit der rekonstruierten Fluenz auf dem NE213-Detektor	135
A.1.2 Messunsicherheit der Anzahl nachgewiesener Neutronen	138
A.1.3 Mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit aus beiden Strahlzeiten	140
A.2 Korrekturfaktor (K_V) für den Verlust von (n,p)-Neutronen.....	141
A.3 Anzahl der Kohlenstoffkerne in den Targets	142
A.4 Rohdatenspektren	143
A.5 Verwendete Abkürzungen.....	147
A.6 Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	148
A.7 Literaturverzeichnis	150
Danksagung	152

Kapitel 1: Einleitung

1.1 Einführung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung der TCAP-Messeinrichtung („*TIME-CORRELATED-ASSOCIATED-PARTICLES*“), einer Apparatur, mit der die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren bei hohen Energien absolut bestimmt wird.

Neutronen sind Bestandteil der uns umgebenden ionisierenden¹ Strahlung aus natürlichen und zivilisationsbedingten Quellen. Die Energien der Neutronen reichen über viele Größenordnungen. Hochenergetische Neutronen, die durch die Kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen, verursachen z.B. einen erheblichen Anteil der Strahlenexposition von Flugzeuginsassen. Neutronen aus Quellen hoher Flussdichte sind in jüngerer Zeit von besonderem Interesse wegen ihres Potentials bei der Umsetzung beschleunigergestützter Transmutation² ADT („*ACCELERATOR DRIVEN TRANSMUTATION*“) [KON98].

Neutronen sind frei von Ladung und unterliegen praktisch nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie können sich daher weitgehend ungehindert in Materie bewegen und mit Atomkernen wechselwirken. Die bei diesen Kernreaktionen freigesetzten ladungsbehafteten Sekundärteilchen ermöglichen es, Neutronen indirekt nachzuweisen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors hängt daher zum einen von der Wahrscheinlichkeit für die ausgewählte Kernreaktion und zum anderen von dem Nachweis der Sekundärteilchen ab. Wasserstoffhaltige Materialien spielen wegen des hohen Energieübertrags auf die nahezu gleich schweren Protonen im Zusammenhang mit dem Nachweis von Neutronen eine besondere Rolle.

In der TCAP-Messeinrichtung wird über die elastische Streuung schneller Neutronen an den Protonen eines wasserstoffhaltigen Targets ((n,p)-Streuung) ein Neutronenfeld erzeugt, dessen spektrale Fluenz über die kinematisch korrelierten Rückstoßprotonen bestimmt wird. In diesem Feld wird die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren absolut, d.h. ohne Bezug auf einen differentiellen Wirkungsquerschnitt, gemessen.

Unter der Nachweiswahrscheinlichkeit (ε) wird der Quotient

$$\varepsilon(E_N, \vec{r}_N) = \frac{N_{\text{DET}}}{N_{\text{EXP}}(E_N, \vec{r}_N)} \quad (1)$$

¹ Neutronen wirken nicht ionisierend, werden aber dem allgemeinen Begriff der Ionisierenden Strahlung zugerechnet, da sie durch Wechselwirkung mit Materie geladene Teilchen freisetzen.

² Unter Transmutation wird die – u.U. exotherme – Umwandlung langlebiger Nuklide aus kerntechnischen Anlagen in Nuklide mit kurzer Halbwertszeit verstanden.

verstanden, wobei N_{DET} die Anzahl der vom Detektor nachgewiesener Neutronen und $N_{\text{EXP}}(E_N, \vec{r}_N)$ die Anzahl der Neutronen ist, die auf den Detektor treffen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist im allgemeinen eine Funktion der Neutronenenergien (E_N) und der Einfallsrichtung (\vec{r}_N) der Neutronen.

Für diese Arbeit wurde das Zyklotron *CYCLONE* der Université-Catholique-Louvain (UCL) in Louvain-la-Neuve (Belgien) als Quelle für schnelle Neutronen genutzt. An einem dort eingerichteten Messplatz steht ein kollimierter Hochenergieneutronenstrahl (maximale Energie etwa 60 MeV) zur Verfügung [DUP87, SCH99]. Während der Entwicklungsphase wurde die TCAP-Messeinrichtung mehrmals für jeweils einige Stunden in diesem Neutronenstrahl erprobt. Diese Testmessungen fanden begleitend im Rahmen von Strahlzeiten für andere Projekte statt und dienten der Untersuchung von Teilaspekten. Im April und Juli 2000 folgten dann zwei Strahlzeiten mit je ca. 60 Stunden Messzeit („UCL 4/00“ und „UCL 7/00“), die einzig der TCAP-Messeinrichtung gewidmet waren. Dabei wurde erstmalig die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors (Kohlenwasserstoffsintillator „NE213-Detektor“) mit der TCAP-Messeinrichtung bestimmt.

Diese Arbeit wurde durch die Zusammenarbeit des Zentrums für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover mit dem Fachbereich Neutronenstrahlung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) ermöglicht. Die Messeinrichtung wurde mit Personal- und Sachmitteln der PTB in Braunschweig entwickelt.

1.2 Physikalische Motivation

Neutronendetektoren sind im Rahmen der Neutronenmetrologie wichtige Werkzeuge für die wissenschaftlichen Fragen der Kernphysik und die praktischen Anwendungen des Strahlenschutzes. Für den Nachweis hochenergetischer Neutronen sind Kohlenwasserstoffsintillatoren weit verbreitete Instrumente, die entsprechend intensiv untersucht werden. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist dabei eine permanente Aufgabe, die in vielen kernphysikalischen Fragestellungen, wie z.B. der Messung von Wirkungsquerschnitten, einen limitierenden Faktor in Hinblick auf die erreichbare Unsicherheit darstellt.

Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren ist die Angabe einer spektralen Neutronenfluenz erforderlich. Die Neutronenfluenz ist eine physikalische Größe, die nicht durch eine Kombination von Naturkonstanten darstellbar ist. Sie kann daher nur durch eine Messung über eine Kernreaktion oder einen Streuprozess festgelegt werden. Dabei bezieht sich das Ergebnis auf den Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Nachweisprozesses. Ein häufig verwendeter

Nachweisprozess für Neutronen ist die (n,p)-Streuung, die zusammen mit der (p,p)-Streuung zu den fundamentalen Prozessen der starken Wechselwirkung gehört. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung liegt eine Vielzahl experimenteller Daten vor [SAID]. Eine theoretische Analyse dieser Daten ist durch die Untersuchung der zugrunde liegenden starken Wechselwirkung und deren Potentialen gegeben. Dafür wird die Nukleon-Nukleon-Streuung ((n,p)- und (p,p)-Streuung) und der gebundene Zustand des Zweinukleonensystems, das Deuteron, untersucht. Durch das Studium der Streuprozesse gewinnt man Informationen über das von den Kernkräften herrührende Potential zwischen Target und Projektil. Aus den gemessenen Winkelverteilungen kann das wirksame Potential extrahiert werden. Die Analyse der Nukleon-Nukleon-Streuung geht von einer Parametrisierung der Messwerte (Wirkungsquerschnitte, Polarisierung u.a.) durch Streuphasen aus. Neben den experimentellen Daten gehen auch Ansätze für Nukleon-Nukleon-Potentiale in die Analyse ein. Die Streuphasen werden variiert, bis eine optimale Anpassung an die Messwerte erreicht ist (Streuphasenanalyse). Bei bekanntem Potentialverlauf ist es möglich, die Streuamplitude zu berechnen aus deren Quadrat sich der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt.

Solche Phasenanalysen der Nukleon-Nukleon-Streuung werden z.B. von R. Arndt et. al. [ARN87] durchgeführt und dabei der differentielle Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung bestimmt. Das Bild 1.1 zeigt einen Vergleich zwischen experimentellen Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (n,p)-Streuung aus unterschiedlichen Quellen

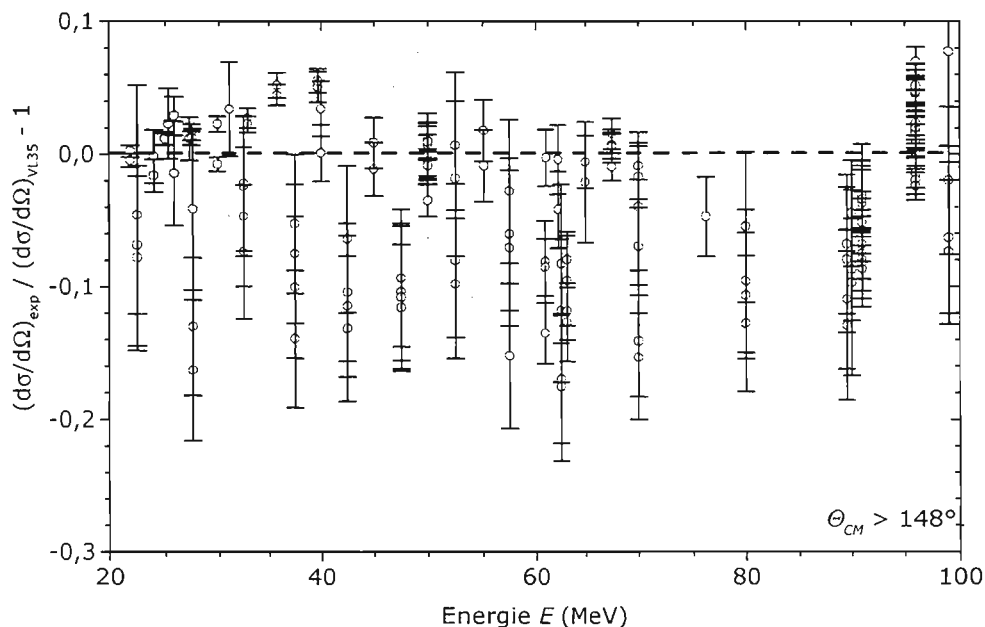


Bild 1.1: Vergleich experimenteller (n,p)-Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der Streuphasenanalyse „VS35“ für den Streuwinkelbereich $\theta_{CM} > 148^\circ$ im Schwerpunktsystem. Dieser Winkelbereich ist für eine Messung mit dem Rückstoßprotonenteleskop „PRT2“ der PTB maßgeblich. Die experimentellen Daten sind Teil der Datenbasis für die Streuphasenanalyse [SAID]. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte weichen teilweise um mehr als 10% von dem aus der Streuphasenanalyse stammenden Wert ab.

und den Vorhersagen einer von Arndt et. al. durchgeführten Streuphasenanalyse „VS35“. In der Darstellung ist der Winkelbereich auf Streuwinkel $\Theta_{CM} > 148^\circ$ im Schwerpunktsystem beschränkt. Die Abweichungen betragen im Energiebereich von 20 MeV bis 100 MeV zum Teil mehr als 10%.

Eine Abschätzung der Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte die aus der Phasenanalyse bestimmt werden, ist durch den Vergleich in Bild 1.1 nicht möglich, da die Streuung der Daten zumindest zum Teil aus Unsicherheiten in der Normierung der experimentellen Wirkungsquerschnitte stammen. Aus dem Vergleich verschiedener Phasenanalysen mit unterschiedlichen experimentellen Datenbasen und verschiedenen Nukleon-Nukleon-Potentialen schätzt Arndt die Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (n,p)-Streuung zu 5% ab [ARN91]. Sofern sich die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung bezieht, ist hierdurch eine fundamentale Unsicherheitsquelle gegeben.

Die Motivation für die Entwicklung der TCAP-Messeinrichtung ist aus dem Bedarf entstanden, einen Szintillationsdetektor (NE213-Detektor) zu kalibrieren. Dessen Nachweiswahrscheinlichkeit wird als Abschluss dieser Arbeit erstmalig mit der Methode der assoziierten Teilchen bestimmt, womit in der Entwicklung der Messeinrichtung ein wichtiges Zwischenziel erreicht ist. Die Einsatzmöglichkeiten der TCAP-Messeinrichtung sind mit dieser konkreten Aufgabe nicht erschöpft, da mit der Messeinrichtung beliebige (aktive) Neutronendetektoren kalibriert werden können.

Das Verhalten von Kohlenwasserstoffsintillatoren kann mit geeigneten Monte-Carlo Programmen, wie z.B. dem Programm *SCINFUL* („*SCINTILLATOR FULL RESPONSE TO NEUTRON DETECTION*“, [DIC88]) simuliert werden. Oberhalb von 20 MeV liefern diese Programme jedoch unbefriedigende Ergebnisse, weil die erforderlichen Wirkungsquerschnitte für Kohlenstoff unzureichend bekannt sind. Das Bild 1.2 zeigt diesen Sachverhalt. In der Darstellung ist ein gemessenes Pulshöhenspektrum eines NE213-Detektors bei einer Neutronenenergie von 45 MeV im Vergleich zu einem mit *SCINFUL* berechneten Spektrum dargestellt. Im Bereich der Rückstoßprotonen am Wasserstoff beschreibt die Simulation die Messung sehr gut. Bei kleineren Pulshöhen treten Abweichungen auf, die auf die unzureichende Beschreibung der Kohlenstoffreaktionen zurückzuführen sind. (Die Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit nur auf Grundlage der Rückstoßprotonen ist nicht praktikabel, da die Zählrate des Detektors sich erheblich reduzieren würde.) Die rechnerische Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors hängt zudem stets von den absoluten Wirkungsquerschnitten und von der absoluten Masse des Detektors (bzw. der Anzahl der Kerne) und von der Zusammensetzung des

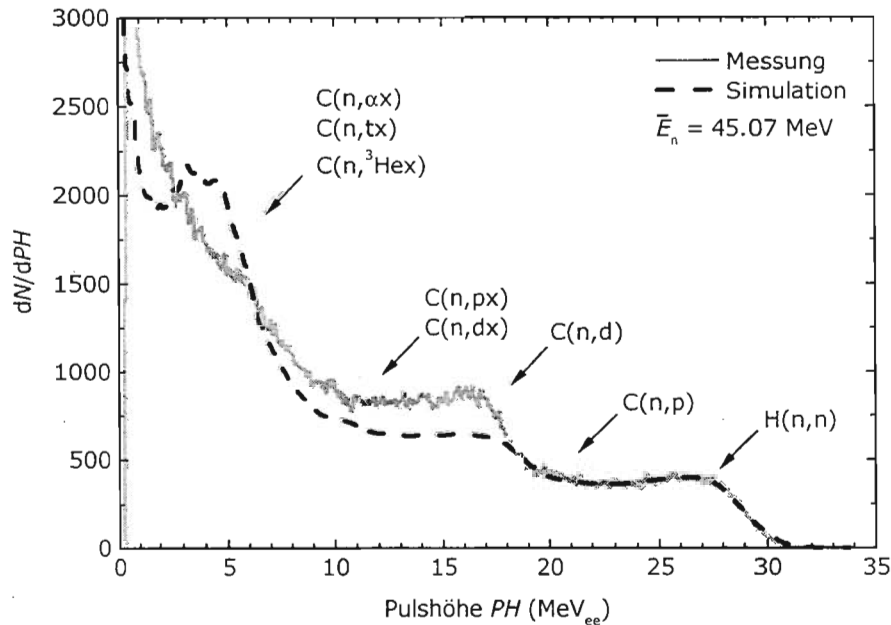


Bild 1.2: Gemessenes Pulshöhenspektrum eines Kohlenwasserstoffsintillators (NE213-Detektor) bei einer Neutronenenergie von 45 MeV im Vergleich zu dem entsprechenden mit dem Simulationsprogramm SCINFUL berechneten Spektrum. Die Diskrepanz wird durch die unzureichende Beschreibung der neutroneninduzierten Reaktionen am Kohlenstoff in der Simulation verursacht. Die Simulation ist oberhalb 21 MeV_{ee} auf die Fluenz der Messung normiert worden.

Szintillatormaterials ab, so dass sich die Unsicherheiten dieser Werte auf die Nachweiswahrscheinlichkeit übertragen.

Wegen der unzureichenden theoretischen Beschreibung der organischen Szintillatoren wird deren Nachweiswahrscheinlichkeit i.a. experimentell bestimmt. Eine Möglichkeit ist, einen Neutronendetektor in einem Neutronenfeld zu exponieren, dessen spektrale Fluenz zuvor mit geeigneten Detektoren, wie z.B. dem Rückstoßprotonenteleskop (PRT2) der PTB, gemessen wurde [NOL92].

Das PRT2 ist die Primärnormal-Messeinrichtung der PTB für die Bestimmung der Neutronenfluenz im Neutronenenergiebereich von 20 MeV bis 65 MeV [SCH98]. Mit dem PRT2 wird die Fluenz eines Neutronenstrahls bestimmt, indem die Anzahl von Rückstoßprotonen aus einem wasserstoffhaltigen Radiator gemessen wird, die in ein festgelegtes Raumwinkelintervall emittiert werden. Aus der Anzahl der Rückstoßprotonen wird über den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung und die Anzahl der Wasserstoffkerne im Radiator die absolute Neutronenfluenz errechnet. Die Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnitts, die in dem betreffenden Streuwinkel- und Energiebereich etwa 5% beträgt [ARN91], überträgt sich dabei auf die Bestimmung der absoluten Fluenz und damit auch auf die Kalibrierung des NE213-Detektors. In der Praxis tritt eine weitere Unsicherheitsquelle auf, die in der Strahlmonitorierung³ begründet ist.

³ Unter Strahlmonitoren werden hier Neutronendetektoren verstanden, die während der gesamten Messzeit unverändert im Strahl verbleiben und über die Aufzeichnung ihrer Zählrate eine Aussage über den zeitlichen Verlauf der Neutronenfluenzrate ermöglichen.

Die Bestimmung der Neutronenfluenz mit dem PRT2 wird bei hohem Strahlstrom (etwa 10 μ A) durchgeführt, um eine hinreichende Zählrate zu erreichen. Für die Kalibrierung des NE213-Detektors wird der Strom etwa um einen Faktor 10^2 bis 10^3 verringert. Die Brücke zwischen der Messung der Neutronenfluenz bei hohem Strahlstrom und der Angabe einer absoluten Neutronenfluenz bei niedrigem Strahlstrom wird über die Zählrate der Strahlmonitore geschlagen. Die Angabe der absoluten Neutronenfluenz bei niedrigem Strahlstrom beruht auf der Annahme, der Zusammenhang zur Zählrate der Monitordetektoren sei über 2-3 Größenordnungen streng linear. Die Unsicherheiten addieren sich bei der Bestimmung einer Neutronenfluenz mit dem PRT2 auf etwa 6%-7% [SCH98]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors kann daher mit Bezug auf das PRT2 nur mit einer minimalen Unsicherheit von 6%-7% bestimmt werden.

Solange die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors relativ zu einem Wirkungsquerschnitt gemessen wird, stellt dessen Unsicherheit eine untere Grenze für die erreichbare Genauigkeit dar. Selbst bei dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung, der häufig als Referenzwirkungsquerschnitt herangezogen wird, liegt die Unsicherheit bei etwa 5%. Dieses Limit kann mit der Methode der assoziierten Teilchen umgangen werden, bei der ein Neutron in kinematischer Koinzidenz mit einem geladenen Teilchen auftritt [DEB79, FOW80, THU99]. Die Neutronenfluenz wird dabei direkt anhand der assoziierten Reaktionspartner bestimmt, d.h. es wird kein Bezug auf einen Wirkungsquerschnitt genommen. Gängige Reaktionen hierfür sind bei Verwendung geladener Teilchenstrahlen $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$, und $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Die beiden ersten Reaktionen sind mit hohem Aufwand verbunden, da die radioaktiven Tritium-Targets besondere Strahlenschutzvorkehrungen erfordern. Die $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ Reaktion hat den Nachteil, dass die Breakup-Reaktionen $^2\text{H}(d,n)^2\text{H}p$ und $^2\text{H}(d,2n)2\text{H}$ oberhalb der Schwellenenergien 4,45 MeV bzw. 8,9 MeV möglich werden. Bei einer Deuteriumenergie von 25 MeV ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Breakup-Reaktion eine Größenordnung höher als der der $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion [DRO78]. Bei höheren Energien wird das Verhältnis noch ungünstiger. Die ^3He -Teilchen müssten daher aus einem großen Untergrund anderer Ionen herausgefiltert werden.

Für den Hochenergieneutronenstrahl an der UCL bietet sich die einfache 2-Teilchen-Reaktion der elastischen Streuung schneller Neutronen an Protonen an. Auf dieser Reaktion beruht die TCAP-Messeinrichtung. Die Fluenz der gestreuten Neutronen wird anhand der assoziierten Rückstoßprotonen direkt bestimmt, ohne Bezug auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt oder auf Monitordetektore⁴ nehmen zu müssen.

⁴ Tatsächlich ist auch beim Einsatz der TCAP-Messeinrichtung die Monitorierung des primären Neutronenstrahls erforderlich, aber in einem anderem Zusammenhang: Sie dienen hier lediglich der relativen Messung der Fluenzraten auf dem PE- und dem C-Target um diese Messungen auf gleich Neutronenflüsse normieren zu können.

1.3 Konzept der TCAP-Messeinrichtung

Die TCAP-Messeinrichtung ermöglicht die absolute Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren. Das Konzept basiert auf der elastischen Streuung hochenergetischer Neutronen eines kollimierten Neutronenstrahls an den ruhenden Protonen eines wasserstoffhaltigen Targets. Durch die (n,p)-Streuung wird aus dem primären Neutronenstrahl ein sekundäres Neutronenfeld ausgekoppelt und dessen spektrale Fluenz anhand der Rückstoßprotonen bestimmt. Die absolute Fluenz des primären Neutronenstrahls muss nicht bestimmt werden. Sie sollte lediglich groß genug sein, um eine hinreichende Fluenz im Sekundärfeld zu erzeugen.

Bei den (n,p)-Stößen übertragen die Neutronen einen Teil ihres Impulses auf die Protonen und werden gestreut. Der Neutronendetektor, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit kalibriert wird, steht im Feld der gestreuten Neutronen. Die aus dem Target emittierten Rückstoßprotonen werden von der TCAP-Messeinrichtung nachgewiesen und dabei ihre Richtungsvektoren von ortsauflösenden Detektoren gemessen.

Die Energie und der Impuls eines Neutrons sind nach dem (n,p)-Stoß direkt mit denen des assoziierten Protons verknüpft. Aus dem Richtungsvektor eines Rückstoßprotons kann daher, mit Kenntnis über die Energie und den Impulsvektor des Neutrons vor dem Stoß, die Trajektorie und die Energie des gestreuten Neutrons errechnet werden.

Der Energieübertrag bei der (n,p)-Streuung wird in nicht relativistischer Näherung und unter Annahme gleicher Massen von Neutron und Proton mit folgendem Term beschrieben: (Eine ausführliche Abhandlung der Stoßkinematik findet sich z.B. in [MUS95] S. 1018ff.)

$$E_p = E_{N_0} \cdot \cos^2(\alpha_p) \quad (2)$$

- E_p = Energie des Rückstoßprotons
 E_{N_0} = Energie des Neutrons vor dem Stoß
 α_p = Streuwinkel des Protons

In nicht relativistischer Näherung und bei gleichen Massen der Stoßpartner würden die Impulsvektoren von Neutron und Proton nach der (n,p)-Streuung orthogonal zueinander stehen. Am Hochenergieneutronenstrahl der UCL mit einer Neutronenenergie von 60 MeV macht sich aber bereits deutlich der relativistische Einfluss bemerkbar, so dass der Winkel zwischen den Impulsvektoren 89,2° beträgt. Da die Rückstoßprotonen in der TCAP-Messeinrichtung unter einer Referenzrichtung von 60,0° detektiert werden, treten die assoziierten Neutronen unter einem Referenzwinkel von -29,2° gegen die Strahlrichtung auf.

Als Targetmaterial für die TCAP-Messeinrichtung wurde Polyethylen (C₂H₄)_n gewählt, weil es ein einfach zu handhabender Festkörper mit einer hohen Anzahldichte von

Wasserstoffkernen ist. Neben dem Wasserstoff enthält das Polyethylen Kohlenstoffkerne, die einen Untergrund unerwünschter neutroneninduzierter Kernreaktionen hervorrufen, bei denen Protonen, Deuteronen, Tritonen und Alphateilchen aus dem Target emittiert werden. Für ein einzelnes Proton kann nicht unterschieden werden, ob es aus einer (n,p)-Streuung oder aus einer Reaktion am Kohlenstoff stammt. Darauf wird später eingegangen.

Das Konzept der TCAP-Messeinrichtung erfordert die Lösung folgender Aufgabenstellung: Die aus dem Target emittierten Protonen müssen von anderen geladenen Teilchen unterschieden und ihre Richtungsvektoren gemessen werden. Dabei besteht die Herausforderung darin, den Zusammenhang zwischen den Richtungsvektoren der Rückstoßprotonen und den assoziierten Neutronen zu erhalten. Aufgrund ihrer Ladung erfahren die Protonen beim Durchqueren von Materie einen Energieverlust und, was noch bedeutender ist, eine Richtungsänderung (Straggling). Die Richtungsvektoren der Protonen müssen mit mindestens zwei ortsauflösenden Detektoren gemessen werden, ohne die Bewegungsrichtung der Protonen im Mittel stark zu ändern. Die Detektoren sollten daher möglichst massearm ausgeführt sein, andererseits aber auch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen der gegebenen Energie aufweisen, damit eine hinreichend hohe Zählrate der Messeinrichtung erreicht wird. Bei einem nahezu punktförmigen Target wäre ein einzelner ortsauflösender Detektor ausreichend. Für eine hinreichende Zählrate der Messeinrichtung ist jedoch ein ausgedehntes Target und damit ein zweiter ortsauflösender Detektor erforderlich.

Das Target ist eine unvermeidbare Quelle für das Straggling der Protonen.⁵ Bei der Wahl der Targetdicke muss daher zwischen der Zählrate der Messeinrichtung und dem Protonenstraggling abgewogen werden.

Das Bild 1.3 skizziert den Aufbau der TCAP-Messeinrichtung. Ein kollimierter Strahl schneller Neutronen trifft auf das Polyethylentarget, in dem neutroneninduzierte Kernreaktionen an Wasserstoff und Kohlenstoff stattfinden. Die aus dem Target emittierten geladenen Teilchen durchsetzen zwei Vieldrahtzähler⁶ und einen Halbleiterdetektor und werden anschließend in einem Szintillator (PilotU-Detektor) gestoppt. Diese Detektoren stehen unter einem Winkel von $60,0^\circ$ (Protonenreferenzrichtung) gegen die Bewegungsrichtung der primären Neutronen.

Die beiden Vieldrahtzähler messen jeweils den zweidimensionalen⁷ Ort, an dem ein Teilchen den Detektor durchquert. Durch die Verbindung dieser beiden Messpunkte wird die Trajektorie des Teilchens bestimmt. In dem Halbleiterdetektor deponieren die

⁵ Die Protonen legen im Mittel eine halbe Targetdicke im Polyethylen zurück, ehe sie die Oberfläche erreichen.

⁶ Multiwire Proportional Chamber, „MWPC“ oder kurz „MW“.

⁷ Die dritte Dimension ergibt sich aus der Position des jeweiligen Vieldrahtzählers.

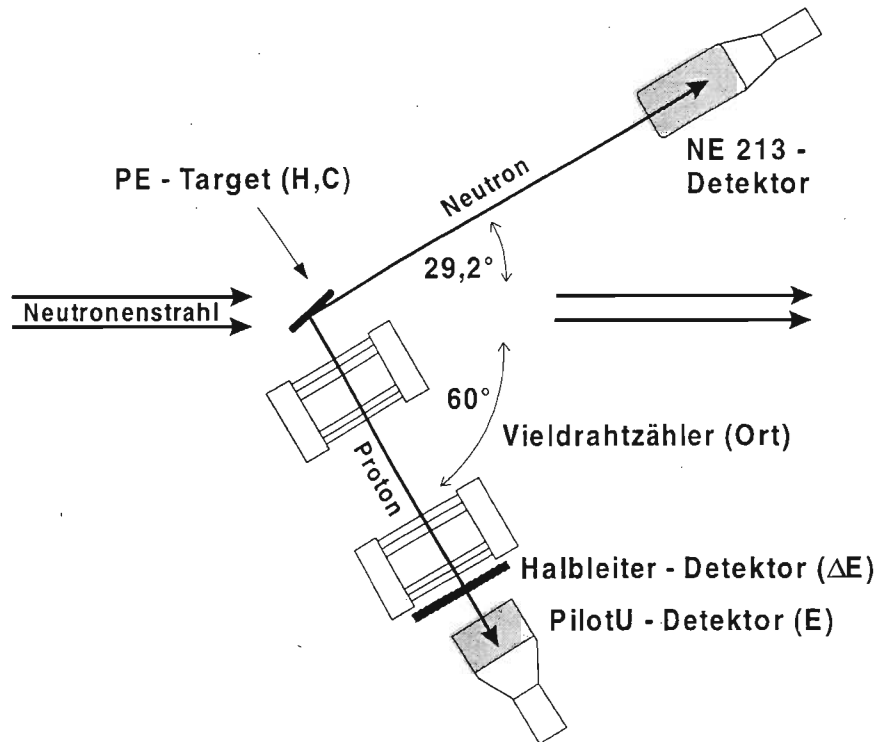


Bild 1.3: Prinzipskizze der TCAP-Messeinrichtung.

Teilchen einen Energieverlust (ΔE) und im Szintillator ihre verbleibende Restenergie (E). Diese ΔE - E Messung ermöglicht die Trennung der Protonen von anderen geladenen Teilchen durch Darstellung des Energieverlustes als Funktion der Teilchenenergie (Teilchenteleskop).

Bei der TCAP-Messeinrichtung wird wegen Gleichung (2) und dem Protonenreferenzwinkel von $60,0^\circ$ etwa $\frac{1}{4}$ der Energie der primären Neutronen auf die Rückstoßprotonen übertragen. Die Energie des primären Neutronenstrahls am Messplatz für hochenergetische Neutronen an der UCL beträgt etwa 60 MeV. Damit ergibt sich eine mittlere Energie der Rückstoßprotonen direkt nach der (n,p)-Streuung von 15 MeV, während die gestreuten Neutronen im Mittel mit 45 MeV aus dem Target emittiert werden.

Wie in Bild 1.3 gezeigt, ist die Orientierung des Targets so gewählt, dass die Flächennormale der Targetoberfläche in erster Näherung in die Referenzprotonenrichtung zeigt, aber etwas aus dieser Richtung herausgedreht ist. Dadurch wird erreicht, dass sowohl die Protonen als auch die gestreuten Neutronen möglichst kurze Wege vom Wechselwirkungsort bis zur Targetoberfläche zurücklegen.

Wie bereits erwähnt, können aus dem Target emittierte Protonen entweder aus der (n,p)-Streuung am Wasserstoff oder aus Kernreaktionen am Kohlenstoff stammen. Für ein einzelnes Proton ist eine Unterscheidung nicht möglich, insbesondere da sich die Energiespektren der betreffenden Protonen überschneiden. Es kann jedoch eine

statistische Korrektur durchgeführt werden, da reiner Kohlenstoff als Festkörper in Form von Graphit verfügbar ist. Dafür wird unter identischen Bedingungen eine Vergleichsmessung mit einem Graphittarget durchgeführt. Nach der Normierung auf gleiche Anzahl von C-Streuzentren und gleichen Neutronenfluss liefert diese Untergrundmessung den Anteil der Kohlenstoffreaktionen in der Messung mit dem Polyethylentarget. Durch die Subtraktion der Ergebnisse des C-Targets von denen des PE-Targets ergeben sich Spektren, die denen eines reinen Wasserstofftargets entsprechen. Die Differenz der registrierten Protonen aus diesen beiden Messungen ist im Rahmen der Poissonstatistik gleich der Anzahl der (n,p)-Rückstoßprotonen.

Wie in Bild 1.4 zu sehen, ist der Wirkungsquerschnitt für die Emission von Protonen aus Kohlenstoff in dem für die TCAP-Messeinrichtung interessanten Winkelbereich deutlich kleiner als der für die (n,p)-Streuung. Die Messungen mit dem PE-Target werden nur geringfügig durch die Vergleichsmessung mit dem C-Target korrigiert, da die meisten aus dem PE-Target emittierten Protonen aus (n,p)-Reaktionen stammen. Die Unsicherheit in der Normierung der Vergleichsmessung wirkt sich daher nur moderat auf die Bestimmung der Anzahl der (n,p)-Protonen aus.

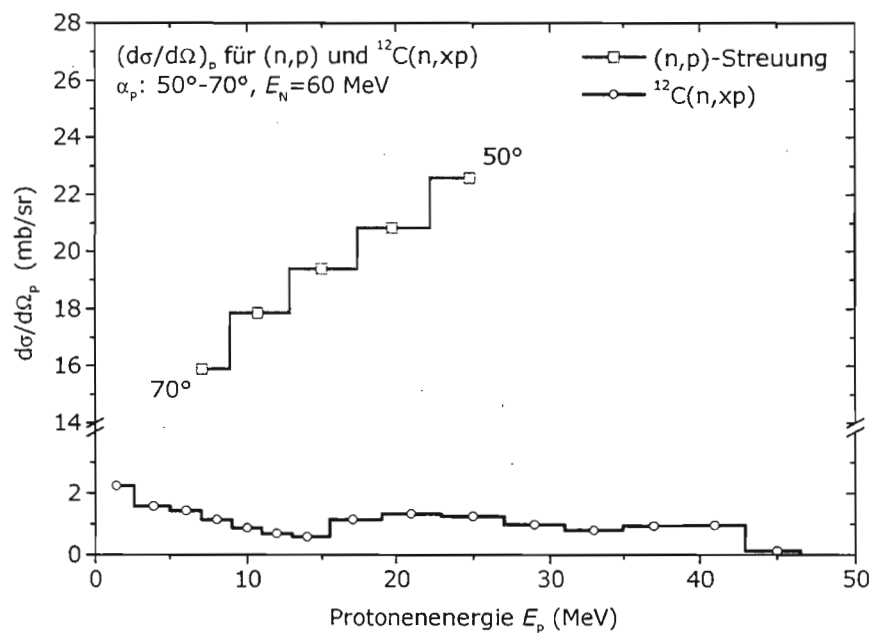


Bild 1.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte von $^{12}\text{C}(n,xp)$ -Reaktionen und der (n,p)-Streuung im Winkelintervall von 50° - 70° als Funktion der Energie der emittierten Protonen bei einer Neutronenenergie von 60 MeV. Die Daten stammen aus [CHA00].

Kapitel 2: Die TCAP-Messeinrichtung

2.1 Einleitung

In diesem Abschnitt werden die in der Messeinrichtung integrierten Detektoren und ihre Eigenschaften im Detail vorgestellt. Der beschriebene Entwicklungsstand der Messeinrichtung ist, insbesondere in Bezug auf die Vieldrahtzähler, das Ergebnis eines Optimierungsprozesses. Über einen Zeitraum von etwa zwei Jahren wurden bei mehreren kurzen Testmessungen am Hochenergieneutronenstrahl an der UCL in Belgien Teilaspekte der Messeinrichtung erprobt. Diese Untersuchungen fanden begleitend zu Messungen für andere Projekte statt und waren zeitlich stets auf einige Stunden begrenzt. Dennoch konnten dabei Erkenntnisse gesammelt werden, die in die Konstruktion der Messeinrichtung eingeflossen sind.

Die Eigenschaften der Detektoren wurden in mehreren Strahlzeiten am Zyklotron der PTB mit Protonen untersucht, so wurde z.B. die Lichtausbeutefunktion des verwendeten PilotU-Detektors bestimmt und die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler gemessen.

2.2 Die Streukammer der TCAP-Messeinrichtung

Die TCAP-Messeinrichtung besteht aus einer lichtdicht abgeschlossen und evakuierbaren Edelstahlkammer von 38 cm Durchmesser und 40 cm Höhe, in der die Detektoren für den Nachweis der Protonen, d.h. die Vieldrahtzähler, der Halbleiterdetektor und der PilotU-Detektor integriert sind.

Das Bild 2.1 skizziert den Aufbau der Streukammer, das Bild 2.2 zeigt einen Blick in die geöffnete Kammer. Der Neutronenstrahl tritt über ein Edelstahlfenster in die Streukammer ein und trifft in der Kammermitte das Streutarget, das auf einer Haltevorrichtung montiert ist.

Auf dieser Vorrichtung sind ein Polyethylen- und ein Graphittarget befestigt, wobei sich jeweils nur ein Target im Strahl befindet. Die Vorrichtung kann von außen verschoben werden, so dass ein Targetwechsel möglich ist, ohne die Streukammer zu öffnen. Die Rückstoßprotonen werden aus dem Target emittiert und von den Detektoren des Protonenzweiges nachgewiesen.

Die gestreuten Neutronen treten wiederum über ein Edelstahlfenster aus der Streukammer aus und exponieren den außerhalb der Streukammer stehenden Neutronendetektor. Die dünnen Ein- und Austrittsfenster verhindern eine signifikante

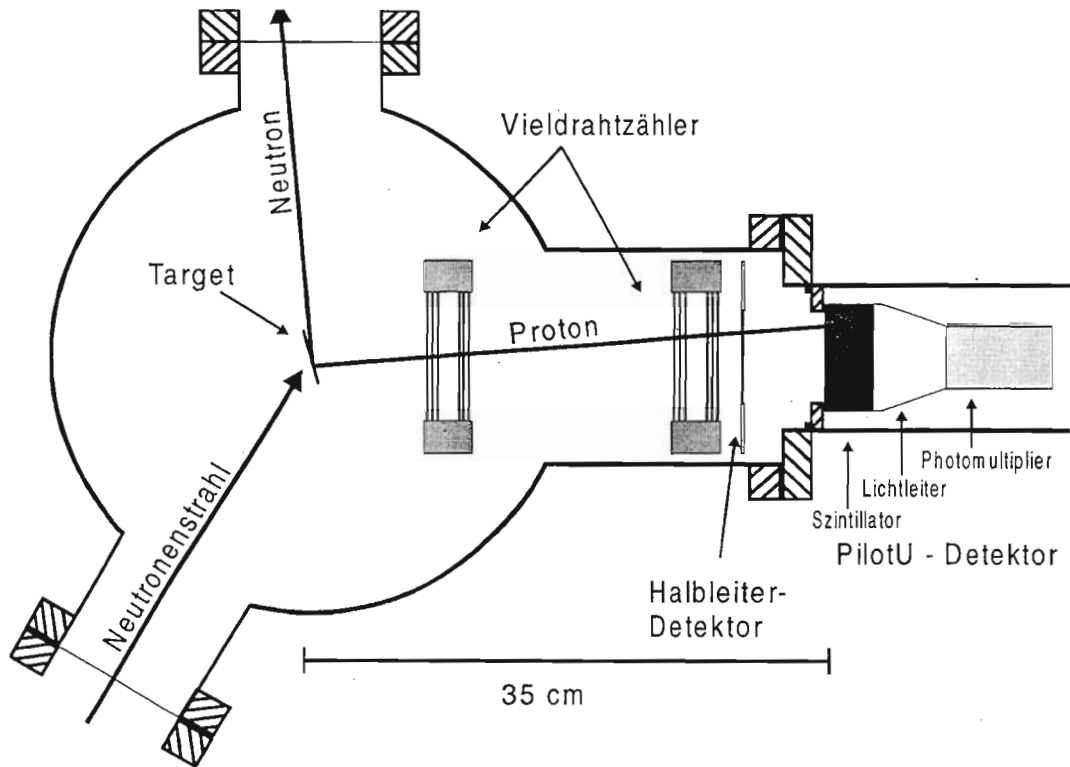


Bild 2.1: Vereinfachte Darstellung der TCAP-Streukammer.

Schwächung des Neutronenstrahls und unterdrücken weitgehend die Erzeugung geladener Teilchen.

Die Vieldrahtzähler werden mit dem Zählgas Isobutan bei einem Druck von etwa $15 \cdot 10^2$ Pa betrieben. Die Streukammer wird zunächst evakuiert und dann mit dem Zählgas gefüllt. Die Vieldrahtzähler stehen offen in dieser Atmosphäre. Während einer Messung wird das Isobutan kontinuierlich ausgetauscht, indem an einer Stelle Gas abgesaugt wird und an einer davon weit entfernten Stelle frisches Zählgas aus einer Gasflasche einfließt. Eine Druckregelanlage, verbunden mit Drucksensoren an der Streukammer, steuert über ein Regelventil den Zufluss das Isobutans, so dass sich nach einer Regelphase ein gleichbleibender Druck in der Streukammer einstellt.

Die Rückstoßprotonen durchqueren außer dem Target und den Detektoren keinerlei Material, durch das sie Stragging erfahren könnten. Der geringe Druck in der Streukammer reicht bis an die Oberfläche des Szintillators des PilotU-Detektors.

Die Entfernung der Detektoren vom Target betragen für die Vieldrahtzähler 8,6 cm bzw. 23,4 cm, für den Halbleiterdetektor 30 cm und für den PilotU-Detektor 35,5 cm. Letzterer spannt von allen Detektoren den kleinsten Raumwinkel auf und definiert zusammen mit

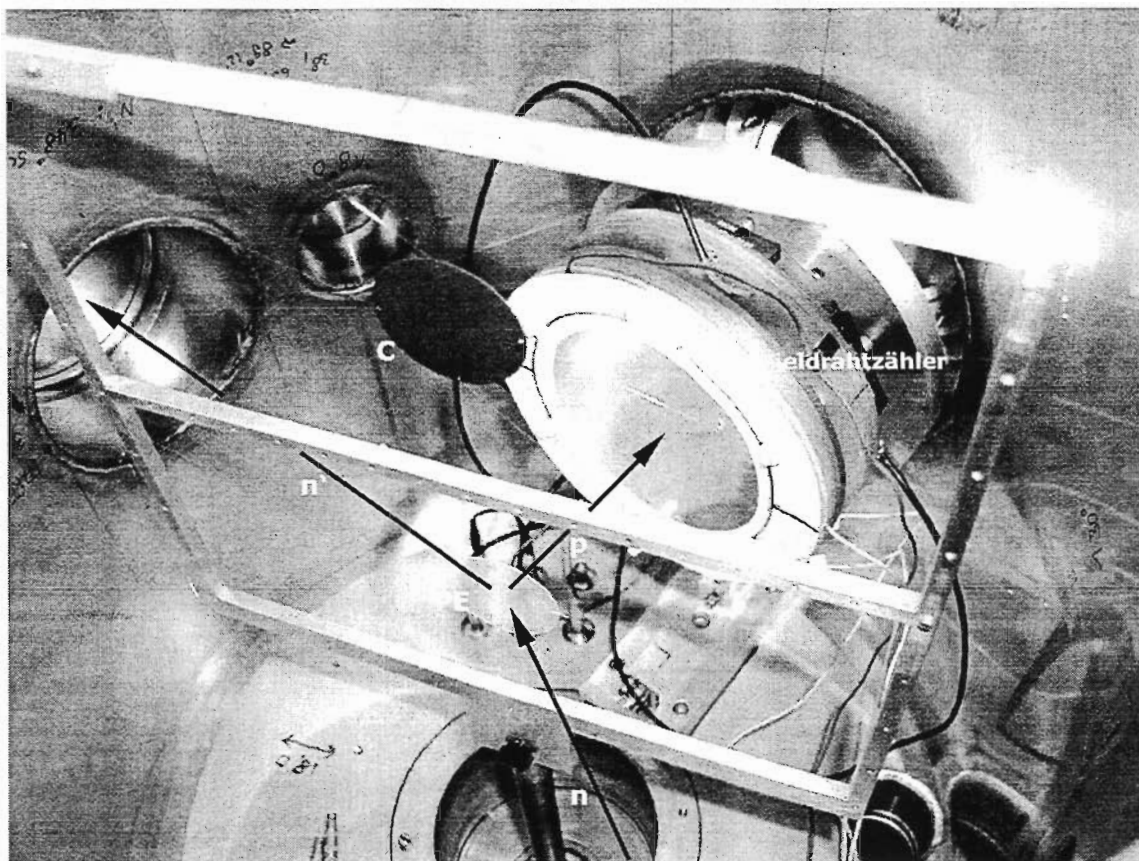


Bild 2.2: Foto in das Innere der TCAP-Streukammer. Zu sehen sind die Targethalterung mit den an Drähten befestigten Polyethylen- (PE) und Kohlenstofftargets (C) und der vordere Vieldrahtzähler.

dem Target die möglichen Streuwinkel der Protonen. Der Durchmesser des Eintrittsfensters des PilotU-Detektors beträgt 6,7 cm, die Durchmesser der verwendete Targets 4 cm. Da die Detektoren des Protonenzweiges unter $60,0^\circ$ gegen die Bewegungsrichtung der primären Neutronen aufgebaut sind, ergeben sich mögliche Protonenstreuwinkel zwischen $51,5^\circ$ und $78,5^\circ$.

Mit dem Streuwinkelbereich der Protonen sind auch die möglichen Streuwinkel der Neutronen für das Kalibrierfeld definiert. Da der Winkel zwischen des assoziierten Teilchen $89,2^\circ$ beträgt, ergeben sich Neutronenstreuwinkel von $-37,7^\circ$ bis $-10,7^\circ$.

Der Neutronendetektor, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit kalibriert wird, steht im Feld der gestreuten Neutronen außerhalb der Streukammer in einer Entfernung von etwa 70 cm vom Target.

Wie in dem Bild 2.2 zu sehen, sind die Targets mit dünnen Drähten an der Targethalterung befestigt, die selbst nicht im Strahl steht. Diese Konstruktion erwies sich als erforderlich, um zu verhindern, dass der Neutronenstrahl im Bereich vor den Vieldrahtzählern anderes Material als die Targets trifft. Die Messungen werden dadurch nicht nur qualitativ verbessert, weil praktisch sämtliche im Protonenzweig gemessenen geladenen Teilchen aus dem Target stammen, sondern dieses Vorgehen hat die

Messungen überhaupt erst ermöglicht. Wenn der Neutronenstahl auch nur einen kleinen Teil der Targethalterung trifft, werden die Vieldrahtzähler mit einer derart hohen Anzahl geladenen Teilchen exponiert, dass sie wegen ständig entstehender Überschläge nicht eingesetzt werden können.

2.3 Die Vieldrahtproportionalzähler

2.3.1 Übersicht

Die Herausforderung bei der Bestimmung der Trajektorien der Protonen besteht darin, den Ort der Teilchen zu messen, ohne ihnen eine signifikante Richtungsänderung oder einen erheblichen Energieverlust zuzufügen. Dieses Ziel wird mit sehr massearmen Detektoren erreicht, den u.a. von G. Charpak etablierten ortsauflösenden Vieldrahtproportionalzählern⁸ [CHA70, CHA78, CHA79, BRE77]. Wegen der Forderung nach geringer Masse werden diese Detektoren in der TCAP-Messeinrichtung bei geringem Druck des Zählgases (Isobutan) von etwa $15 \cdot 10^2$ Pa betrieben [BRE82, BRE84].

Es ist nicht das Ziel der TCAP-Messeinrichtung die Anzahl der (n,p)-Stöße absolut zu bestimmen. Daher ist es nicht erforderlich die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler genau zu kennen. Rückstoßprotonen, die nicht nachgewiesen werden, verringern die Zählrate, haben aber keinen Einfluss auf die Kalibrierung eines Neutronendetektors mit der TCAP-Messeinrichtung.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren für die (n,p)-Rückstoßprotonen (deren Energie liegt zwischen 10 MeV und 20 MeV) muss möglichst hoch sein, damit eine hinreichende Zählrate der Messeinrichtung erzielt wird. Da für die Bestimmung der Trajektorie der Protonenort an zwei Positionen gemessen wird, multipliziert sich zudem die Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Vieldrahtzähler. Die ersten Experimente zeigten, dass ein einfacher Vieldrahtzähler eine zu geringe Nachweiswahrscheinlichkeit hat. Die Detektoren wurden daher weiterentwickelt und mit einer zweiten Gasverstärkungsstufe ergänzt.

Ein geladenes Teilchen wird von einem Vieldrahtzähler detektiert, wenn es beim Durchqueren des empfindlichen Volumens ein elektrisches Signal erzeugt, dessen Pulshöhe von dem Rauschen auf der Signalleitung unterschieden werden kann. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis kann durch Erhöhung der Nutzsignale und Verringerung des Rauschens verbessert werden. Beide Möglichkeiten werden bei den Vieldrahtzählern der TCAP-Messeinrichtung ausgeschöpft, um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren zu erhöhen.

⁸ „multi wire proportional chamber“, „MWPC“ oder kurz „MW“.

2.3.2 Einstufiger Vieldrahtproportionalzähler

Die anfänglich für die TCAP-Messeinrichtung verwendeten Vieldrahtzähler bestehen aus drei übereinanderliegenden Ebenen parallel gespannter leitender Drähte (siehe Bild 2.3). An der mittleren Drahtebene, der Anode, liegt eine positive Hochspannung von einigen 100 Volt an. Von dieser Hochspannung wird mit einem Kondensator das Anodensignal ausgekoppelt, das den Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs anzeigt und bezüglich seiner Pulshöhe ausgewertet wird. Die beiden äußeren Drahtebenen, die Kathoden, dienen zum Auslesen der Ortsinformation. An diese Ebenen wird keine Spannung angelegt. Die Drahtebenen sind so ausgerichtet, dass die Anodendrähte unter einem Winkel von 45° gegen die Kathodendrähte verlaufen und letztere orthogonal zueinander liegen.

Die Anode und die Kathoden bestehen aus goldbedampftem Wolfram-Rhenium-Drähten⁹, die auf einen Rahmen aus Glasfibrerkunststoff¹⁰ gespannt sind. Der Durchmesser der Anodendrähte beträgt 20 µm, der der Kathoden 50 µm. In beiden Fällen beträgt der Abstand zwischen den Drähten 1 mm.

Der Nachweis eines ionisierenden Teilchens geschieht wie folgt: Entlang der Teilchenbahn entstehen im Zählgas Primärionisationen. Die im Bereich des Vieldrahtzählers freigesetzten Elektronen driften zu den Anodendrähten und werden wegen des starken Feldgradienten in Drahtnähe so stark beschleunigt, dass sie ihrerseits ionisierend wirken. Durch diese Sekundärionisationen nimmt die Anzahl freier Ladungsträger lawinenartig um den Anodendraht herum zu, die Elektronen driften zur Anode, die Ionen entfernen sich von ihr. Auf der Anodenhochspannung ist ein Spannungsabfall zu beobachten, der durch die Ladungen der Elektronen verursacht wird.

Die Ladungstrennung innerhalb der Ladungslawine um einen Anodendraht induziert

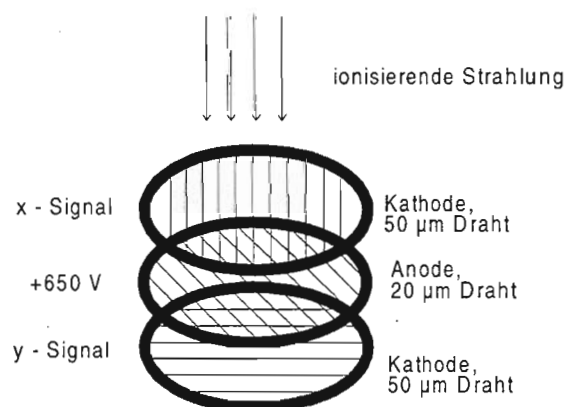


Bild 2.3: Explosionszeichnung eines einstufigen Vieldrahtzählers. Der Detektor besteht aus drei Ebenen paralleler Drähte, die in einem Abstand von 1 mm auf Rahmen mit einem Innendurchmesser von 9 cm gespannt sind. Die einzelnen Ebenen liegen jeweils 3,4 mm auseinander.

⁹ Der Draht ist kommerziell erhältlich und wird üblicherweise in Glühlampen verwendet.

¹⁰ Kommerzielle Bezeichnung des Materials: „G10“.

Signale auf den umliegenden Kathodendrähten. Die Höhe eines induzierten Signals auf einem Kathodendraht ist eine Funktion der Entfernung des Drahtes vom Schwerpunkt der Ladungslawine. Damit enthält die relative Pulshöhe der Kathodendrähte zueinander eine Information über den Ort des Teilchendurchgangs durch den Detektor. Je größer das Signal auf einem Draht, desto näher ist dieser Draht an dem Ort der Ladungslawine. Dabei kann auch über die Drahtabstände interpoliert werden, d.h. die Ortsauflösung des Detektors kann kleiner sein als der Abstand zwischen den Drähten,

Der Ort der Lawine ließe sich prinzipiell über den direkten Vergleich der Spannungsabfälle auf den Kathodendrähten ermitteln. Ausgereifter ist jedoch die Indizierung der Kathodendrähte durch Signalverzögerung. Die Drähte einer Kathodenebene werden auf ein Potential gelegt, wobei zwischen zwei Drähten jeweils ein LC-Baustein eine Signalverzögerung verursacht (siehe Bild 2.4). Die verzögerten Signale der einzelnen Kathodendrähte addieren sich zu einem Gesamtsignal, das an beiden Enden der Verzögerungsleitung abgegriffen wird. Aus jeder Kathodenebene werden somit zwei Signale ausgelesen, die gleichen Ursprungs sind, aber unterschiedlich verzögert werden. Die gesuchte Ortsinformation ist in der Zeitdifferenz zwischen den beiden Kathodensignalen enthalten, weil der Ort des Teilchendurchgangs die Anzahl der Verzögerungselemente festlegt, die durchlaufen werden. Die Zeitdifferenz wird mit Hilfe eines TDC (time-to-digital-converter) bestimmt. Der TDC¹¹ misst zunächst die Zeitdifferenzen zwischen den jeweiligen Kathodensignalen und einem Referenzsignal (START-Signal des TDC). Diese Werte werden von einem Datenaufnahmesystem ausgelesen, per Software voneinander subtrahiert und so die Zeitdifferenz zwischen den Kathodensignalen errechnet. Diese Zeitdifferenz ist eine lineare Funktion des Ortes des Teilchendurchgangs in einer Dimension und zwar senkrecht zur der Richtung in der die Drähte gespannt sind. Bei der Subtraktion kürzt sich das Referenzsignal heraus, daher kann jedes beliebige Signal als Referenz dienen¹², beispielsweise das Anodensignal des Vieldrahtzählers.

Wegen der orthogonalen Ausrichtung der Kathodendrähte wird mit der Auswertung beider Kathodenebenen eines Vieldrahtzähler der Ort eines geladenen Teilchens in zwei Dimensionen gemessen.

Zu Kontrollzwecken werden die Laufzeiten der Kathodensignale aus einer Ebene addiert. Die Summe dieser beiden Signale ergibt im Idealfall immer denselben Wert, sofern der Detektor wie vorgesehen arbeitet.

Die technische Umsetzung des Auslesens der Kathodensignale ist schematisch in Abbildung Bild 2.4 dargestellt. Die auf den Kathodendrähten induzierten Signale werden zu beiden Seiten der Verzögerungsstrecke ausgelesen und von einem Vorverstärker um

¹¹ Die Kathodensignale beider Vieldrahtzähler werden gemeinsam mit einem 8-Kanal TDC ausgewertet.

¹² Ggf. müssen die Kathodensignale verzögert werden, damit sie später als das Referenzsignal eintreffen.

den Faktor 800 verstärkt. Die so aufbereiteten Signale werden ggf. über weite Wege auf BNC-Kabeln zu der Messelektronik geleitet und von einem breitbandigen Hauptverstärker nochmals um den Faktor zehn verstärkt, ehe sie mit einem CF-Diskriminator¹³ digitalisiert werden. Die digitalen Signale schließlich werden mit einem TDC bezüglich des Signalzeitpunktes ausgewertet.

Ein Schwerpunkt beim Aufbau der Streukammer war die Reduzierung der Einkopplung elektromagnetischer Felder auf die Vieldrahtzähler. Dafür wurden zunächst die als SMD-Bausteine realisierten Vorverstärker in handelsüblichen Aluminiumgehäusen eingesetzt und mit kurzen LEMO-Kabeln über Vakuumdurchführungen mit den Vieldrahtzählern verbunden. Die verwendeten Vorverstärkergehäuse und die LEMO-Kabel schirmen jedoch konstruktionsbedingt Störfelder nicht ausreichend ab. In einem zweiten Schritt wurden daher im Eigenbau gut abschirmende Aluminiumgehäuse¹⁴ für die Vorverstärker entwickelt. Diese Gehäuse sind direkt, ohne die Verwendung von Kabeln, mit der Streukammer verbunden. Die verbleibenden Kabel zwischen den Vieldrahtzählern und den Vorverstärkern befinden sich innerhalb der Streukammer bzw. in den

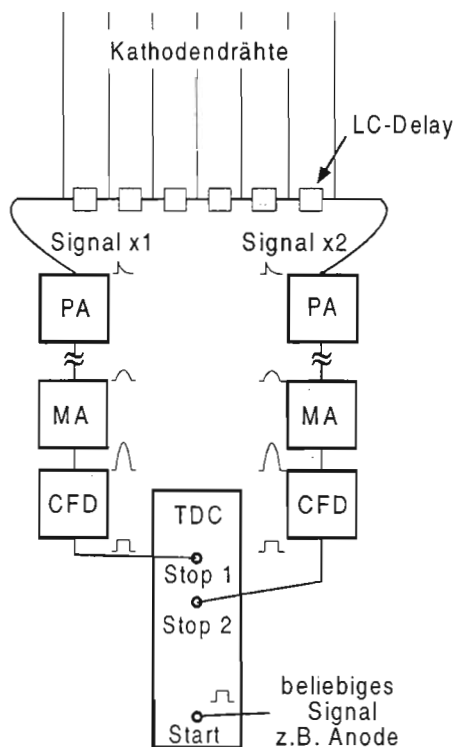


Bild 2.4: Auswertung der Kathodensignale der Vieldrahtzähler mit Zeitkodierung

PA Vorverstärker
 MA breitbandiger Hauptverstärker
 CFD „constant fraction diskriminator“
 TDC „time to digital converter“

¹³ „constant fraction discriminator“ (CFD) Das digitale Signal eines CFD wird zu dem Zeitpunkt generiert, an dem das analoge Eingangssignal einen festen Bruchteil (z.B. 50%) seiner Pulshöhe erreicht hat. Im Gegensatz zu einem einfachen Schwellendiskriminator ist der Zeitpunkt des digitalen Ausgangssignals weitgehend unabhängig von der Pulshöhe des Eingangssignals (d.h. kein „walk“). Die Methode erfordert pulshöhenunabhängige Anstiegszeiten der analogen Signale [LEO94].

¹⁴ Um eine gute Abschirmung zu erreichen ist darauf zu achten, dass das Gehäuse einen geschlossenen Faradaykäfig ergibt. Die Schirme aller Koaxialleitungen sind an der Außenfläche des Gehäuses zu kontaktieren, damit eventuelle Potentialdifferenzen nicht zu Strömen im Inneren des Gehäuses führen. Alle Kabel sind mit RC-Gliedern auszustatten.

Vorverstärkergehäusen und sind dadurch gut abgeschirmt. Um den Einfluss eingekoppelter Signale weiter zu verringern, wurden auf allen für die Versorgung der Vieldrahtzähler relevanten Leitungen RC-Filter eingebaut, die hochfrequente Signale unterdrücken.

Die Diskriminatoren, mit denen die Signale der Vieldrahtzähler ausgewertet werden, benötigen Eingangssignale von mindestens 100 mV. Kleinere Signale können unter Umständen nicht richtig verarbeitet werden. Der Rauschpegel am Ausgang der Anodenvorverstärker liegt bei etwa 10–20 mV, der der Kathodenvorverstärker bei etwa 15–25 mV. Um alle Nutzsignale oberhalb des Rauschens über die Schwelle des Diskriminators zu heben, werden die Signale nach den Vorverstärkern nochmals etwa um den Faktor zehn verstärkt. Für diesen Zweck wurde in der PTB ein breitbandiger 10-Kanal Impulsverstärker entwickelt, der für diese Anwendung optimiert ist.

2.3.3 Erweiterung der Vieldrahtzähler mit Parallelgittern und Sammelstufe

Eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler wird durch große Pulshöhen der Anoden- und Kathodensignale erreicht. Die Pulshöhen dieser Signale hängen unter anderem von der Anzahl freier Ladungsträger ab, die beim Durchgang eines Teilchens entstehen und in die Verstärkungszone um die Anode gelangen¹⁵. Die einstufigen Vieldrahtzähler werden in zwei Schritten erweitert, um die Anzahl freier Ladungsträger zu erhöhen [BRE84, CHA70].

Dem Vieldrahtzähler wird in etwa 2 cm Abstand eine Anordnung von zwei parallelen Ebenen aus Drahtgittern vorgelagert, die wie ein Parallelplattenzähler arbeitet (vergleiche Bild 2.5.). Die dem Vieldrahtzähler zugewandte Ebene (Parallelplattenanode) wird mit einer negativen Hochspannung von etwa -150 V versorgt. An die zweite Ebene (Parallelplattenkathode) werden etwa -800 V angelegt. Bei einem Abstand der Drahtgitter von 3,4 mm, einer Potentialdifferenz von ca. 650 V und einem Druck von ca. $15 \cdot 10^2$ Pa reicht die Feldstärke zwischen den Ebenen aus, freie Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen so zu beschleunigen, dass sie ihrerseits ionisierend wirken. Die bei den Primärionisationen zwischen den Platten freigesetzten Elektronen werden so lawinenartig vermehrt.

Wegen des exponentiellen Anwachsens der Ladungslawine im Parallelplattenzählers durch Stoßionisationen werden nur die Primärionisationen maximal verstärkt, die in der Nähe der Kathode stattfinden. Die Elektronenlawine kann sich nur dann voll ausbilden, wenn der gesamte Weg bis zur Anode durchlaufen wird.

¹⁵ Eine Druckerhöhung des Zählgas bewirkt eine größere Anzahl von Ionisationen pro Wegstrecke, verringert aber gleichzeitig die Gasverstärkung wegen der kürzeren freien Weglängen. Druckänderungen erbrachten keine signifikante Verbesserung des Ansprechvermögens.

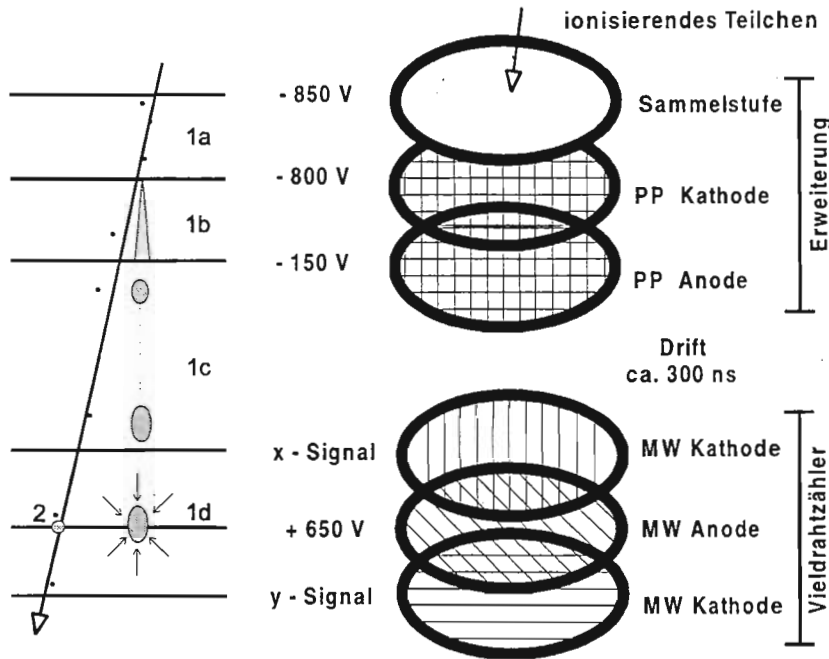


Bild 2.5: Vereinfachte Explosionszeichnung eines erweiterten Vieldrahtzählers. Der einstufige Vieldrahtzähler ist mit einem Parallelplattenzähler (zwei Drahtgitter, PP-Anode und PP-Kathode) und einer Sammelstufe (bedampfte Mylarfolie) erweitert. Um die Driftstrecke herum befinden sich Potentialringe, die hier nicht eingezeichnet sind.

- 1a Elektronen aus Primärionisationen driften zur PP-Kathode.
- 1b Erste Gasverstärkung zwischen den parallelen Drahtebenen.
- 1c Die Ladungswolke driftet von dem Parallelplattenzähler zum Vieldrahtzähler.
- 1d Zweite Gasverstärkung an den Anodendrähten des Vieldrahtzählers.
- 2 Die Primärionisationen in der Nähe der Anode des Vieldrahtzählers werden nur einfach verstärkt und verursachen ein kleineres Signal, das um den Betrag der Driftzeit (etwa 300 ns) vor dem Nutzsinal eintrifft (vergleiche Bild 2.6).

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler weiter zu erhöhen, wird dem Parallelplattenzähler noch eine weitere Ebene als Sammelstufe vorgelagert. Die Sammelstufe hat eine geringe Potentialdifferenz von typisch -50 V zu der darunterliegenden Ebene. Elektronen aus Primärionisationen, die in diesem Bereich freigesetzt werden, driften auf die Parallelplattenkathode zu und durch sie hindurch in den Bereich des Parallelplattenzählers. Durch die Sammelstufe wird sozusagen ein größeres sensitives Volumen des Parallelplattenzählers geschaffen und die Anzahl der Primärionisationen, die die maximale Verstärkung erfahren, erhöht.

Die im Parallelplattenzähler entstehende Ladungswolke wird mit einem konstanten Feldgradienten über die Strecke von etwa 2 cm zu dem eigentlichen Vieldrahtzähler gedriftet. Das elektrische Driftfeld wird von der Parallelplattenanode und der Kathode des Vieldrahtzählers gebildet. Mit Potentialringen, die um die Driftstrecke herumgebaut sind, wird erreicht, dass das Driftfeld auch in den Randbereichen homogen ist. Die Potentialringe liegen über eine Widerstandskette auf stetig abnehmendem Potential, so dass sie den Potentialverlauf des Driftfeldes nachbilden.

Die Elektronen aus der ersten Gasverstärkung erreichen die Anode des Vieldrahtzählers und verursachen um die Anodendrähte herum zum zweiten Mal eine Lawinenbildung. Die Ladungswolke diffundiert räumlich während der Drift auseinander, wodurch sich der zeitliche Verlauf der Ankunft der Ladungsträger an den Anodendrähten dehnt. Das hat zur Folge, dass die zuerst eintreffenden Elektronen die Feldstärke für die nachfolgenden Ladungsträger teilweise abschirmen und die Gasverstärkung für diese verringern. Diese Abschirmung ist für große Ladungswolken ausgeprägter als für kleine, so dass die Dynamik der Signalamplituden verringert wird. Die Abschwächung der großen Signalimpulse erlaubt es, die Anodenspannung zu erhöhen. Wegen der geringeren Dynamik der Impulshöhen kann daher eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden, als es mit einer räumlich konzentrierten Ladungswolke möglich wäre.

Die beiden Ebenen des Parallelplattenzählers bestehen aus Drahtgittern, die Sammelstufe ist hingegen eine aluminiumbedampfte Mylarfolie. Die Folie bietet den Vorteil masseärmer als das Drahtgitter zu sein und somit das Stragglings der Teilchen zu reduzieren. Da alle anderen Ebenen transparent für langsame Elektronen sein müssen, kann die Folie nur bei der Sammelstufe eingesetzt werden. Für die Funktion des Detektors ist die Verwendung einer bedampften Folie nicht von grundsätzlicher Bedeutung. In einer früheren Version des Detektors bestand die Sammelstufe ebenfalls aus einem Drahtgitter.

Dem eigentlichen Vieldrahtzähler sind also insgesamt drei weitere Ebenen vorgelagert, die über eine Gasverstärkung die Primärionisationen eines geladenen Teilchens zu einer deutlich größeren Ladungswolke verstärken. Diese Ladungswolke driftet dann zu dem Vieldrahtzähler und wird nachgewiesen. Die Elektronen benötigen für die Drift eine Zeit von etwa 300 ns. Entsprechend groß ist die Verzögerung vom Durchgang des Teilchens bis zum Ansprechen des Detektors. Das hat zur Folge, dass die Signale der schnelleren Detektoren, die in der TCAP-Messeinrichtung mit den Vieldrahtzählern in Koinzidenz betrieben werden, um diese Zeitspanne verzögert werden müssen.

Der Abstand zwischen dem eigentlichen Vieldrahtzähler und dem Parallelplattenzähler von etwa 2 cm dient der räumlichen Trennung der beiden Zonen, in denen Gasverstärkung stattfindet. Das ist erforderlich, um Rückkopplungen zwischen den beiden Verstärkungszonen zu reduzieren, die von UV-Photonen und zurückdriftenden Ionen verursacht werden können, die bei der Lawinenbildung entstehen.

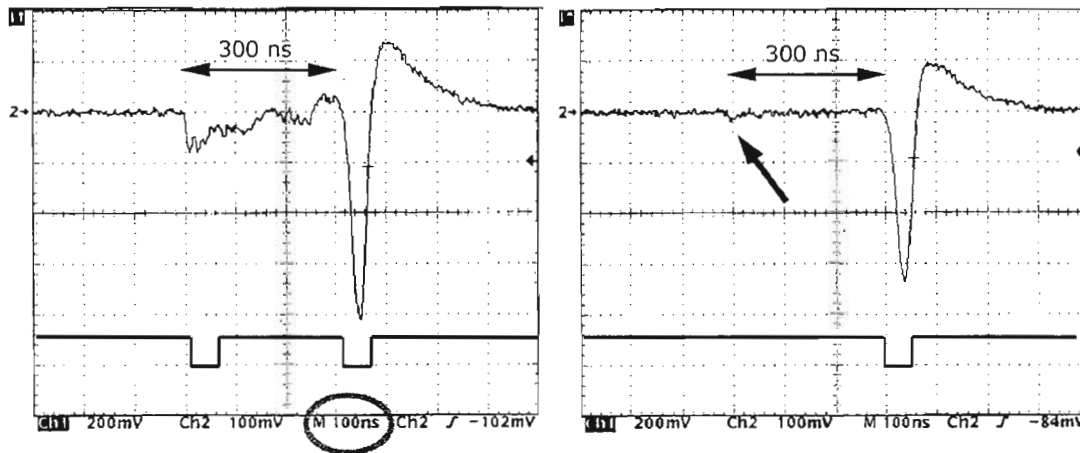


Bild 2.6: Anodensignale eines erweiterten Vieldrahtzählers mit unterschiedlichen Spannungen bei Durchgang eines Alphateilchens aus einer Radionuklidquelle. In dem linken Bild ist die Spannung an der Anode des Vieldrahtzählers zu hoch, es entstehen zwei Signale, deren Pulshöhe über der Schwelle des Diskriminators liegen. Bei dem rechten Bild sind die Spannungen so gewählt, dass das erste Signal unter der Schwelle bleibt. Die untere Linie veranschaulicht das Signal eines Diskriminators.

Durch die Erweiterung verschiebt sich die abbildende Ebene des Detektors. Bei einem einstufigen Vieldrahtzähler wird der Ort bestimmt, an dem das Teilchen die Anodenebene durchquert. Nach der Erweiterung ist diese Ebene nicht mehr maßgeblich, statt dessen wird der Ort des Teilchendurchgangs von den Primärionisationen definiert, die in dem Bereich der Sammelstufe freigesetzt und von dem Parallelplattenzähler maximal verstärkt werden. Die abbildende Ebene des zweistufigen Vieldrahtzählers befindet sich daher etwa im Bereich der Anode des Parallelplattenzählers.

Die zwei Verstärkungsstufen sind in den Signalen des Vieldrahtzählers gut zu sehen, weil bei jedem Teilchendurchgang zwei Spannungsimpulse entstehen. Etwa 300 ns vor dem eigentlichen Messsignal, das beide Verstärkungsstufen durchlaufen hat, ist ein kleineres Signal zu beobachten, das durch die Verstärkung der Primärionisationen an der Anode des Vieldrahtzählers entsteht. Dieser Vorgang ist in dem Bild 2.6 anhand des Anodensignals eines Vieldrahtzählers beim Durchgang eines Alphateilchens bei unterschiedlichen Spannungen dargestellt. Bei dem linken Bild ist die Spannung an der Anode des Vieldrahtzählers so hoch gewählt, das auch die nur einfach verstärkten Primärionisationen ein deutliches Signal verursachen. Ein mit entsprechend niedriger Schwelle eingestellter Diskriminator spricht auf beide Signale an. Bei der rechten Abbildung in Bild 2.6 ist das erste Signal soweit unterdrückt, dass der Diskriminator nur auf das zweite Signal anspricht.

Die Pulshöhe des ersten Signals wird von der Ionisierungsdichte des Teilchens und der Gasverstärkung an der Anode des Vieldrahtzählers bestimmt. Die Pulshöhe des zweiten Signals wird zusätzlich durch die Sammelstufe und die Gasverstärkung des Parallelplattenzählers beeinflusst. Beim Betrieb eines Vieldrahtzählers ist darauf zu

achten, dass durch geeignete Wahl der Diskriminatorschwelle in Kombination mit geeigneten Spannungen an dem Vieldrahtzähler, der Diskriminator gleichbleibend nur auf das zweite Signal anspricht. Nur so ist sichergestellt, dass die abbildende Ebene des Vieldrahtzählers an einer Stelle lokalisiert bleibt.

Die Existenz zweier abbildender Ebenen ist bei ungünstig gewählten Spannungen deutlich zu beobachten, wenn eine mechanische Struktur auf dem Vieldrahtzähler mit einem divergenten Strahl abgebildet wird. Durch die Strahldivergenz hat das Objekt auf den beiden bildgebenden Ebenen unterschiedlich große Abbildungen und zeichnet sich daher in den Messdaten zweifach in verschiedenen Größen ab.

2.3.4 Nachweiswahrscheinlichkeit und Betrieb der Vieldrahtzähler

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler wird durch die Impulshöhen der Nutzsignale auf den Signalleitungen und von dem Signal-zu-Rausch Verhältnis bestimmt. Die Impulshöhe ergibt sich aus der Anzahl der Primärionisationen bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens und deren Vervielfältigung in den beiden Verstärkungsstufen. Ein relativ dicht ionisierendes Alphateilchen ist verständlicherweise leichter nachzuweisen als ein Proton, weil es eine größere Anzahl von Primärionisationen pro Strecke erzeugt.

Die Dynamik der Pulshöhen von Protonen geht nach unten übergangslos in den Rauschpegel auf den Signalleitungen über. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler auf die (n,p) -Rückstoßprotonen wird daher unter anderem durch das Rauschen der Vorverstärker und die Einkopplung von HF-Signalen auf die Signalleitungen bestimmt.

Die Höhe der von Protonen verursachten Impulse auf den Signalleitungen wird wesentlich von der Höhe der Verstärkungen in den Gasverstärkungsstufen bestimmt. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen zu vergrößern, erhöht man im einfachsten Fall die Spannung an der Anode und die Spannungsdifferenz des Parallelplattenzählers. Je größer die Feldstärken, desto höher die Ausgangssignale. Die Spannungen sind jedoch dadurch limitiert, dass es bei zu hohen Feldstärken zu Überschlägen auf benachbarte Strukturen kommt. Auslöser für einen Überschlag kann ein geladenes Teilchen sein, das den Detektor durchquert, insbesondere, wenn es sich um ein dicht ionisierendes Teilchen handelt.

Die Hochspannungsgeräte, mit denen die Vieldrahtzähler betrieben werden, überwachen intern den fließenden Strom. Bei einem Überschlag steigt der Strom über eine Schwelle und die Hochspannung wird ausgeschaltet. Dadurch wird vermieden, dass sich durch mehrfache Überschläge die Drahtoberflächen verändern und sich an diesen Stellen ein Defekt bildet, der zu einem dauerhaften Verlust an Spannungsfestigkeit führt.

Nach einem Überschlag sind häufig die zuvor anliegenden Spannungen nicht ohne weiteres wieder zu erreichen, weil es bereits bei deutlich niedrigeren Spannungen zu erneuten Überschlägen kommt. In einem solchen Fall kann das Evakuieren der Streukammer und das anschließende Füllen mit neuem Zählgas hilfreich sein. Nach vielen Überschlägen ist es unter Umständen erforderlich den Detektor zu zerlegen und die Drahtebenen in Alkohol zu reinigen.

Da Überschläge besonders von dicht ionisierenden Teilchen ausgelöst werden können, muss bei der Nachweiswahrscheinlichkeit auf Protonen zwischen einem reinen Protonenfeld, in dem keine anderen Teilchen vorkommen, und einem gemischten Feld, in dem auch dicht ionisierende Teilchen vorhanden sind, unterschieden werden. Im letzteren entstehen schon bei deutlich kleineren Spannungen Überschläge, die die Funktion des Detektors stören. Dementsprechend können nur kleinere Spannungen angelegt werden und die Nachweiswahrscheinlichkeit auf die Protonen ist geringer.

Bei Messungen am Neutronenstrahl der UCL in Belgien haben schwere geladene Teilchen den Einsatz der Vieldrahtzähler lange Zeit behindert. Die Targethalterung der TCAP-Messeinrichtung wurde mehrfach umgebaut, um die neutroneninduzierte Erzeugung schwerer geladener Teilchen in der Umgebung des sensitiven Volumens der Vieldrahtzähler zu reduzieren. In der letzten Version sind sämtliche massive Strukturen der Targethalterung einige Zentimeter außerhalb des Neutronenstrahls und das Target wird durch dünne Edelstahldrähte in seiner Position fixiert (siehe Bild 2.2).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler wurde am Zyklotron der PTB mit Protonen einer Energie von 19 MeV relativ zu einem Phoswich-Szintillations-Detektor¹⁶ bestimmt. Bei dieser Messung wurde über Rutherfordstreuung an einem dünnen Molybdän-Streutarget ein Anteil aus dem Protonenstrahl ausgekoppelt, um die Strahlfluenz zu untersetzen. Die gestreuten Protonen haben einen der Vieldrahtzähler durchquert und wurden in dem dahinterliegenden Szintillator gestoppt und identifiziert.

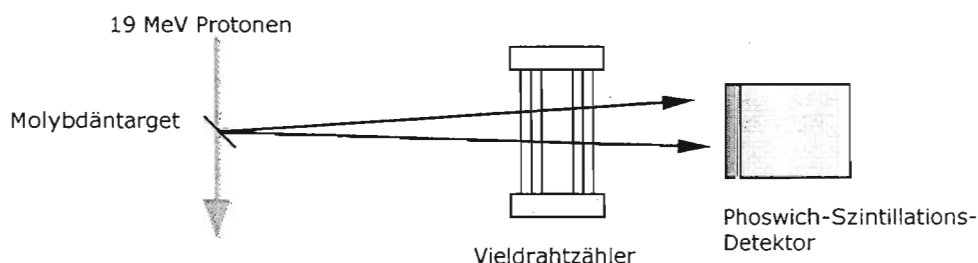


Bild 2.7: Darstellung des experimentellen Aufbaus bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Violdrahtzähler.

¹⁶ Ein Detektor, der aus zwei Szintillatoren besteht und den Energieverlust und die Energie der Teilchen bestimmt, siehe Kapitel „Phoswichdetektor“ auf Seite 35.

Aus dem Verhältnis der in Koinzidenz zwischen Vieldrahtzähler und Szintillator gemessenen Protonenrate zu der im Szintillator nachgewiesenen Rate, ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Vieldrahtzählers. Bei den Vieldrahtzählern wurden für den Nachweis eines Teilchens Signale auf allen vier Kathoden und auf der Anode gefordert. Bei den im Dauerbetrieb (d.h. weitgehend ohne Überschläge) maximalen Spannungen an den Vieldrahtzählern ergaben sich folgende Nachweiswahrscheinlichkeiten:

Einstufiger Vieldrahtzähler	etwa 30%
mit Erweiterung um einen Parallelplattenzähler	etwa 75%
mit zusätzlicher Erweiterung um eine Sammelstufe ¹⁷	etwa 95%

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit eine Funktion der maximal anzulegenden Spannungen ist und diese wiederum von dem Vorhandensein dicht ionisierender Teilchen abhängt, sind die angegebenen Zahlen nur als Richtwerte anzusehen.

¹⁷ Spannungen: Sammelstufe: -851V, PP-Anode: -810V, PP-Kathode: -163V, Anode des Vieldrahtzählers : +680V.

2.3.5 Kalibrierung der Vieldrahtzähler

Um Messwerte der Vieldrahtzähler (also die Zeitdifferenzen zwischen den Kathodensignalen) auf eine Längenskala kalibrieren zu können, wird eine geeignete Kalibriervorrichtung mit ionisierender Strahlung auf die Vieldrahtzähler abgebildet. Da die abbildende Ebene der Vieldrahtzähler konstruktionsbedingt immer in einiger Entfernung zu einem vor dem Detektor stehenden Objekt ist, muss der Teilchenstrahl eine möglichst geringe Divergenz aufweisen, um Abbildungsfehler zu vermeiden.



Bild 2.8: Seitenansicht (links) und Vorderansicht (oben) der Kalibriervorrichtung, mit der Messungen der Vieldrahtzähler auf eine Längenskala kalibriert werden. Diese Kalibriervorrichtung wird auf je einen Vieldrahtzähler montiert und mit α -Teilchen abgebildet.

Für die Kalibrierung wurde eine mechanische Vorrichtung aus Trovidur gebaut (siehe Bild 2.8), die auf die Sammelstufe der Vieldrahtzähler montiert werden kann. Diese Kalibriervorrichtung ist ein massiver Block von 2 cm Stärke, in dem sich an mehreren Stellen Bohrungen von 1 mm Durchmesser befinden. Eine α -Quelle wird in Vertiefungen auf der Vorrichtung direkt vor den Bohrungen platziert. Die α -Strahlung, die den

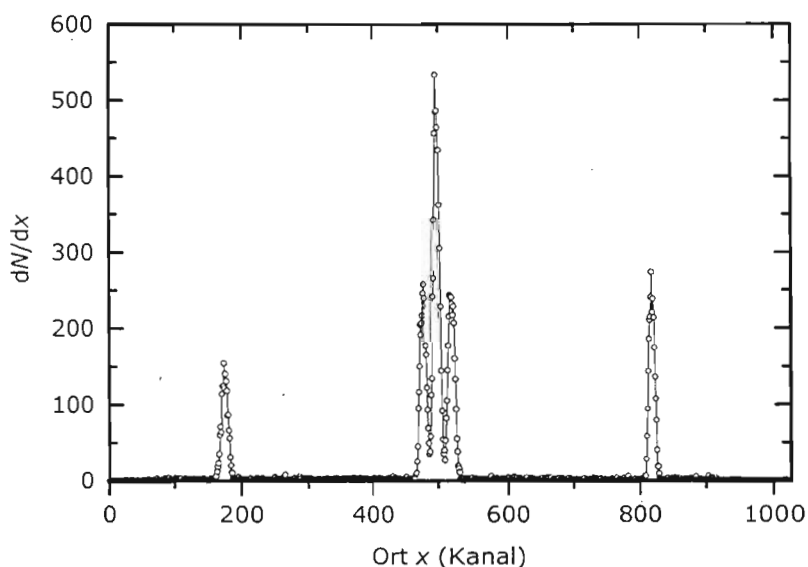


Bild 2.9: Eindimensionales Spektrum eines Vieldrahtzählers, auf den die Kalibriervorrichtung mit α -Teilchen abgebildet wird. Anhand dieser Daten wird der Detektor kalibriert. In der Mitte der Kalibriervorrichtung befinden sich drei dicht beieinanderliegende Bohrungen.

Vieldrahtzähler erreicht, ist durch die Kalibriervorrichtung hinreichend kollimiert, so dass die mechanischen Abstände der Bohrungen korrekt auf den Detektor abgebildet werden. Das Bild 2.9 zeigt das Ortsspektrum eines Vieldrahtzählers, auf den die Kalibriervorrichtung mit α -Teilchen abgebildet wird.

Die Kalibrierung wird aus den jeweiligen Abständen der Punkte am Rand zu den Punkten in der Detektormitte bestimmt. Für diese Entfernung ergeben sich folgende Kalibrierungen:

Vorderer Vieldrahtzähler: (mm/Kanal¹⁸)

Oben:	0,02394	
Unten:	0,02368	
Links:	0,02382	
Rechts:	0,02346	Mittelwert: $(2,373 \pm 0,021) \cdot 10^{-2}$

Hinterer Vieldrahtzähler: (mm/Kanal¹⁸)

Oben:	0,02380	
Unten:	0,02415	
Links:	0,02349	
Rechts:	0,02355	Mittelwert: $(2,375 \pm 0,030) \cdot 10^{-2}$

Da sich für beide Detektoren im Rahmen der Messunsicherheit derselbe Wert ergibt, wird ein gemeinsamer Mittelwert für beide Vieldrahtzähler verwendet:

$$\text{Mittelwert über beide Detektoren: } (2,374 \pm 0,024) \cdot 10^{-2} \text{ mm/Kanal}^{18}$$

In Bezug auf die Zeitdifferenz zwischen den Kathodensignalen entspricht das

$$(9,724 \pm 0,10) \cdot 10^{-2} \text{ mm/ns.}$$

¹⁸ Bezogen auf ein 12bit-Ortsspektrum mit 1 μ s Messbereich, der Messbereich des TDC beträgt dann 500ns.

2.4 Teilchenidentifizierung

Die Aufgabe der Teilchenidentifizierung ist die Unterscheidung der aus dem Target emittierten Protonen von Deuteronen, Tritonen und schwereren Teilchen durch eine ΔE - E -Messung. Die Teilchen durchqueren zunächst einen Halbleiterdetektor, der einen Energieverlust (ΔE) misst und werden anschließend in einem Szintillator (PilotU-Detektor) gestoppt um die verbleibende Energie (E) zu bestimmen. Die Pulshöhen aus beiden Detektoren werden in einer ΔE - E Matrix gegeneinander aufgetragen, wobei sich die Teilchen nach ihrer Ionisierungsdichte separieren.

Die Pulshöhen des PilotU-Detektors werden mit γ -Quellen kalibriert und können mit der Lichtausbeutefunktion für Protonen (siehe Seite 38ff) in die Energie der Protonen umgerechnet werden.

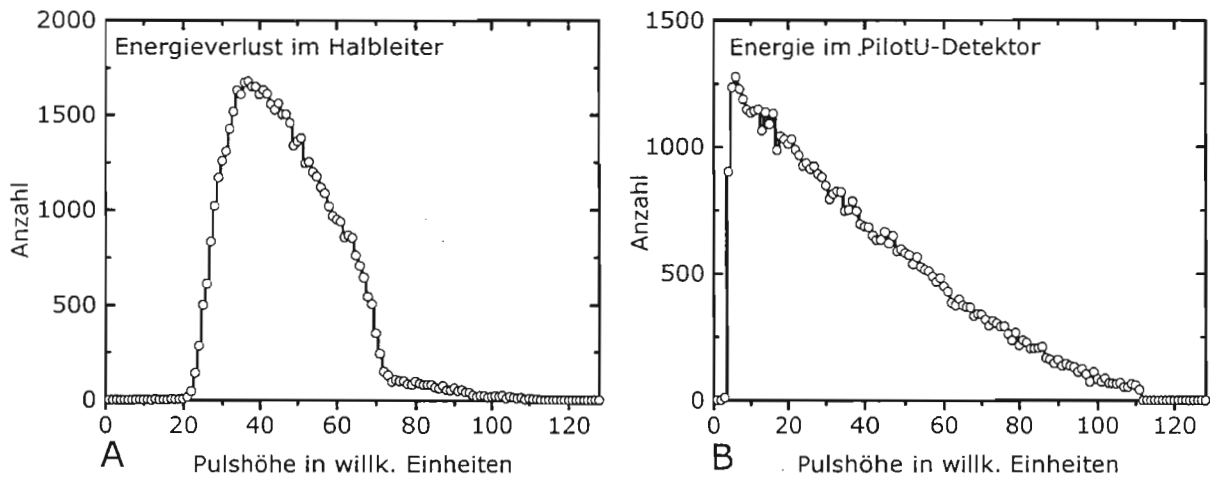


Bild 2.10: Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors (A) und des PilotU-Detektors (B) von einer Messung mit der TCAP-Messeinrichtung am Hochenergieneutronenstrahl mit einem PE-Target.

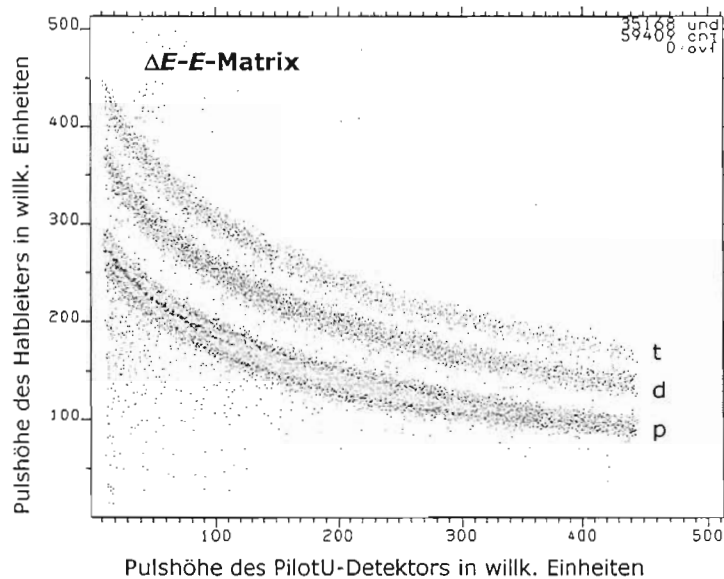


Bild 2.11: ΔE - E -Matrix einer Messung am Hochenergieneutronenstrahl mit einem PE-Target. Deutlich ist die Unterscheidung in Protonen (p), Deuteronen (d) und Tritonen (t) zu sehen. Die in Bild 2.10 gezeigten Spektren sind die Projektionen dieser Matrix auf die Achsen.

Das Bild 2.10 zeigt die Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors von einer Messung am Hochenergieneutronenstrahl der UCL mit einem Polyethylentarget und das Bild 2.11 die dazugehörige $\Delta E-E$ Matrix.

In der $\Delta E-E$ -Matrix trennen sich Protonen, Deuteronen und Tritonen in drei etwa parallel verlaufenden Bereiche. Das ist eine Folge der Abhängigkeit der Ionisierungsdichte von der Teilchengeschwindigkeit, die aus dem folgenden von Bethe und Bloch hergeleiteten Ausdruck ersichtlich ist [MUS95]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta) - \beta^2 \right\} \quad (3)$$

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{v^2} \quad (4)$$

z	= Teilchenladung	e	= Elementarladung
n_e	= Elektronendichte des Bremsmediums	ϵ_0	= Elektrische Feldkonstante
m_e	= Elektronenmasse	I	= mittleres Ionisierungspotential
β	= v/c des Teilchens	v	= Teilchengeschwindigkeit
dE/dx	= Energieverlust pro Wegstrecke		

Die Trennung in der $\Delta E-E$ -Matrix entsteht, weil die schwereren H-Isotope bei gleicher Energie kleinere Geschwindigkeiten und damit nach (4) größere Ionisierungsdichten haben. Dementsprechend ist der Abstand zwischen den Protonen und den Deuteronen größer als zwischen den Deuteronen und den Tritonen, da der relative Massenunterschied durch das zusätzliche Neutron im ersten Fall größer ist.

2.4.1 PilotU-Detektor

Der PilotU-Detektor besteht aus einem Szintillator, der optisch über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden ist (siehe Bild 2.1 auf Seite 17).

Der Szintillator ist ein Zylinder mit 75 mm Durchmesser und 25 mm Höhe aus einem Kohlenwasserstoff mit der namensgebenden Bezeichnung „PilotU“¹⁹. Er ist durch einen optischen Kleber (optischer Zement) mit einem kegelstumpfförmigen Lichtleiter aus Plexiglas verbunden. Der Lichtleiter (Abmessungen: 75x44x50 mm) verjüngt den Durchmesser auf 44 mm und sitzt auf einem Photomultiplier²⁰, der in ein in der PTB entwickeltes Gehäuse eingebaut ist. Der optische Kontakt zwischen Lichtleiter und Photomultiplier ist durch optisches Gel realisiert, damit die Verbindung im Fall einer Beschädigung des Photomultipliers wieder getrennt werden kann²¹. Das hat den

¹⁹ Hersteller: *Nuclear Enterprise*, Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von 391 nm.

²⁰ Hersteller: *Phillips*, Modell XP2020, Durchmesser der Photokathode 44 mm, Maximum der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode bei 400 nm.

²¹ Direkter Lichteinfall auf die Photokathode bei anliegender Spannung kann den Photomultiplier beschädigen.

deutlichen Nachteil, dass der optische Kontakt nicht gleichbleibend gut ist, sondern sich bei mechanischer Beanspruchung ändern kann.

Um ein gutes Energieauflösungsvermögen zu erreichen, muss ein möglichst großer Anteil des im Szintillator²² erzeugten Lichtes auf die Photokathode gelangen. Der optische Teil des Detektors wird daher mit diffus reflektierendem Material umgeben. Zu diesem Zweck sind der Szintillator und der Lichtleiter des PilotU-Detektors mit mehreren Schichten Titandioxidfarbe bemalt. Die Frontfläche, über die die Teilchen in den Szintillator eintreten, bleibt frei, um eine evtl. ungleiche Beschichtung und den damit verbundenen ungleichmäßigen Energieverlust zu verhindern. Statt dessen wird an dieser Stelle eine aluminiumbedampfte Mylarfolie angebracht. Diese dünne Folie (etwa 5 µm) hat eine weitere wichtige Aufgabe: Durch die aufgedampfte Aluminiumschicht ist sie weitgehend undurchsichtig und mindert dadurch den Lichteinfall vom Inneren der Streukammer auf den Detektor. Dadurch wird verhindert, dass Licht, das bei Spannungsüberschlägen in den Vieldrahtzählern entsteht, auf die Photokathode gelangt. Ein optisches Übersprechen der Vieldrahtzähler auf den PilotU-Detektor wird dadurch weitgehend unterdrückt.

Die Verstärkung des Photomultipliers nimmt mit steigender Temperatur zu, u.a. weil sich die Lichtausbeute der Photokathode erhöht und weniger Energie erforderlich ist, Elektronen aus den Dynodenoberflächen zu lösen. Diese Temperaturabhängigkeit muss bei Langzeitmessungen berücksichtigt werden. Es wird daher eine Stabilisierung verwendet, die Änderungen in der Verstärkung durch Feinregeln der Spannung am Photomultiplier kompensiert [TIT01]. Die Stabilisierung kontrolliert die Verstärkung mit dem Licht einer periodisch angesteuerten Photodiode, das auf die Photokathode fällt. Das dabei an der Anode des Photomultiplieres entstehende Signal wird mit einem Referenzsignal verglichen und bei einer Abweichung die Hochspannung am Photomultiplier entsprechend verändert. Die Stabilisierung beruht auf der Annahme, dass die Stabilisierung der Photodiode langzeitstabil ist.

Die Datenaufnahme wird während der Lichtemission aus der Photodiode über ein Taktsignal ausgetastet, so dass es nicht zu einer Überlagerung von Szintillationslicht mit Licht der Photodiode in den Messdaten kommen kann. Als zusätzliche Sicherheit wird die Betriebsspannung der Diode so gewählt, dass die von ihr erzeugte Pulshöhe größer ist als bei den Nutzsignalen und außerhalb des interessierenden Pulshöhenspektrums liegt.

Zu Beginn der Entwicklung der TCAP-Messeinrichtung war die Stabilisierung dafür ausgelegt, Temperaturschwankungen zu regeln. Bald entstand jedoch die Idee, die oben

²² An den Schnittkanten des Materials entsteht bei der Bearbeitung eine matte Trübung, die die Lichtausbeute pro Energieverlust der Teilchen verringert. Es ist jedoch durch sorgsames Schleifen mit Polierpaste gelungen, gut durchsichtige Oberflächen zu erhalten.

beschriebenen möglichen Änderungen des optischen Kontaktes zwischen dem Lichtleiter und der Photokathode ebenfalls auf diese Art auszugleichen. Die Photodiode wurde daraufhin so in dem Detektor montiert, dass ihr Licht nicht auf die Photokathode fällt, sondern ausschließlich in den Szintillator einkoppelt. Dadurch werden alle evtl. Änderungen des Lichttransportes vom Ort der Entstehung bis zu der Photokathode von der Stabilisierung kompensiert.

2.4.2 Halbleiterdetektor

Der in der TCAP-Messeinrichtung eingesetzte Halbleiterdetektor stammt aus eine Reihe von Detektoren, die der PTB vom II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg zur Verfügung gestellt wurden. Es handelt sich um großflächige Sperrschichtzähler mit einem Durchmesser von 6,5 cm und einer Dicke von 400 μm . Die Detektoren sind auf Keramikhaltungen befestigt und kontaktiert. Sie sind in der TCAP-Messeinrichtung hinter dem zweiten Vieldrahtzähler eingebaut und sind von diesem durch eine aluminiumbedampfte Mylarfolie getrennt. Die Folie reduziert den Einfall von Licht auf den Halbleiterdetektor, das bei Überschlägen im Vieldrahtzähler entsteht. Damit wird ein optisches Übersprechen weitgehend verhindert.

Der Halbleiterdetektor wird mit einem Vorverstärker bei einem Lastwiderstand von 10 M Ω und einer Spannung von +100 V betrieben. Bei dieser Spannung ist die Sperrzone maximal ausgedehnt, wie Experimente mit einer Alphaquelle zeigten. Bei geringer Spannung ist die Sperrschicht nur über einen kleinen Teil des Siliziumkristalls ausgedehnt, so dass die α -Teilchen viel Energie im nicht sensitiven Bereich des Kristalls abgeben. Mit Erhöhung der Spannung vergrößert sich die Sperrschicht. Die maximale Ausdehnung ist erreicht, wenn das Pulshöhensignal des Halbleiter-Detektors mit zunehmender Spannung nicht weiter ansteigt.

Die Lebensdauer der verwendeten Halbleiterdetektoren ist endlich, mit zunehmender Betriebsdauer steigt der in Sperrrichtung fließende Strom bis keine Signale mehr ausgelesen werden können und der Detektor ausgetauscht werden muss. Aus diesem Grund wurden bei den Messungen der TCAP-Messeinrichtung verschiedene Halbleiterdetektoren eingesetzt.

2.4.3 Phoswichdetektor

Alternativ zu der Kombination Halbleiter- und PilotU-Detektor wurde für die Identifizierung der Protonen ein Phoswichdetektor erprobt. Dabei handelt es sich um zwei

aufeinandergeklebte Szintillatoren mit unterschiedlichen Abklingzeiten, deren Licht gemeinsam mit einem Photomultiplier ausgelesen wird.

Die Teilchen durchqueren zuerst einen dünnen Szintillator mit einer kurzen Abklingzeit und werden dann im dem dahinterliegenden dicken Szintillator mit einer langen Abklingzeit gestoppt. Der Transmissionsdetektor misst einen Energieverlust, der zweite Detektor die Energie der Teilchen. Der eingesetzte Phoswichdetektor besteht aus einem schnellen Szintillator des Materials „NE102“ (Dicke 0,5 mm) und einer langsamen Komponente aus dem Material „NE115“ (Dicke 3,5 cm)²³.

Das Szintillationslicht aus beiden Detektoren überlagert sich zu einem gemeinsamen Signal am Ausgang des Photomultipliers. Aufgrund der unterschiedlichen Abklingzeiten kann aus diesem gemeinsamen Signal eine weitgehend getrennte Information über den Energieverlust und die Energie gewonnen werden.

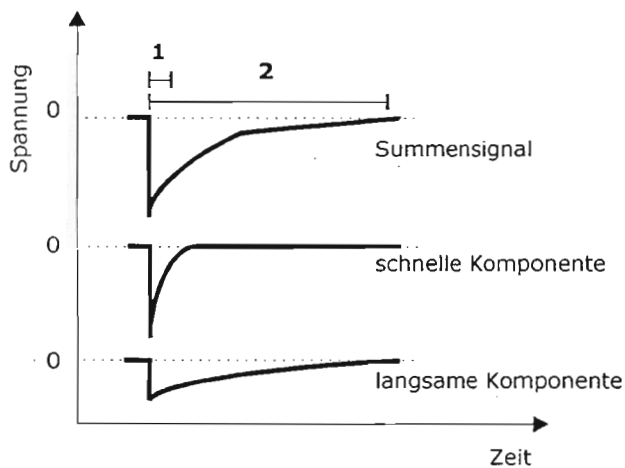


Bild 2.12: Schematische Darstellung der Signale eines Phoswichdetektors. Die unterschiedlich abklingenden Komponenten der beiden Szintillatoren addieren sich zu einem gemeinsamen Signal, das am Ausgang des Photomultipliers abgegriffen wird. Dieses Signal wird über zwei verschiedene Intervalle (1 und 2) integriert.

Das Anodensignal des Photomultipliers wird geteilt und mit zwei Kanälen eines ladungsempfindlichen ADC (QADC) ausgewertet, wobei das Signal über unterschiedliche Bereiche integriert wird. In den vorderen Teil des Signal geht hauptsächlich die Information aus dem schnellen Transmissionsdetektor ein, während dessen Einfluss im hinteren Teil des Signals verschwindet. Der Wert über die engen Integrationsgrenzen wird daher primär von dem Energieverlust bestimmt, der zweite Wert von der Gesamtenergie. Werden die Werte aus beiden Integralen gegeneinander aufgetragen, ergibt sich die Teilchentrennung in einer ΔE - E Matrix wie in dem Bild 2.13 dargestellt. Die gezeigten Daten stammen von einer Messung mit der TCAP-Messeinrichtung am Hochenergieneutronenstrahl der UCL. Von den aus dem Polyethylentarget emittierten Teilchen können mit Hilfe der Matrix die Protonen selektiert werden.

Die Teilchen, die im Transmissionsdetektor gestoppt werden, haben bei der Integration über beide Intervalle denselben Wert, weil das Signal nur aus der schnellen Komponente

²³ Hersteller beider Materialien: Nuclear Enterprise.

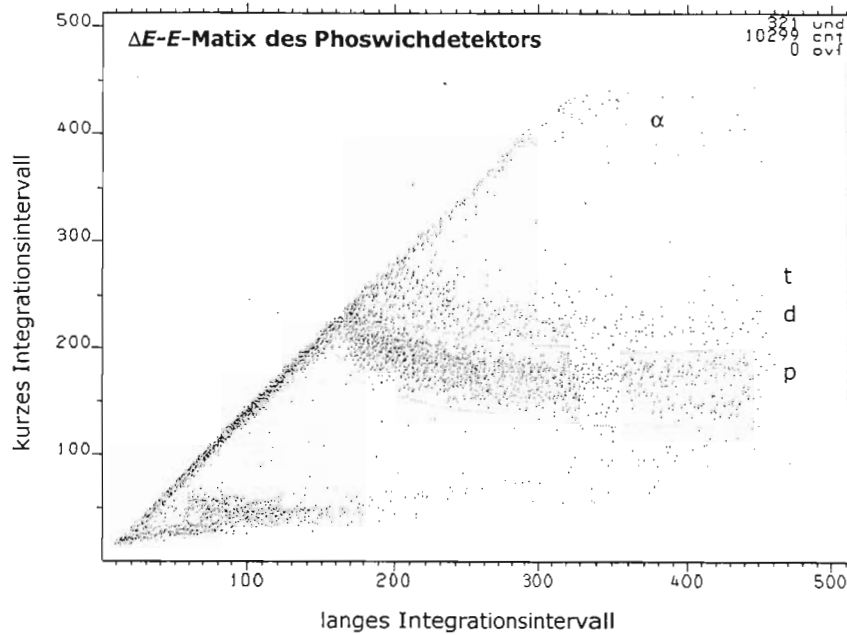


Bild 2.13: ΔE -E-Matrix des Phoswichdetektors. Das Anodensignal aus dem Photomultiplier wird mit zwei unterschiedlichen Integrationsintervallen ausgewertet, wodurch sich zwei Werte ergeben, die in dieser Matrix gegeneinander aufgetragen sind. Protonen (p) können von anderen Teilchen getrennt werden. Deuteronen (d) und Tritonen (t) sind nicht eindeutig voneinander zu unterscheiden. Die im obere Teil der Matrix liegenden Punkte können von Alphateilchen (α) stammen. Wenn ein Teilchen im ersten Detektor gestoppt wird, ergibt sich ein Punkt auf dem ansteigenden Ast dieser Matrix.

besteht. In diesem Fall ergibt sich in der Matrix ein Punkt auf dem ansteigenden Ast. Nur wenn das Teilchen den zweiten Szintillator erreicht und auch eine langsam abklingende Lichtkomponente erzeugt wird, findet die Auftrennung in die verschiedenen Bereiche der Matrix statt (siehe Bild 2.13).

Um eine Trennung der unterschiedlichen Wasserstoffisotope zu erreichen, ist eine gute Energieauflösung des Detektors notwendig. Dafür ist es erforderlich, möglichst viel Licht pro Energieverlust auf der Photokathode zu sammeln. Die in dem Bild 2.13 gezeigte Trennung wurde erst erreicht, nachdem die optischen Teile, d.h. die Szintillatoren und der Lichtleiter, mit reflektierender Farbe (Titandioxid) beschichtet wurden.

Die Verwendung des Phoswichdetektors in der TCAP-Messeinrichtung bietet den Vorteil, dass mit einer α -Quelle zeitlich koinzidente Signale zu den Vieldrahtzählern hergestellt werden können, wodurch die Messvorbereitungen erleichtert werden. Bei der Verwendung des Halbleiterdetektors ist das nicht möglich, weil die α -Teilchen im Halbleiterdetektor stecken bleiben und den PilotU-Detektor nicht erreichen.

Für die Teilchenidentifizierung in der TCAP-Messeinrichtung wird dennoch die Kombination Halbleiterdetektor und PilotU-Detektor vorgezogen, weil bei dem Phoswichdetektor die Bereiche mit Protonen und Deuteronen in der ΔE -E Matrix einander überlappen und eine eindeutige Trennung nicht vorgenommen werden kann (vergleiche Bild 2.11, ΔE -E Messung mit Halbleiter- und PilotU-Detektor).

2.5 Bestimmung der Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors

2.5.1 Überblick

Mit dem PilotU-Detektor wird in der TCAP-Messeinrichtung die (verbleibende) Energie der (n,p)-Rückstoßprotonen gemessen, indem deren Szintillationslicht als Pulshöhe am Ausgang des Photomultipliers relativ gegen die Pulshöhe von γ -Quanten aufgezeichnet wird. Um aus den gemessenen Pulshöhen die Protonenenergie bestimmen zu können, muss einmalig die Pulshöhe des Detektors (in Lichteinheiten) als Funktion der Protonenenergie, die sog. Lichtausbeutefunktion, bestimmt werden. Die Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors wurde am Zyklotron der PTB gemessen. An diesem Zyklotron können Protonen bis zu einer Maximalenergie von 19 MeV beschleunigt werden, was etwa der höchsten zu erwartenden Protonenenergie in der TCAP-Messeinrichtung entspricht²⁴.

Die Pulshöhenspektren der Protonen werden mit Hilfe der Spektren von γ -Nuklidquellen ausgewertet. Anhand der Lage der Comptonkanten dieser γ -Quanten bekannter Energie werden die Protonenspektren in sogenannten elektronenäquivalenten Einheiten (eV_{ee}) oder Lichteinheiten (light units (l.u.)), $1 \text{ l.u.} \hat{=} 1 \text{ MeV}_{ee}$) kalibriert. Diese Methode wurde von Dietze und Klein etabliert [DIE82] und geht davon aus, dass das bei der Abbremsung von Elektronen im Szintillator entstehende Licht eine lineare Funktion der Elektronenenergie ist, sofern diese oberhalb 50 keV liegt. Durch die Kalibrierung mit γ -Quellen ist die Messung unabhängig von dem Absolutbetrag der Pulshöhe und dem verwendeten ADC.

Eine Lichteinheit ist definiert als die Lichtmenge, die entsteht, wenn ein Elektron der Energie von 1 MeV vollständig im Szintillator abgebremst wird. Die Nichtlinearität unterhalb 50 keV führt nach Dietze und Klein zu einem Offset von 5 keV_{ee} , der im Folgenden berücksichtigt wird.

Prinzipiell wird die Lichtausbeutefunktion bestimmt, indem Protonen bekannter Energie im PilotU-Detektor gestoppt werden und die dabei entstehende Pulshöhe relativ gegen die Pulshöhe von γ -Quellen gemessen wird. Um die Messung effizient zu gestalten, wurde nicht direkt mit Protonen kalibriert, sondern statt dessen ein weißes Neutronenfeld verwendet und die Kalibrierung mit den Rückstoßprotonen durchgeführt, die im Szintillator entstehen. Bei diesem Vorgehen wird das Licht im gesamten Szintillator erzeugt, während bei dem Einsatz des PilotU-Detektors in der TCAP-Messeinrichtung die Protonen von vorne in den Detektor eindringen und das Licht hauptsächlich im vorderen Teil des Szintillators entsteht. Der Lichttransport könnte sich prinzipiell unterscheiden,

ein signifikanter Unterschied ist aber wegen der geringen Längenausdehnung des Szintillators nicht zu erwarten²⁵.

Das weiße Neutronenfeld wurde durch den Beschuss eines 3 mm dicken Berylliumtargets mit 19 MeV Protonen über die Reaktion ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ erzeugt. Dabei richtet sich die Energie eines Neutrons nach dem Energieverlust des entsprechenden Protons vor der Wechselwirkung. Die Protonen werden im Target vollständig abgebremst. Wegen des Q-Werts der Reaktion ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ von -1,85 MeV emittiert das Target Neutronen, deren Energien von thermisch bis 17,15 MeV reichen. Der Protonenstrahl wurde so ausgetastet, dass eine Wiederholfrequenz von 465 kHz entstand (2,15 μs zwischen zwei Strahlbündeln).

Der PilotU-Detektor wurde im Feld der Neutronen in einer Entfernung von etwa 25 m hinter dem Target aufgestellt und die Energie der Neutronen über die Methode der Flugzeitmessung bestimmt. Die Neutronen erzeugen im Szintillatormaterial des PilotU-Detektors neben anderen Sekundärteilchen über die Reaktion $n(p,p)n$ Rückstoßprotonen, die als Funktion des Streuwinkels unterschiedliche Energie- und Impulsanteile des Neutrons übernehmen. Das Energiespektrum der Rückstoßprotonen zeigt dementsprechend eine Verteilung über alle Energien bis zur maximalen Neutronenenergie.

Die Messdaten wurden im sogenannten Listmode aufgezeichnet, so dass bei der Auswertung durch die Auswahl von Flugzeitintervallen monoenergetische Neutronen selektiert werden können. Für die ausgewählten Neutronen werden jeweils die Pulshöhenspektren erstellt und diese mit den Pulshöhenspektren der γ -Quellen in elektronenäquivalenten Einheiten kalibriert. Soweit erforderlich wird für die Spektren eine Satellitenkorrektur²⁶ durchgeführt.

Die gemessenen kalibrierten Pulshöhenspektren werden an simulierte Spektren des Programms NRESP [DIE82] im Bereich der sog. Rückstoskante angepasst. Diese Rückstoskante wird von den unter 180° gestreuten Protonen verursacht. NRESP verwendet für die Berechnung der Pulshöhenspektren zunächst eine Standardlichtausbeutefunktion. Durch automatisiertes Anpassen der gerechneten an die gemessenen Spektren ergibt sich für jede Energie ein Kompressionsfaktor der Pulshöhenachse. Die gesuchte Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors ergibt sich iterativ aus der Korrektur der Standardlichtausbeutefunktion mit diesen Anpassungsfaktoren.

Die Einzelheiten der Auswertung und das Ergebnis werden im Folgenden erläutert.

²⁴ Diese Aussage gilt für den Einsatz der TCAP-Messeinrichtung an einem Neutronenstrahl mit 60 MeV.

²⁵ Spätere Messungen bestätigen diese Erwartung.

²⁶ Unter Satelliten werden nachfolgende, bei der Austastung des Strahls nicht vollständig unterdrückte Strahlbündel verstanden.

2.5.2 Pulshöhenspektren des PilotU-Detektors im Neutronenfeld

Von den Messungen in dem oben beschriebenen Neutronenfeld liegen Daten im Listmode vor, die u.a. die Pulshöhe des PilotU-Detektors und die Neutronenflugzeit enthalten. Das kalibrierte Flugzeitspektrum ist in Bild 2.14 dargestellt.

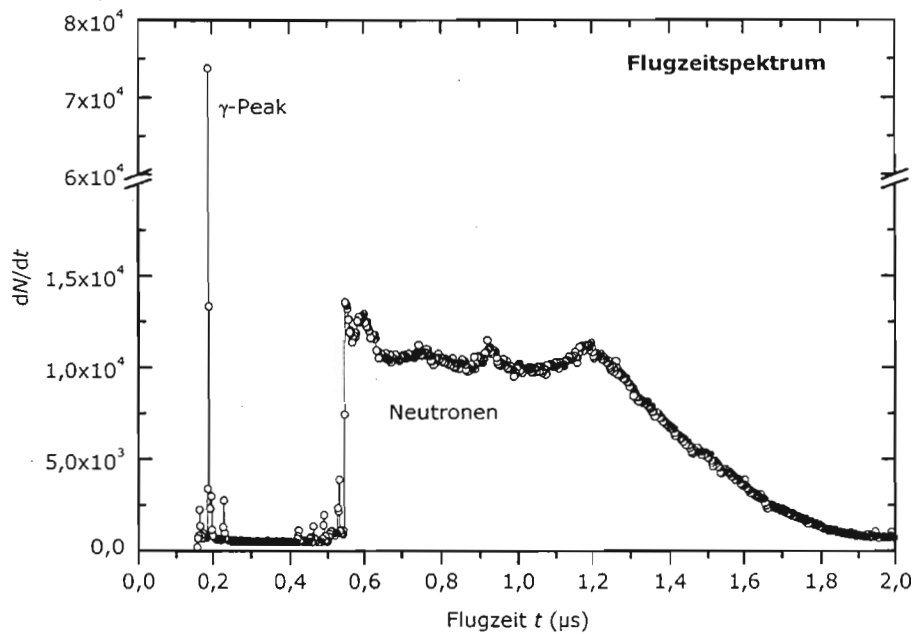


Bild 2.14: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors in einem weißen Neutronenspektrum am Zyklotron der PTB.

Bei $0,2 \mu\text{s}$ ist der γ -Peak aus dem Target zu sehen, 350 ns später treffen die ersten Neutronen ein. Die schnellsten Neutronen stammen von Protonen, die vor der Wechselwirkung im Berylliumtarget noch keine Energie abgegeben haben. Die Energie dieser Neutronen ergibt sich mit folgenden Daten aus dem Flugzeitspektrum zu $17,2 \text{ MeV}$, was gut mit der Erwartung von $17,15 \text{ MeV}$ übereinstimmt.

Schwerpunkt des Neutronenpeaks	Kanal 755,75
Schwerpunkte des γ -Peaks	Kanal 931,40
Kalibrierung	2,04272 ns/Kanal
Flugweg bis Detektormitte	25,03 m
Neutronenenergie	17,2 MeV

In dem gezeigten Flugzeitspektrum werden bei der Auswertung Intervalle gesetzt um Neutronen aus einem schmalen Energiebereich auszuwählen. Von jedem Intervall wird dann das Pulshöhenspektrum der selektierten Neutronen erstellt. Die Intervalle reichen von 3 MeV bis 17 MeV und liegen jeweils 1 MeV auseinander. Um in den Pulshöhenspektren hinreichende Statistik zu erhalten, wurden die Intervallbreiten von 3 bis 8 MeV zu 200 keV und von 9 bis 17 MeV zu 800 keV gewählt.

2. Die TCAP-Messeinrichtung

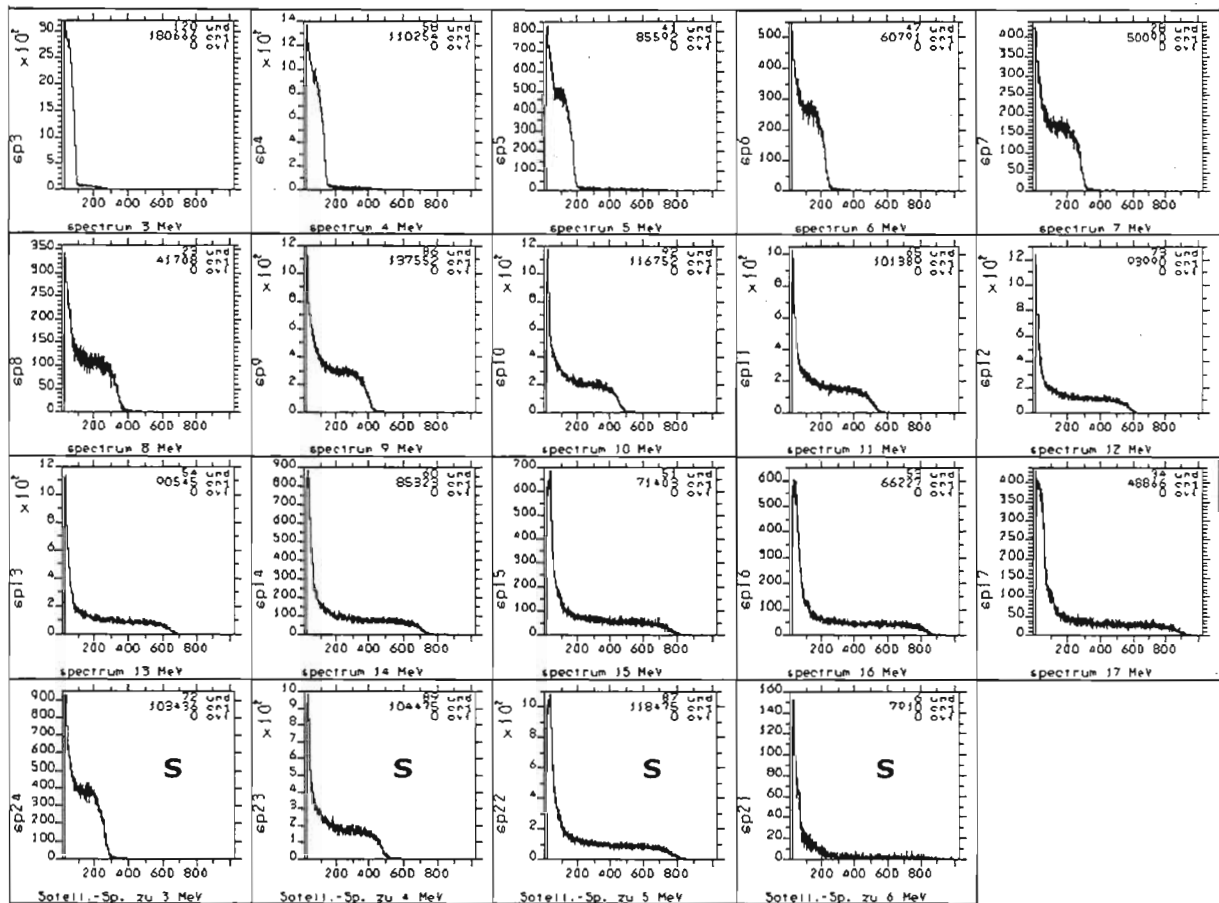


Bild 2.15: Pulshöhenspektren der Neutronen, die in den gewählten Flugzeitintervallen liegen. Die vier mit einem „S“ gekennzeichneten Spektren der letzten Zeile gehören zu Satellitenpeaks und werden für die Korrektur der ersten vier Spektren verwendet.

Das Bild 2.15 zeigt die bei 15 Neutronenenergien erzeugten Pulshöhenspektren sowie vier Korrekturspektren, die für die sog. Satellitenkorrektur benötigt werden.

In der Darstellung der Flugzeit gegen die Pulshöhe sind zeitlich versetzt neben dem Hauptpeak sogenannte Satellitenpeaks zu sehen, die von nachfolgenden nicht vollständig unterdrückten Strahlbündeln verursacht werden (nicht dargestellt). In den Bereichen, in denen der Hauptpeak von einem Satellitenpeak überlagert wird, ist in jedem Flugzeitintervall ein geringer Anteil von höherenergetischen Neutronen aus dem Satellitenpeak enthalten. Dementsprechend ist in den Pulshöhenspektren aus diesen Flugzeitintervallen ein geringer Untergrund größerer Pulshöhen vorhanden. Bei den betrachteten Daten ist das bei den vier Intervallen von 3–6 MeV der Fall (vergleiche die ersten vier Spektren in Bild 2.15).

Da die großen Pulshöhen unter Umständen die Lage und Form der Pulshöhenkante des Hauptpeaks verändern, wird dieser Untergrund aus den Spektren entfernt (Satellitenkorrektur). Für die vier betroffenen Flugzeitintervalle wird dafür sozusagen ein dem Satellitenpeak äquivalentes Pulshöhenspektrum des Hauptpeaks bestimmt. Das geschieht durch das Setzen je eines Referenzintervalls auf den Hauptpeak, dessen Lage und Breite dem zu korrigierenden Intervall auf dem Satellitenpeak entspricht. Das

Pulshöhenspektrum dieses Referenzintervalls wird auf das des Messintervalls bezüglich der Fluenz normiert und von diesem abgezogen. Das verbleibende Pulshöhenspektrum enthält dann nur noch Neutronen geringer Energie aus dem Hauptpeak.

2.5.3 Kalibrierung der Pulshöhenspektren mit γ -Quellen

Die Pulshöhe der Protonen wird mit dem PilotU-Detektor relativ zu der Pulshöhe von γ -Nuklidquellen bekannter Energie (Tabelle 1) gemessen und in elektronenäquivalenten Energieeinheiten kalibriert.

Nuklid	γ -Energie [keV]	E_e [keV $_{ee}$]
²² Na	511	341
	1275	1062
⁸⁸ Y	898	699
	1836	1612
¹³⁷ Cs	661	447
⁵⁴ Mn	835	639

Tabelle 1: Tabelle der verwendeten Nuklide. E_e steht für die Energie des unter 180° gestreuten Comptonelektrons.

Von den gemessenen Spektren wird zunächst jeweils eine bezüglich der Messzeit²⁷ normierte Untergrundmessung abgezogen²⁸. Mit einer Pulsermessung wird der Offset bestimmt und die gemessenen Spektren entsprechend verschoben.

Die Kalibrierung der Pulshöhenspektren wird an der Lage der Comptonkanten der γ -Quellen festgemacht. Mit dem Programm GRESP [DIE01] simulierte Pulshöhenspektren werden im Bereich der Comptonkante an die gemessenen Spektren angepasst.

Die Simulation GRESP gibt bei der Berechnung des Pulshöhenspektrums eine Kalibrierung der Energieachse vor und liefert das Ergebnis eines idealen Detektors. Diese idealen Spektren werden kanalweise mit Gaußfunktionen gefaltet, um das endliche Energieauflösungsvermögen des Detektors zu berücksichtigen. Dabei kann der Betrag der Energieauflösung des Detektors zunächst nur vermutet werden. Die Faltung geschieht mit Hilfe des Programms SPEKT [LES91]. Die Halbwertsbreiten (HWB) der Gaußfunktionen werden für eine γ -Energie so gewählt, dass der Quotient HWB/Kanal konstant ist. Nach der Faltung werden die gerechneten Spektren an die gemessenen Spektren angepasst. Dafür wird ebenfalls eine Routine des Programms SPEKT verwendet, die es ermöglicht ein Spektrum innerhalb eines wählbaren Intervalls nach der Methode der kleinsten Quadrate an ein anderes Spektrum anzupassen. Dabei wird ein Kompressionsfaktor optimiert, der das Spektrum nach Bedarf staucht oder streckt. Die Zählrate ist bei der Anpassung

²⁷ Hier wird die sog. „live time“ gewählt, das ist die Gesamtzeit, vermindert um die Totzeit des Datenaufnahmesystem. Dadurch ist die Korrektur unabhängig von Zählratenunterschieden.

²⁸ Der γ -Untergrund stammt in erster Linie von Aktivierung des umgebenden Materials während des Strahlbetriebs. Es bietet sich daher an, die kurzlebige Aktivierung abklingen zu lassen, ehe mit den γ -Kalibrierungen begonnen wird. Bei flacherem Gradienten der Umgebungsaktivität ist dann auch die Normierung der Untergrundmessung über die Messzeit genauer.

freigegeben. Das Falten und anschließende Anpassen wird solange wiederholt, bis eine gute Übereinstimmung des berechneten Pulshöhenspektrums mit dem gemessenen Spektrum erreicht ist.

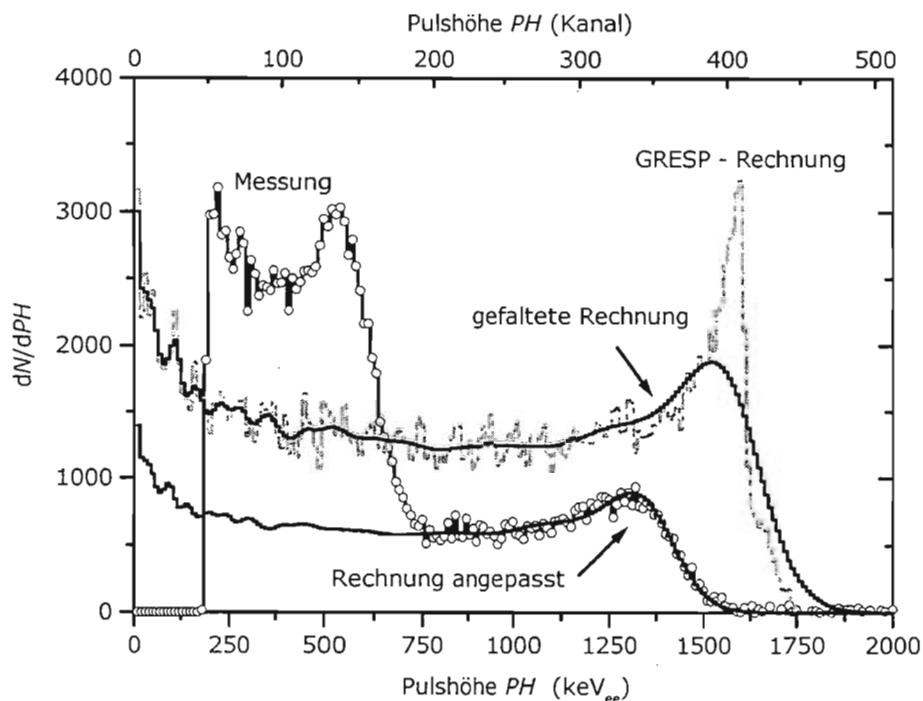


Bild 2.16: Anpassung einer GRESP-Rechnung an die Comptonkante der 1836 keV γ -Quanten einer ^{88}Y -Quelle. In der Darstellung beziehen sich die Messung und die an die Messung angepasste Rechnung auf die obere Achse, die GRESP-Rechnung und die gefaltete Rechnung beziehen sich auf die untere Achse. Die Rechnung wird zunächst kanalweise mit einer Gaußfunktion gefaltet und dann an die Messung angepasst.

Das Bild 2.16 verdeutlicht diese Prozedur am Beispiel der Comptonkante der 1836 keV Gammaquanten in dem Pulshöhenspektrum der ^{88}Y Quelle. Die GRESP Rechnung für 1836 keV ist linear skaliert und wird mit 12% relativer HWB gefaltet. Die gefaltete Rechnung wird in dem Beispiel an die entsprechende Comptonkante der Messung im Bereich von 1200 keV bis 1600 keV angepasst. Wie in dem Bild 2.16 zu sehen, ergibt sich in diesem Fall eine gute Übereinstimmung der Rechnung mit der Messung. Bei Nukliden mit mehreren γ -Energien, wie in diesem Beispiel bei ^{88}Y , wird die an die höhere Energie angepasste Rechnung von der Messung abgezogen und anschließend die niedrigere Energie ausgewertet.

Für jede betrachtete Energie ergibt sich aus der Anpassung ein Kompressionsfaktor (Bild 2.17) für die Pulshöhe und als Nebenprodukt aus der Faltung²⁹ des berechneten Spektrums die Energieauflösung des Detektors für die Elektronenenergie an der Comptonkante (siehe Tabelle 2).

²⁹ Die relative Halbwertsbreite der Gaußfunktion mit der ein Spektrum gefaltet wird, ist als Energieauflösung des Detektors anzusehen.

E_γ (keV)	HWB
511	35 %
661	25 %
898	22 %
1275	16 %
1836	12 %

Tabelle 2: Relative Halbwertsbreiten (HWB) der Gaußfunktionen, mit denen die GRESP-Spektren gefaltet wurden, um eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen γ -Nuklidspektren zu erhalten.

Der Kompressionsfaktor ist im Idealfall für alle Energien derselbe, monotone Abweichungen deuten auf einen Offset in der Messung hin. Tatsächlich zeigen die Kompressionsfaktoren der ersten Iteration eine deutliche Abnahme zu kleinen Energien, wie in der unteren Datenreihe in dem Bild 2.17-A zu sehen ist.

Offensichtlich ist trotz der Korrektur mit einer Pulsermessung ein Offset in den Pulshöhenspektren enthalten. Dieser wird aus den Kompressionsfaktoren bestimmt (siehe Bild 2.17-B). Die Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte ergibt einen Offset von 4,7 Kanälen. Die gemessenen Spektren wurden daher um 5 Kanäle verschoben und die Prozedur des Anpassens der berechneten Spektren wiederholt. Für die verschobenen Spektren ergibt sich dann ein einheitlicher Kompressionsfaktor von $(0,872 \pm 0,002)^{30}$. Da den simulierten Spektren eine Skalierung von 10,0 keV/Kanal zugrunde liegt, ergibt sich die Kalibrierung der gemessenen Pulshöhenspektren zu $(11,46 \pm 0,03)$ keV_{ee}/Kanal.

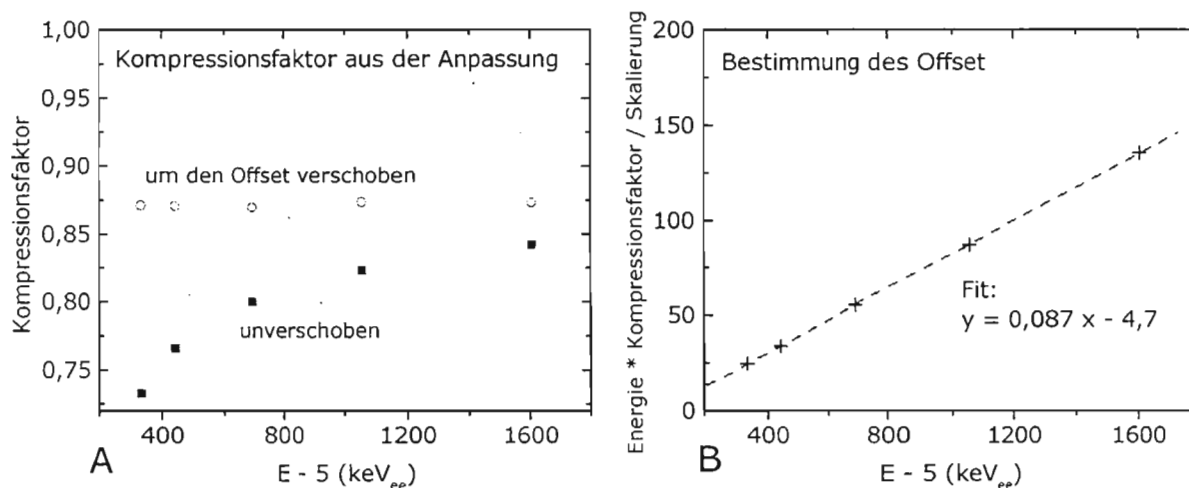


Bild 2.17: Das Bild (A) zeigt den Kompressionsfaktor aus der Anpassung berechneter an gemessene Spektren, wobei die oberen Datenpunkte zuvor um einen Offset verschoben wurden. Das Bild (B) zeigt die Bestimmung dieses Offsets aus den unverschobenen Datenpunkten des Bildes (A).

³⁰ Der Faktor ist auch aus der Steigung der Anpassungsgeraden ersichtlich.

2.5.4 Simulation der Pulshöhenspektren mit dem Programm NRESP

Die aus den Flugzeitintervallen erhaltenen Pulshöhenspektren der Neutronen werden in Einheiten elektronenäquivalenter Energie (MeV_{ee}) kalibriert und mit theoretischen Spektren verglichen, die mit dem Programm NRESP simuliert wurden. NRESP berechnet die Pulshöhenspektren eines idealen Szintillationsdetektors bei Exposition mit monoenergetischen Neutronen in elektronenäquivalenten Einheiten.

Die simulierten Spektren werden gefaltet und dann an die Messungen angepasst, ebenso wie es schon in Kapitel 2.5.3 für die mit dem Programm GRESP simulierten Photonspektren beschrieben wurde. Die Anpassung erfolgt im Bereich der sog. Rückstoßkante, die von den Protonen verursacht wird, die den maximalen Energieübertrag bei Rückwärtsstreuung erhalten. Dadurch ist sichergestellt, dass die Pulshöhe ausschließlich von Protonen verursacht wird. Gleichzeitig ist die Energie der Protonen bekannt, weil sie der Neutronenenergie entspricht.

Das Falten der simulierten Spektren und das anschließende Anpassen wird auch hier solange wiederholt, bis eine Energieauflösung gefunden ist, bei der sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren ergibt. Das Bild 2.18 zeigt diese Prozedur am Beispiel des mit 9 MeV Neutronen gemessenen Pulshöhenspektrums.

Für jede betrachtete Energie ergibt sich aus der Faltung die Energieauflösung des Detektors und aus der Anpassung ein Kompressionsfaktor (siehe Tabelle 3). Der Kompressionsfaktor gibt die Abweichung von der Standardlichtausbeutefunktion an, mit der in dem Programm NRESP die Pulshöhenspektren berechnet wurden.

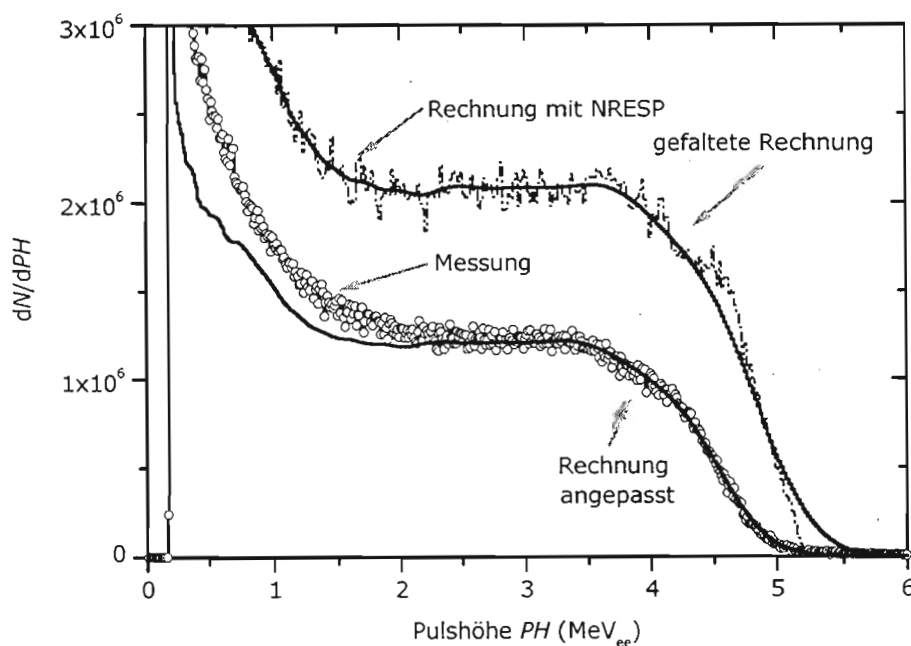
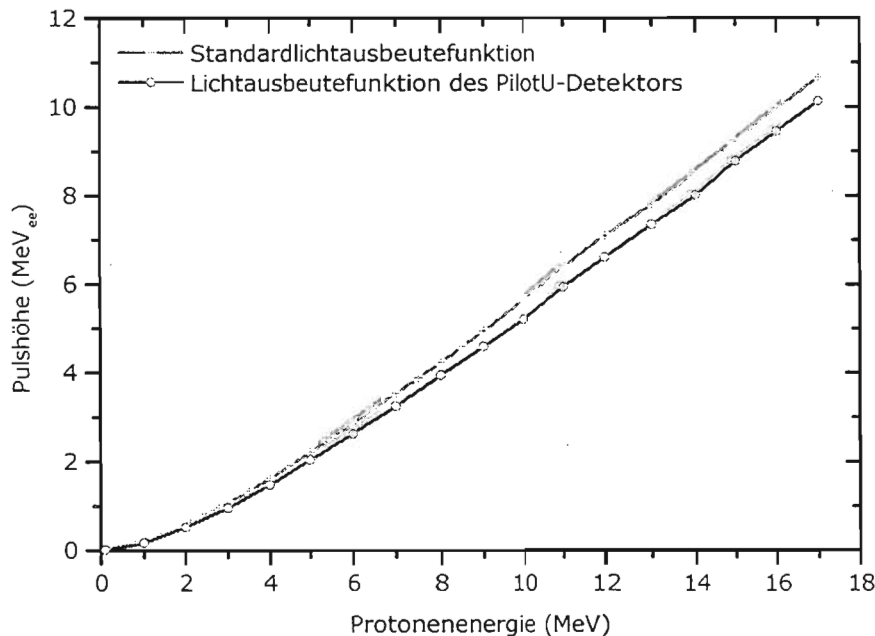


Bild 2.18: Beispiel der Anpassung einer NRESP Rechnung an das entsprechende gemessene Pulshöhenspektrum. Das gemessene Spektrum stammt von 9 MeV Neutronen. Die Rechnung wurde zunächst mit 13% gefaltet und dann an die Messung angepasst.

E_N (MeV)	K_F	HWB
3	0,8910	25%
4	0,9101	22%
5	0,9175	18%
6	0,9190	16%
7	0,9214	15%
8	0,9395	12%
9	0,9272	13%
10	0,9193	12%
11	0,9314	12%
12	0,9338	12%
13	0,9411	12%
14	0,9457	12%
15	0,9475	11%
16	0,9566	10%
17	0,9513	9%

Tabelle 3: Daten aus der Anpassung von NRESP-Rechnungen an die entsprechenden gemessenen Pulshöhenspektren. E_N =Neutronenenergie, K_F =Kompressionsfaktor, HWB =Halbwertsbreite der Gaussfunktion aus der Faltung.

Die Lichtausbeutefunktion des Detektors ergibt sich aus der Korrektur der vorgegebenen Standardlichtausbeutefunktion mit dem Kompressionsfaktor bei der jeweiligen Energie. Wie Tabelle 3 zeigt, wird die Standardlichtausbeutefunktion bei den verschiedenen Energien zwischen 5% und 10% verringert. Die Änderungen werden in den Bereich kleiner Energien unter 3 MeV, für die keine Messdaten vorliegen, extrapoliert. Die so erhaltene Detektorlichtausbeutefunktion (siehe Bild 2.19) wird in NRESP eingebunden und für nachfolgende Iterationen als Grundlage für die Pulshöhenspektren verwendet. Bereits bei der zweiten Iteration weichen die Kompressionsfaktoren kaum von eins ab.



E_p (MeV)	Pulshöhe (MeV _{ee})
0,1	0,01
1,0	0,17
2,0	0,52
3,0	0,95
4,0	1,48
5,0	2,05
6,0	2,63
7,0	3,25
8,0	3,94
9,0	4,61
10,0	5,21
11,0	5,93
12,0	6,60
13,0	7,34
14,0	8,01
15,0	8,77
16,0	9,45
17,0	10,13

Bild 2.19: Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors im Vergleich mit der Standardlichtausbeutefunktion aus dem Programm NRESP. Die Tabelle gibt die Werte Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors wieder.

2.6 Eigenschaften der Violdrahtzähler

2.6.1 Überblick

Die Eigenschaften der verwendeten Violdrahtzähler wurden bei einer Strahlzeit am Zyklotron der PTB mit Protonen untersucht. Der experimentelle Aufbau für diese Strahlzeit wird kurz beschrieben und dann die Auswertung und die Ergebnisse dargestellt. Die Ziele dieser Strahlzeit waren die Untersuchung der Ortsauflösung der Violdrahtzähler für Protonen und die Bestimmung des Energieverlustes, den die Protonen beim Durchqueren der Violdrahtzähler im Mittel erfahren.

Die Ortsauflösung der Violdrahtzähler wird mit einer Lochmaske (Edelstahlplatte mit Bohrungen) bestimmt, die mit Protonen auf den hinteren Violdrahtzähler abgebildet wurde. Die Bohrungen zeichnen sich in dem entsprechenden Ortsspektren ab und sind dabei mit der Ortsauflösung des Detektors gefaltet.

Um den Energieverlust der Protonen beim Durchqueren der Violdrahtzähler zu bestimmen, wurde deren Energiespektrum bei ein- und bei ausgebauten Violdrahtzählern mit dem PilotU-Detektor gemessen. Dabei wird als Nebeneffekt die Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors punktuell verifiziert.

Die Ortsauflösung der Violdrahtzähler und der Energieverlust, den sie verursachen, sind Bestandteile des in Kapitel 4: beschriebenen Programms, das die TCAP-Messeinrichtung simuliert. Die entsprechenden Teile sind aus der Simulation ausgekoppelt und werden hier mit den Messungen verglichen.

2.6.2 Experimenteller Aufbau am Zyklotron der PTB

Für die Untersuchung der Violdrahtzähler wurde die TCAP-Messeinrichtung direkt an ein Strahlrohr des Zyklotrons angeflanscht. Die Streukammer blieb dabei durch eine 5 µm dicke Nickelfolie vom Hochvakuum des Beschleunigers getrennt, da sie beim Betrieb mit dem Zählgas der Violdrahtzähler gefüllt wird. Der Strahl trat über diese Folie aus dem Strahlrohr aus, durchquerte die TCAP-Messkammer und wurde in einem Faradaycup gestoppt. In der Mitte der TCAP-Streukammer traf der Strahl auf eine 12,5 µm dicke Molybdänfolie, an deren Kernen ein Teil der Protonen über Rutherfordstreuung abgelenkt wurde. Wegen des großen Massenunterschiedes der Streupartner wird dabei nur ein geringer Impuls auf die Molybdänkerne übertragen. Die Streukammer war so aufgebaut, dass der Protonenzweig unter einem Winkel von 90° gegen die Einfallsrichtung der Protonen stand. Durch diese Geometrie wurde eine starke Untersetzung der Intensität (I) des Protonenstrahl nach

$$\frac{\Delta I(\alpha)}{I_0} \sim \frac{1}{\sin^4(\alpha)} \quad (5)$$

erreicht, die erforderlich ist, weil die Vieldrahtzähler die hohen Teilchenraten im direkten Strahl nicht verarbeiten können. Wegen der Empfindlichkeit der Vieldrahtzähler war zudem vor der Streufolie ein Kollimator installiert, der die Protonen außerhalb des zentralen Strahls absorbierte. Dieser Kollimator besteht aus einer etwa 15 cm langen Röhre, die an beiden Enden mit einer Platte abschließt. In den Platten befinden sich zentrale Bohrungen, deren Durchmesser sich nach der Divergenz des Protonenstrahls richtet. Trotz Strahlumsetzung und Kollimator ist es selbst bei minimalem Strahlstrom nicht gelungen, den vorderen Vieldrahtzähler dauerhaft zu betreiben. Nach jeweils kurzer Zeit traten Spannungsüberschläge auf, durch die die Stromüberwachung der Hochspannungsgeräte aktiviert und der Detektor abgeschaltet wurde. Eine denkbare Ursache hierfür ist eine zu hohe Teilchenrate insbesondere von dicht ionisierenden Teilchen. Möglicherweise spielen am Ausgang des Kollimators gestreute Protonen dabei eine Rolle.

Bei dem hinteren Vieldrahtzähler, der weiter von dem Target und dem Kollimator entfernt stand, traten Überschläge wesentlich seltener auf, so dass dieser Vieldrahtzähler über lange Zeiträume stabil betrieben werden konnte. Zusammen mit dem hinteren Vieldrahtzähler wurden der Halbleiterdetektor und der PilotU-Detektor betrieben (vergleiche Bild 2.1).

2.6.3 Energiespektrum der Protonen

Zur Bestimmung des Energiespektrums der gestreuten Protonen mit dem PilotU-Detektor wurden beide Vieldrahtzähler aus der Streukammer ausgebaut. Nach der Fokussierung des Protonenstrahls auf das Target in der TCAP-Streukammer, ergab sich in dem Pulshöhenspektrum ein ausgeprägtes Maximum (siehe Bild 2.20). Die Protonenenergie ergibt sich aus den Energieverlusten der Protonen bis zum Nachweis im PilotU-Detektor. Das Zyklotron beschleunigte die Protonen auf eine Energie von $(14,28 \pm 0,1)$ MeV³¹. Die Protonen trafen in der Mitte der TCAP-Streukammer auf das Molybdän-Streutarget. Die unter 90° gestreuten Protonen durchquerten den Halbleiterdetektor und wurden im PilotU-Detektor gestoppt.

Damit ergeben sich folgende Energieverluste der Protonen ($E_p = 14,28$ MeV):

1. Ionisationsbremsung in der Trennfolie, ΔE ca. 100 keV³².
Beschleuniger und Streukammer waren durch eine 5 μm dicke Nickelfolie getrennt.
 E_p : 14,18 MeV.
2. Rückstoß an die Molybdänkerne bei Rutherfordstreuung unter 90°, ΔE ca. 300 keV.
Rechnung mit dem Programm *RELKIN*.
 E_p : 13,88 MeV.

³¹ Die Energie wurde anhand kalibrierter Ablenkmagnete in der Strahlführung bestimmt.

³² Nach Rechnungen mit dem Programm TRIM95 [BIE95].

3. Ionisationsbremsung in der Streufolie, ΔE ca. 360 keV³².

Die Rutherfordstreuung fand an einer 12,5 μm dicke Molybdänfolie statt, die unter einem Winkel von 45° gegen die Strahlrichtung geneigt stand. Da die Fluenz durch die Folie nicht signifikant geschwächt wird, kann davon ausgegangen werden, dass die Wechselwirkung im Mittel in der Folienmitte stattfand. Damit ergibt sich eine mittlere Gesamtstrecke von 35,6 μm .

$$E_p = 13,52 \text{ MeV.}$$

4. Ionisationsbremsung im Halbleiterdetektor, $\Delta E = (2,9 \pm 0,1) \text{ MeV}^{32}$.

Der Halbleiterdetektor wird als eine $(400 \pm 3) \mu\text{m}$ dicke Schicht Silizium behandelt. Die Verlängerung des Weges durch nicht senkrechten Einfall wird vernachlässigt.

$$E_p = (10,6 \pm 0,2) \text{ MeV.}$$

Für die Protonen ist somit unter Berücksichtigung aller relevanten Energieverluste eine mittlere Energie von $(10,6 \pm 0,2) \text{ MeV}$ zu erwarten.

Experimentell ergibt sich die Energie der Protonen aus dem Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors durch Kalibrierung in elektronenäquivalente Einheiten und Anwendung der in Bild 2.19 dargestellten Lichtausbeutefunktion. Die Kalibrierung des Pulshöhenspektrums erfolgt wie üblich mit γ -Präparaten (vergleiche Kapitel 2.5.3). Nach Abzug der Nullpunktverschiebung (offset) ergibt sich eine hinreichende Übereinstimmung der Kompressionsfaktoren bei allen verwendeten γ -Energien mit einem Mittelwert von $(0,946 \pm 0,006)$. Da in den GRESP-Rechnungen die Spektren mit $10,0 \text{ keV}_{ee}/\text{Kanal}$ skaliert wurden, ergibt sich eine Kalibrierung in elektronenäquivalenten Einheiten von $(10,57 \pm 0,067) \text{ keV}_{ee}/\text{Kanal}$.

Mit dieser Skalierung wird das Pulshöhenspektrum zunächst in Lichteinheiten und mit der Lichtausbeutefunktion in Protonenenergie umgerechnet. Das entsprechende Spektrum ist in Bild 2.20 zu sehen. Der Mittelwert des Peaks in dem Energiespektrum liegt bei $(10,63$

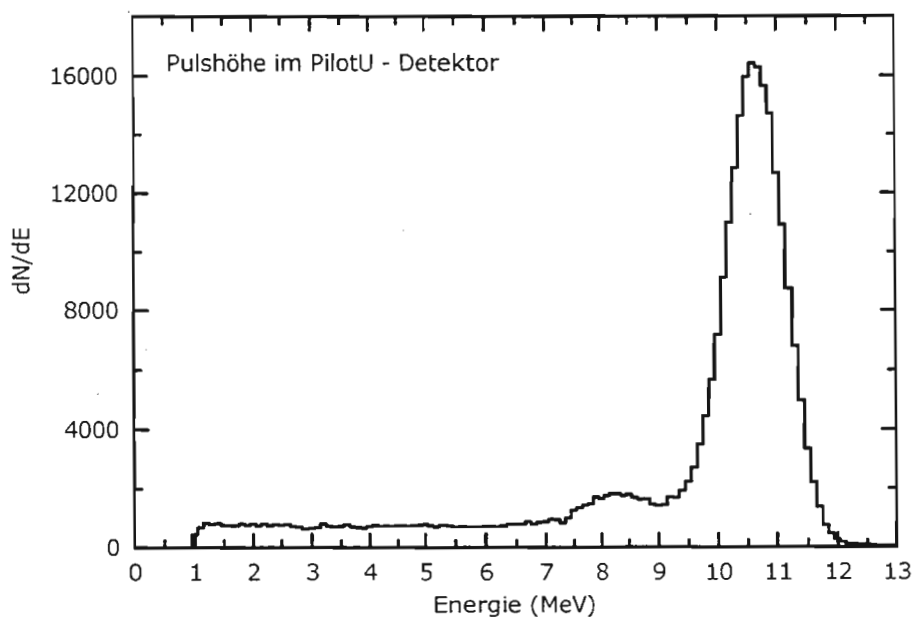


Bild 2.20: Gemessenes Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors nach der Umrechnung in die Energie der Protonen. Bei dieser Messung waren die Vieldrahtzähler aus der Streukammer ausgebaut.

$\pm 0,01$)³³ MeV und stimmt mit der erwarteten mittleren Protonenenergie sehr gut überein. Diese Übereinstimmung verifiziert die in Kapitel 2.5 bestimmte Lichtausbeutefunktion bei der gegebenen Energie.

2.6.4 Simulation des Energieverlustes in den Vieldrahtzählern

Nachdem das Energiespektrum der Protonen bei ausgebauten Vieldrahtzählern gemessen worden war, wurden diese wieder eingebaut und die Messung wiederholt. Aus der Veränderung des Spektrums kann der Energieverlust der Protonen beim Durchqueren der Vieldrahtzähler bestimmt werden. Dafür wird der Energieverlust mit einem FORTRAN-Programm simuliert, das bezüglich des Protonentransports durch die Vieldrahtzähler mit den entsprechenden Teilen der in Kapitel 4: beschriebenen Simulation der TCAP-Messeinrichtung identisch ist. Dieser Vergleich zwischen der Rechnung und der Messung stellt einen wichtigen Test für die Qualität der Simulation dar.

Der Betrag des Energieverlustes hängt davon ab, ob und wie viele Drähte ein Proton trifft und wie lang der im Draht zurückgelegte Weg ist. Der Vorgang kann daher nicht im Einzelfall, sondern nur im Mittel über viele Ereignisse richtig beschrieben werden.

Jeder Vieldrahtzähler besteht aus einer 6 μm dünnen aluminiumbedampften Mylarfolie, zwei Ebenen aus Drahtgittern, zwei Kathoden und einer Anode (vergleiche Bild 2.5). Die Drahtgitter³⁴ bestehen aus einem Edelmetallgewebe mit 50 μm Drahtdurchmesser und einem Abstand von 500 μm zwischen den Drähten. Die Kathoden bestehen aus Wolframdrähten³⁵ mit einem Durchmesser von 50 μm , die in einem Abstand von 1 mm parallel gespannt sind. Die Anoden sind ebenso aufgebaut, allerdings beträgt der Drahtdurchmesser hier nur 20 μm . Hinter dem zweiten Vieldrahtzähler befindet sich eine weitere 6 μm dicke aluminiumbedampfte Mylarfolie, die die Vieldrahtzähler optisch von dem Halbleiterdetektor trennt.

Den größten Energieverlust erfahren die Protonen in den Drahtgittern, da hier ein Treffer am wahrscheinlichsten ist. Von Bedeutung sind auch die Kathoden, während die Mylarfolien und die Anoden einen geringen Einfluss haben.

Ausgangspunkt der Simulation ist das ohne die Vieldrahtzähler gemessene Energiespektrum der Protonen in Bild 2.20. Von diesem Spektrum wird durch numerische Integration die Dichtefunktion gebildet. In dieser Funktion wird dann die Energie eines Protons durch gleichverteiltes Würfeln bestimmt, so dass sich nach hinreichend vielen

³³ Bestimmt durch Anpassung einer Gaußfunktion an das in Bild 2.20 dargestellte Spektrum.

³⁴ Die höhere Materialstärke an den Kreuzungspunkten (1% der Fläche) wird vernachlässigt.

Ereignissen wieder das vorgegebene Energiespektrum ergibt. Da die Protonen vor dem Stoppen im PilotU-Detektor den Halbleiterdetektor durchquert haben, wird zu jeder Protonenenergie zunächst der Energieverlust addiert, den das Proton im Halbleiterdetektor erfahren hat. Mit dieser Energie werden die Protonen dann durch die Vieldrahtzähler transportiert und der dabei auftretende Energieverlust bestimmt. Für jede Ebene der Vieldrahtzähler wird aus den Durchmessern und Abständen der Drähte die Flächenbelegung bestimmt und durch Würfeln festgestellt, ob ein Proton einen Draht trifft. Bei einem Treffer wird die Länge des im Draht zurückgelegten Weges ermittelt, wobei von einer Gleichverteilung der Treffer über den Drahtradius ausgegangen wird. Für diese Weglänge wird mit Reichweitentabellen für Protonen in Edelstahl der Energieverlust bestimmt. Abschließend wird der Energieverlust in den Mylarfolien und in dem Halbleiterdetektor bestimmt und von der Protonenenergie abgezogen.

Das Ergebnis der Simulation ist im Bild 2.21 zusammen mit dem entsprechenden gemessenen Spektrum und dem primären Protonenspektrum dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, der Energieverlust in den Vieldrahtzählern wird offensichtlich von der Simulation gut beschrieben.

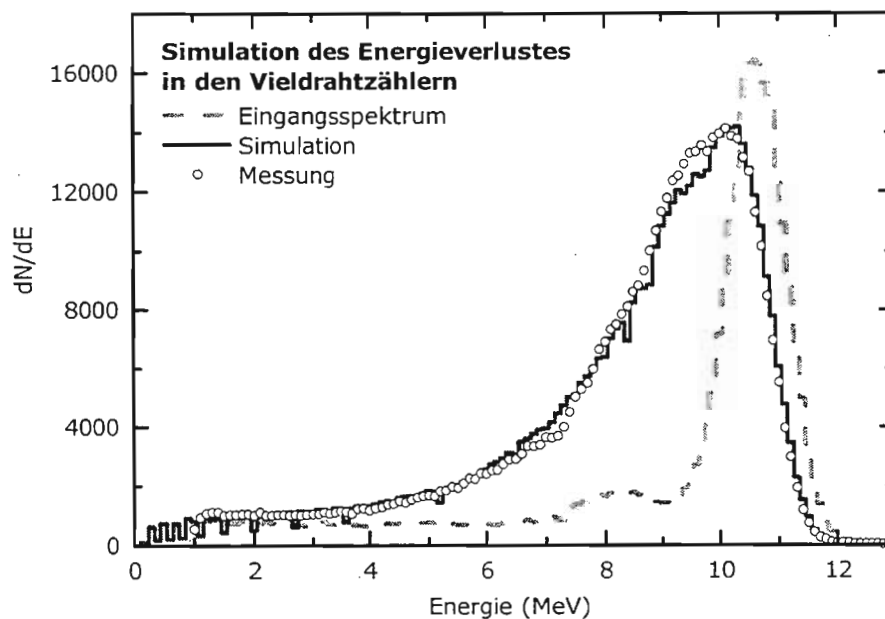


Bild 2.21: Energieverlust der Protonen in den Vieldrahtzählern. Die Punkte stellen das gemessene Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors dar, die Linie ist das Ergebnis der Simulation. Die gestrichelte Linie zeigt das Energiespektrum der Protonen ohne die Energieverluste in den Vieldrahtzählern. Die Anzahl der Protonen in der Simulation ist auf die Messung normiert.

³⁵ Bei den Drähten handelt es sich um goldbedampfte Wolfram-Rhenium Legierungen. In der Simulation werden die geringen Anteile von Rhenium und Gold vernachlässigt, zumal die Dichten mit der von Wolfram vergleichbar sind.

Die Parameter, die den Energieverlust in der Simulation beeinflussen, sind neben der Anzahl der durchquerten Drahtebenen und Mylarfolien, das Drahtmaterial, die Drahtdicke und der Abstand zwischen zwei Drähten, aus dem sich die Flächenbelegungsichte ergibt.

Das in dem Bild 2.21 gezeigte Spektrum wurde mit folgenden realen Parametern der Vieldrahtzähler simuliert:

- vier Ebenen Drahtgitter, Drahtradius 25 μm , opt. Transmission 81,0% (Edelstahl)
- vier Kathoden, Drahtradius 25 μm , optische Transmission 95,2% (Wolfram)
- Gesamtdicke der Mylarfolien 18 μm

Der Einfluss dieser Parameter wird besonders deutlich, wenn sie in der Simulation variiert werden. Die Ergebnisse solcher Rechnungen mit abgeänderten Parametern sind in Bild 2.22 zu sehen. In Abbildung (A) ist die optische Transmission der Drahtgitter verändert und bei Abbildung (B) der Radius der Drähte verdoppelt. Die Abweichungen zu der Messung sind erheblich, besonders anschaulich ist die Simulation mit doppeltem Drahtradius. Hier entstehen wegen des höheren Energieverlustes im Falle eines Treffers zwei Peaks. Bei dem höherenergetischen Peak wurde kein Draht getroffen (0), der andere Peak entspricht dem einmaligen Treffen (1) eines Drahtes. Mehrfachtreffer sind schon deutlich unwahrscheinlicher und bilden keinen expliziten Peak aus (x).

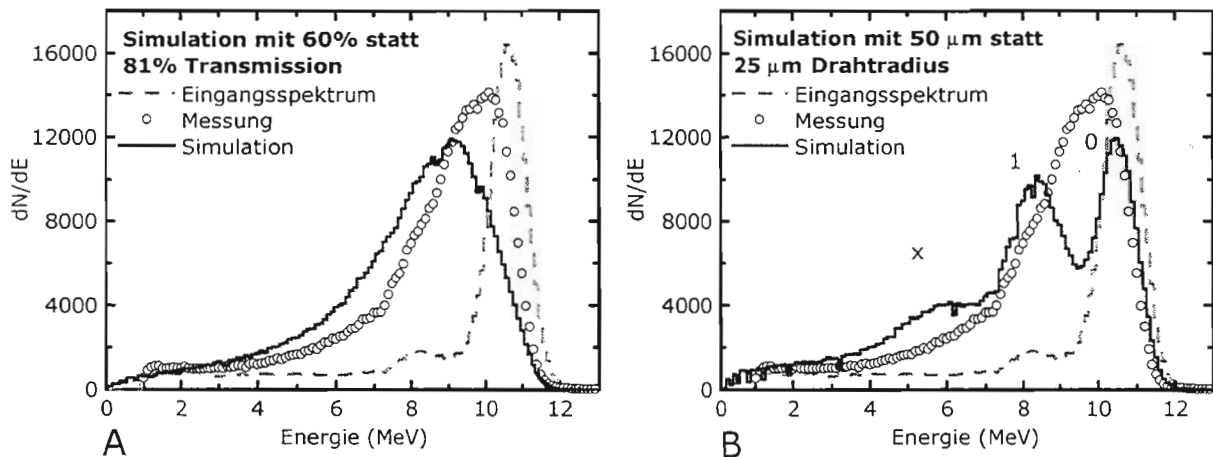


Bild 2.22: Simulation des Energieverlustes der Protonen in den Vieldrahtzählern. Die Simulationen weichen von der Messung ab, weil die Parameter, die den Energieverlust in den Drahtgittern beschreiben, verändert wurden, um deren Einfluss zu demonstrieren. Die Anzahl der Protonen in der Simulation ist auf die Messung normiert. Weitere Erklärungen im Text.

2.6.5 Ortsauflösung der Vieldrahtzähler

Das zweite Ziel der Strahlzeit war die Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens der Vieldrahtzähler für Protonen. Die Ortsauflösung ist für die Qualität einer Kalibrierung mit der TCAP-Messeinrichtung mitentscheidend und muss zudem für die Simulation der Messeinrichtung bekannt sein.

Die Vieldrahtzähler waren bei diesen Messungen unverändert gegenüber den Strahlzeiten an der UCL, d.h. sie wurden mit Sammelstufe und zwei Gasverstärkungsstufen betrieben.

Die gesuchte Ortsinformation ist in der Zeitdifferenz zwischen den zwei Messsignalen aus einer Kathodenebene enthalten. Die Ortsauflösung, die mit den Vieldrahtzählern erreicht werden kann, hängt von mehreren Parametern ab. Ein wichtiger Punkt ist die Umsetzung der analogen Signale mit den Diskriminatoren zu digitalen Normsignalen. Dabei wird angestrebt, den Zeitpunkt des Signals unabhängig von dessen Amplitude zu messen. Die analogen Kathodensignale werden mit „constant-fraction“-Diskriminatoren ausgewertet, da diese den Einfluss der Pulshöhe besser kompensieren als „leading-edge“-Diskriminatoren³⁶.

Ein weiterer Parameter, der die Ortsauflösung beeinflusst, ist die Dynamik der Impulse. Wenn die analogen Signale groß und von einheitlicher Pulshöhe sind, hat eine evtl. Pulshöhenabhängigkeit einen geringen Einfluss und die Ortsauflösung ist entsprechend gut. Bei größerer Dynamik der Signale wird die Ortsauflösung schnell schlechter.

Durch diesen Umstand hängt die Ortsauflösung auch von der Schwelle des Diskriminators ab. Bei hoher Schwelle ist die Dynamik der ausgewerteten Pulshöhen gering und es ergibt sich eine gute Ortsauflösung der Vieldrahtzähler. Der Nachteil ist, dass das Abschneiden der kleinen Pulshöhen die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler reduziert. Für den Einsatz in der TCAP-Messeinrichtung müssen die Diskriminatoren mit niedriger Schwelle betrieben werden, da ohnehin nur eine geringe Zählrate zu erwarten ist.

Um die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler zu untersuchen, wird eine Lochmaske aus Edelstahl auf einem der Detektoren abgebildet. Die Maske wird mit direktem elektrischen Kontakt auf die Sammelstufe montiert. Die Protonen können den Vieldrahtzähler nur an den Stellen erreichen, an denen die Maske eine Bohrung aufweist. Wie in Bild 2.23 angedeutet, wird die Abbildung der oberen drei Bohrungen der Maske in eine Ebene projiziert und im Folgenden ausgewertet.

³⁶ Beim „leading edge“-Verfahren wird ein (digitales) Ausgangssignal generiert, sobald das analoge Eingangssignal eine Schwelle überschreitet.

2. Die TCAP-Messeinrichtung

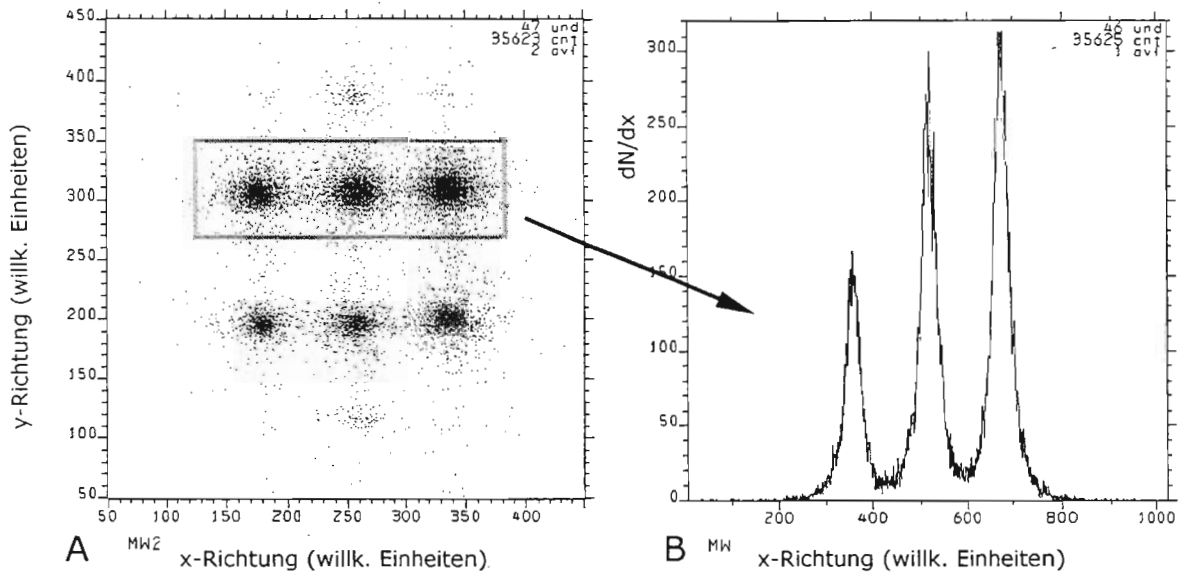


Bild 2.23: Abbildung einer Lochmaske mit Protonen auf dem hinteren Vieldrahtzähler. Die Maske hat mehrere Bohrungen, die sich in dem zweidimensionalen Ortsspektrum (A) abzeichnen. Das Bild (B) zeigt eine Projektion der oberen drei Bohrungen aus (A). Der Durchmesser der projizierten Bohrungen beträgt 3 mm.

An die gemessenen eindimensionalen Ortsspektren (Beispiel in Bild 2.23-B) werden im Folgenden theoretische Spektren angepasst, um die Ortsauflösung zu bestimmen. Diese Spektren werden mit einem *FORTTRAN*-Programm erstellt, das die Abbildung der Bohrungen auf dem Vieldrahtzähler beschreibt. Dabei wird die Ortsauflösung des Detektors durch Faltung der idealen Abbildungen mit einer Gaußfunktion simuliert³⁷.

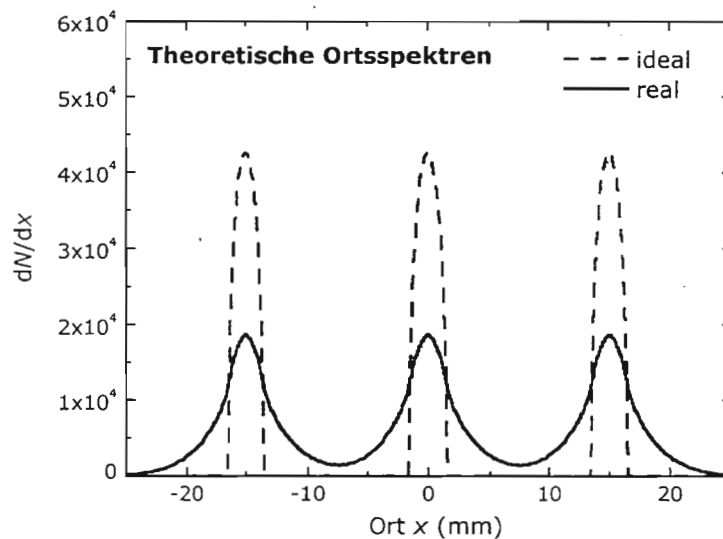


Bild 2.24: Theoretische Abbildung dreier Bohrungen auf einem Vieldrahtzähler. Die gestrichelte Linie entspricht der Abbildung eines idealen Detektors, die durchgezogene Linie ist die Simulation des Spektrums eines realen Detektors mit endlicher Ortsauflösung.

³⁷ Die Divergenz des Protonenstrahls bei der Messung und die Streuung der Protonen an der Maske werden vernachlässigt.

In dem Programm werden für jede Bohrung Koordinaten auf einer Kreisfläche gleichverteilt gewürfelt und diese Verteilungen auf eindimensionale Ortsspektren projiziert. Die endliche Ortsauflösung eines realen Detektors wird durch Verschiebung der Koordinaten vor der Projektion simuliert. Die Richtung der Verschiebung wird in 2π gleichverteilt gewählt, der Betrag wird durch gleichverteiltes Würfeln in der Dichtefunktion einer Gaußverteilung bestimmt (für hinreichend viele Würfe ergibt die Häufigkeitsverteilung der Beträge der Verschiebungen eine Gaußfunktion). Die Halbwertsbreite dieser Gaussfunktion entspricht der Ortsauflösung des Detektors. Das Bild 2.24 zeigt ein ideales und ein reales Ortsspektrum aus diesen Rechnungen.

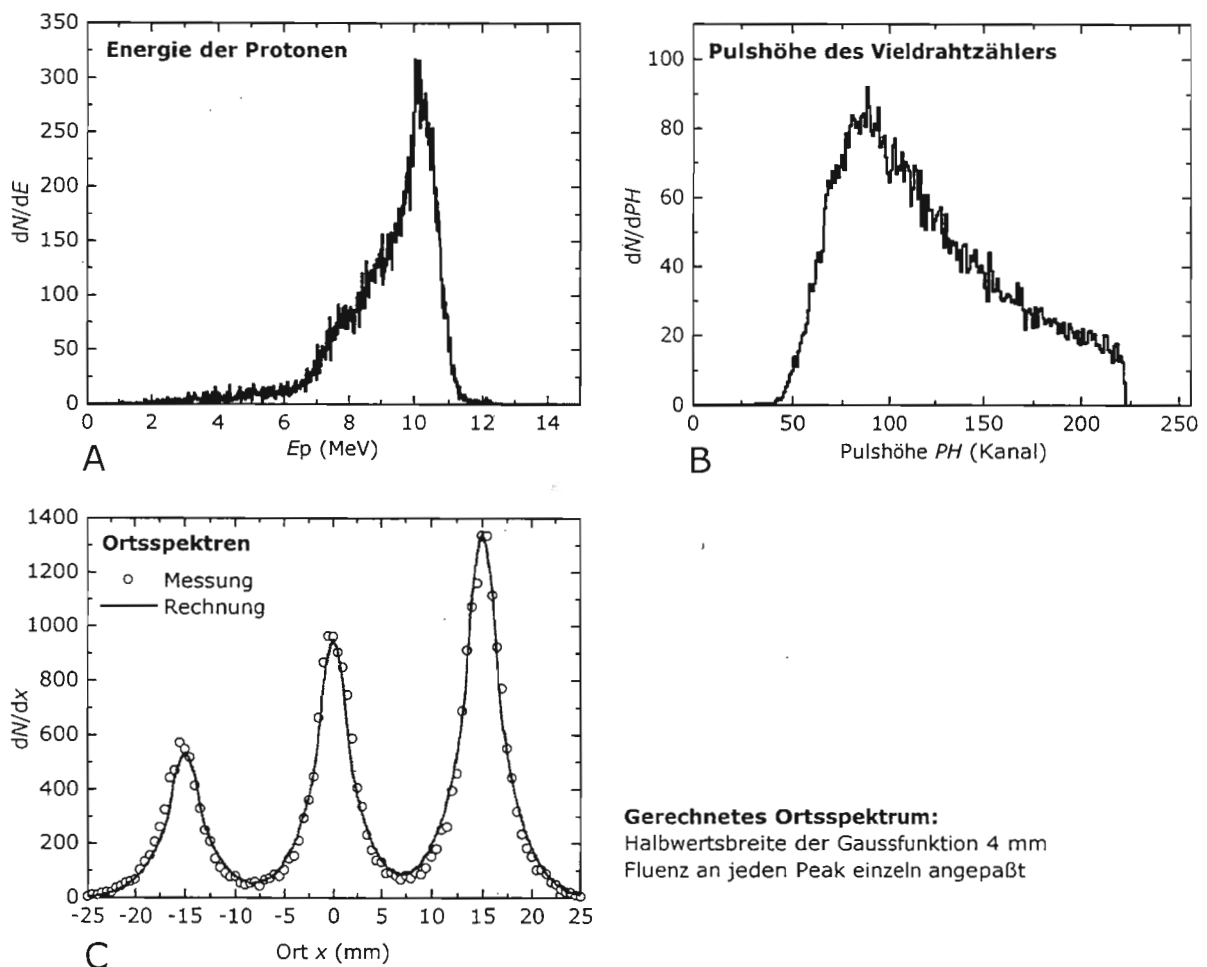


Bild 2.25: Vergleich eines gerechneten und eines gemessenen Ortsspektrums (C) bei der Abbildung von drei Bohrungen auf einen Vieldrahtzähler mit Protonen. Abbildung (A) zeigt die Energie der Protonen, in Abbildung (B) ist die Pulshöhe der Anode des Vieldrahtzählers dargestellt.

In dem Bild 2.25 sind Daten der Messung mit der Lochmaske vor dem hinteren Vieldrahtzähler dargestellt. Die Abbildung (A) zeigt das mit dem PilotU-Detektor gemessene Energiespektrum der Protonen und Abbildung (B) die Pulshöhe der Protonen auf der Anode des Vieldrahtzählers. In der Abbildung (C) ist das gemessene Ortsspektrum zusammen mit der simulierten Ortsverteilung zu sehen. Das gerechnete Spektrum wurde an die Messung angepasst, indem die erforderliche Halbwertsbreite der

Gaußverteilung iterativ bestimmt wurde. Die Fluenz wurde dabei für jede Bohrung separat auf den jeweils gemessenen Peak normiert.

Um die in Bild 2.25 dargestellte gute Übereinstimmung mit der Messung zu erreichen, ist in der Simulation eine Halbwertsbreite der Gaußfunktion von 4 mm erforderlich. Aus diesem Ergebnis wird der Schluss gezogen, dass die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler 4 mm beträgt.

Einfluss der Pulshöhe auf die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler

Wie bereits erwähnt, ist die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler bei einheitlichen Pulshöhen besser, weil die Pulshöhenabhängigkeit des Diskriminators einen geringeren Einfluss hat. Wie im Folgenden gezeigt wird, spielt zudem die Pulshöhe selbst eine Rolle. Bei kleinen Pulshöhen im Vieldrahtzähler ergibt sich eine deutlich schlechtere Ortsauflösung als bei großen Signalen. Das wird aus dem Vergleich der Abbildungen in Bild 2.26 bis Bild 2.28 deutlich. Bei diesen Bildern ist das Pulshöhenspektrum in drei Bereiche aufgeteilt, kleine, mittlere und große Pulshöhen. Alle drei Spektren eines Bildes zeigen dabei jeweils nur die Daten der Protonen, die in dem selektierten Pulshöhensbereich des Vieldrahtzählers liegen. Da sich die Anzahl der Protonen in den drei Pulshöhensbereichen unterscheiden, sind die Ortsspektren in den folgenden drei Abbildungen zur direkten Vergleichbarkeit auf gleiche Protonenanzahl normiert.

Aus dem Vergleich der Abbildungen in Bild 2.26 bis Bild 2.28 ist auch ersichtlich, dass ein Zusammenhang zwischen der Energie eines Protons und der Pulshöhe im Vieldrahtzähler nicht gefunden werden kann. Die Unterschiede in der Ortsauflösung hängen demnach erwartungsgemäß nicht mit der Energie des Protons, sondern mit dem individuellen Energieverlust im Vieldrahtzähler und den Fluktuationen bei der Lawinenbildung zusammen.

Eine denkbare Ursache für die geringere Ortsauflösung bei kleinen Pulshöhen ist das schlechtere Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei kleinen Amplituden. Der Rauschpegel erreicht am Eingang der CF-Diskriminatoren Amplituden bis 100 mV, während die Schwelle des Diskriminators so eingestellt ist, dass Signale ab ca. 150-200 mV ausgewertet werden. Unter diesen Umständen ist der Einfluss des Rausches auf die Signalauswertung verständlicherweise erheblich.

2. Die TCAP-Messeinrichtung

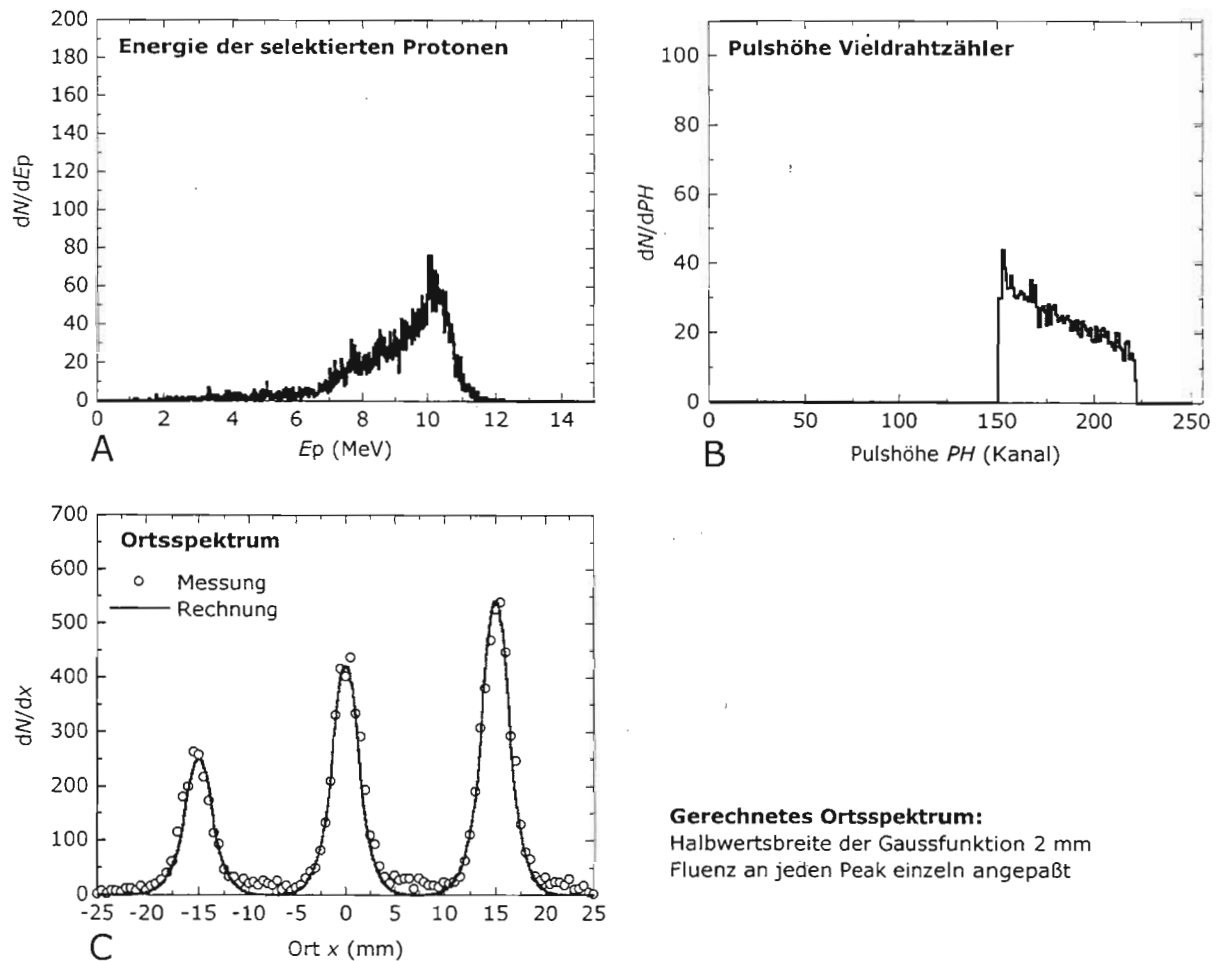


Bild 2.26: Ortsauflösung bei großen Pulshöhen im Vieldrahtzähler. In die dargestellten Spektren gehen nur die Protonen ein, deren Pulshöhe in dem in Abbildung (B) gezeigtem Intervall liegen. Das simulierte Ortsspektrum wurde mit einer Gaußfunktion gefaltet, deren Halbwertsbreite 2 mm beträgt.

Das Bild 2.26 zeigt die Auswahl auf große Impulshöhen der Anode des Vieldrahtzählers. Die Ortsauflösung ist bei großen Impulshöhen gut, wie an den drei schlanken Peaks in der Abbildung (C) zu sehen. An diese Peaks sind simulierte Ortsspektren angepasst, die bezüglich der Fluenz auf jeden Peak einzeln normiert sind. Die Halbwertsbreite der Gaußfunktion in der Simulation wurde für dieses Impulshöhenintervall zu 2,0 mm gewählt. Wie in Abbildung (C) zu sehen, passen bei dieser Breite die Flanken der simulierten Peaks sehr gut mit der Messung überein. Hingegen zeigt die Messung zwischen den Peaks deutlich mehr Protonen, als die Rechnung wiedergibt. Eine größere Halbwertsbreite der Gaußfunktion in der Simulation würde die Anzahl der Protonen zwischen den Peaks zwar erhöhen, gleichzeitig aber die Flanken der Peaks so abflachen, dass diese nicht mehr mit der Messung verträglich wären. Offensichtlich stößt die Simulation der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler durch Faltung der realen Orte mit einer Gaußfunktion hier an ihre Grenzen. Die wahre Verteilung ist bei diesen kleinen Pulshöhen scheinbar nicht gaußförmig. Eine mögliche Ursache für diese Beobachtung ist die in der Simulation nicht berücksichtigte Streuung von Protonen an der Maske. Wegen des Energieverlustes bei der Streuung verursachen diese Protonen im Mittel größere Pulshöhen.

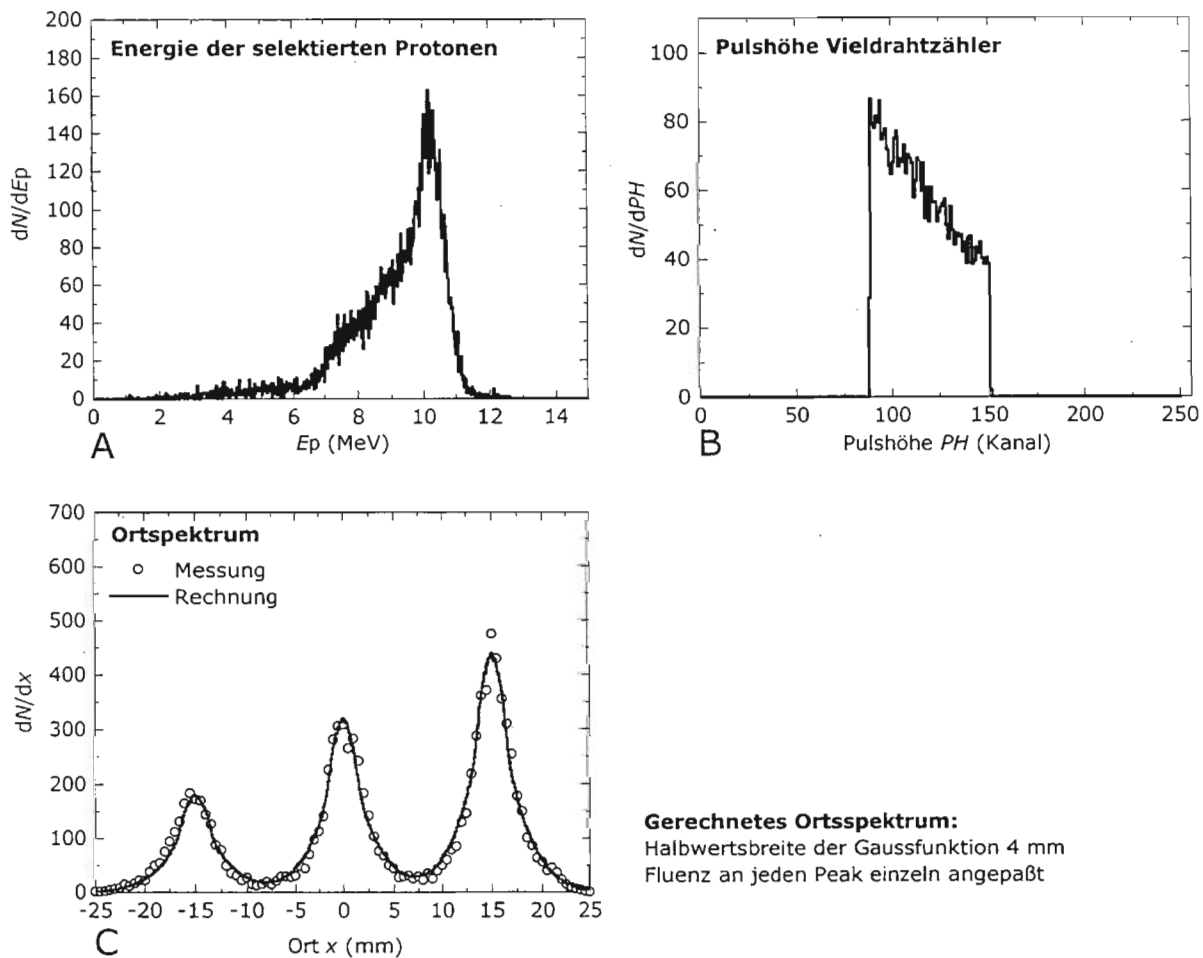


Bild 2.27: Ortsauflösung bei mittleren Pulshöhen im Violdrahtzähler. In die dargestellten Spektren gehen nur die Protonen ein, deren Pulshöhe in dem in Bild (B) gezeigtem Intervall liegen. Das simulierte Ortschafterspektrum wurde mit einer Gaußfunktion gefaltet, deren Halbwertsbreite 4 mm beträgt.

Das Bild 2.27 zeigt die Spektren der Protonen mittlerer Impulshöhen auf der Anode des Violdrahtzählers. Die Halbwertsbreite der Gaußfunktion in der Rechnung beträgt hier 4,0 mm. Messung und Simulation stimmen in diesem mittleren Impulshöhenintervall in allen Teilen sehr gut überein.

Das linke Maximum scheint bei allen Abbildungen (C) von Bild 2.26 bis Bild 2.28 im Vergleich zur Simulation etwas verschoben zu sein. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Kalibrierung der Ortschafterspektren, die auf den in Abschnitt 2.3.5 beschriebenen Messungen beruht. Der Grund für die Abweichung ist unklar, der Betrag ist mit etwa 1 mm aber relativ gering.

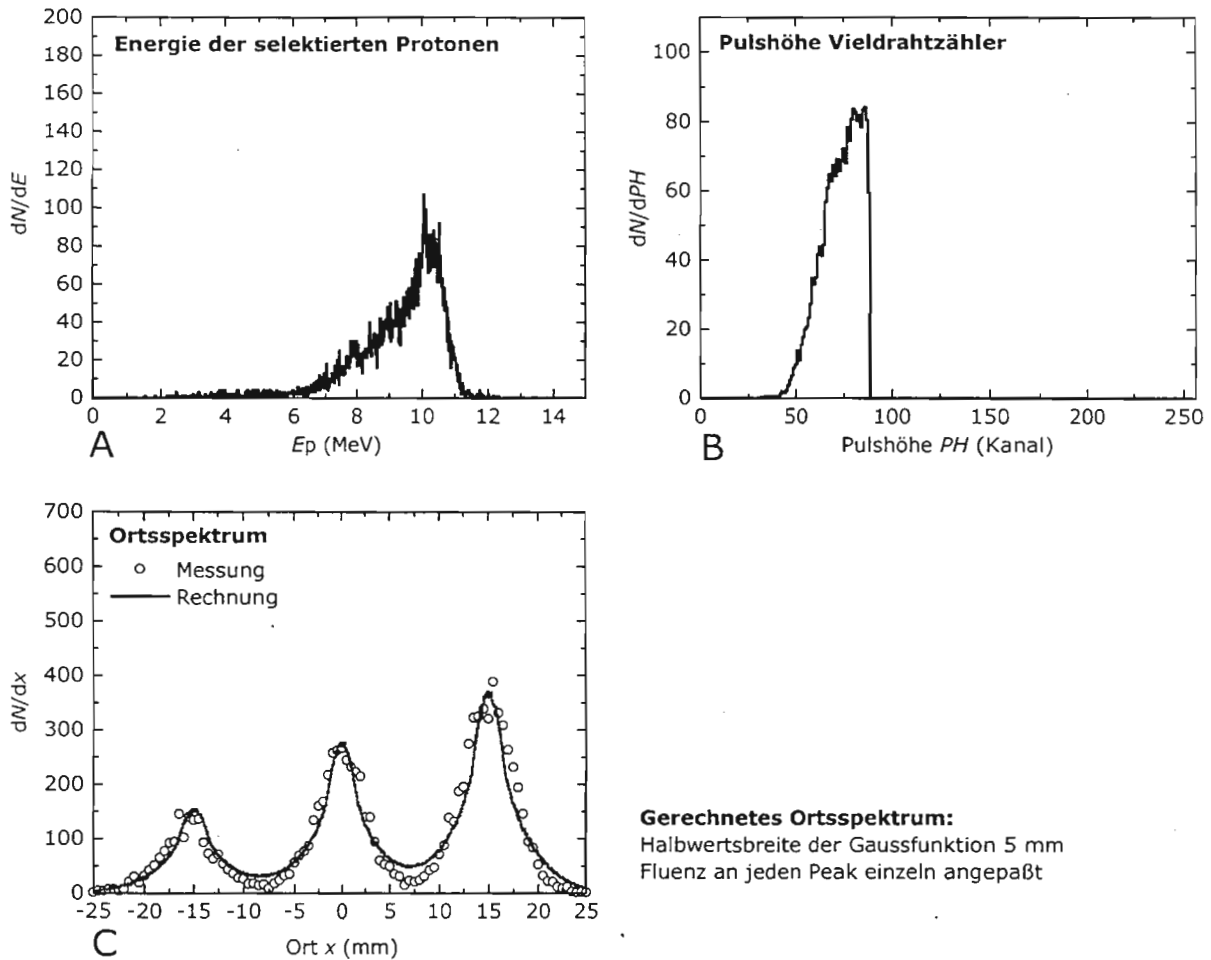


Bild 2.28: Ortsauflösung bei kleinen Pulshöhen im Violdrahtzähler. In die dargestellten Spektren gehen nur die Protonen ein, deren Pulshöhe in dem in Abbildung (B) gezeigtem Intervall liegen. Das simulierte Ortsspektrum wurde mit einer Gaußfunktion gefaltet, deren Halbwertsbreite 5 mm beträgt.

Das Bild 2.28 schließlich zeigt die Spektren der kleinen Impulshöhen. Die Gaußfunktion in der Simulation hat hier eine Halbwertsbreite von 5 mm. Wie in der Abbildung (C) zu sehen ist, treten deutliche Abweichungen in den Ortsspektren zwischen der Rechnung und der Messung auf. Die Peaks der Messungen sind deutlich breiter als es die Rechnung ergibt, während die Anzahl der Protonen zwischen den Peaks bei der Simulation zu hoch ist. Bei einer Rechnung mit einer größeren Halbwertsbreite der Gaußfunktion würden sich zwar breite Peaks ergeben, gleichzeitig nähme aber auch die Anzahl der Protonen zwischen den Peaks zu.

Bei diesen kleinen Pulshöhen scheinen Effekte in den Violdrahtzählern aufzutreten, die die Ortsauflösung weiter verschlechtern und in der Simulation durch Faltung mit einer Gaußfunktion nicht zufriedenstellend beschrieben werden.

Einfluss der Sammelstufe auf die Ortsauflösung

Neben der Pulshöhenabhängigkeit wurde ein deutlicher Unterschied in der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler beim Betrieb mit und ohne Sammelstufe festgestellt. (Die Vieldrahtzähler waren im Laufe der Entwicklungsphase mit Sammelstufen erweitert worden, um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen zu erhöhen.) Werden die Spannungen am Vieldrahtzähler so gewählt, dass die Sammelstufe nicht arbeitet (Spannung unterhalb der Spannung an der Parallelplattenkathode), verbessert sich die Ortsauflösung erheblich, wie in Bild 2.29 zu sehen ist.

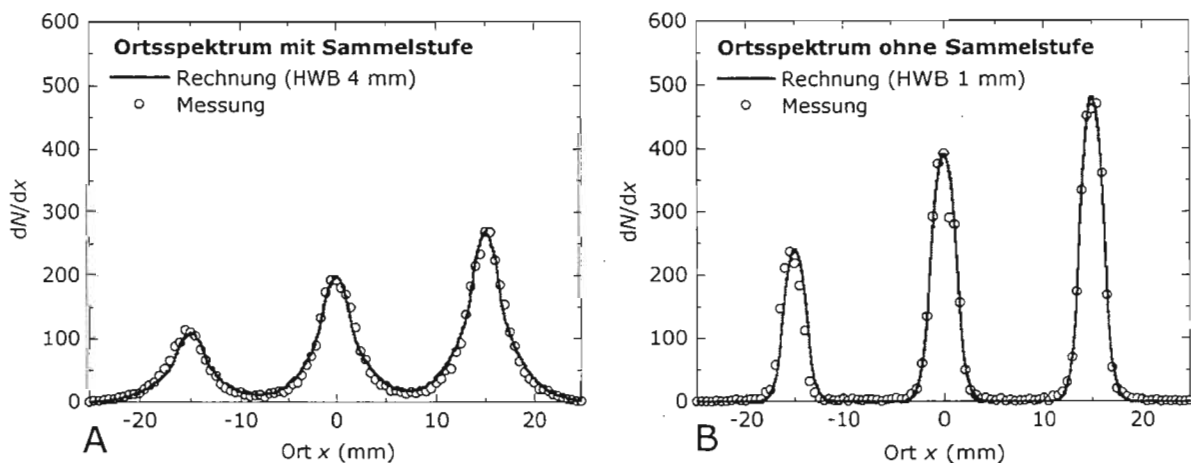


Bild 2.29: Gemessene Ortsspektren des hinteren Vieldrahtzählers. In dem Bild (B) wurde der Vieldrahtzähler mit ausgeschalteter Sammelstufe betrieben, wodurch sich die Ortsauflösung im Vergleich zum Normalbetrieb (A) verbessert hat. Die beiden Abbildungen (A) und (B) sind auf gleiche Fläche unter der Kurve normiert.

Die einzige Veränderung zwischen den in Bild 2.29-A und -B dargestellten Messungen ist die Reduzierung der Spannung an der Sammelstufe. Beide Abbildungen sind auf gleiche Fläche unter den Kurven normiert und können daher direkt miteinander verglichen werden. Die augenscheinlich bessere Ortsauflösung ohne Sammelstufe spiegelt sich auch in den Halbwertsbreiten der Gaußfunktionen wieder, mit denen die Spektren der Vieldrahtzähler simuliert worden sind. Sie beträgt 4,0 mm für die Messung im normalen Betrieb (mit Sammelstufe) und nur 1,0 mm für die Messung ohne Sammelstufe.

Eine mögliche Ursache für die schlechtere Ortsauflösung bei eingeschalteter Sammelstufe ist eine größere Dynamik in den Anstiegszeiten der Kathodensignale. Die CF-Diskriminatoren benötigen möglichst einheitliche Anstiegszeiten und können zudem nur für eine einzige Anstiegszeit optimiert werden. Die Anstiegszeit eines Messsignals ist u.a. davon abhängig, ob die Primärionisationen eng lokalisiert oder über das empfindliche Volumen verteilt auftreten. Da sich durch die Sammelstufe die räumliche Ausdehnung des empfindlichen Volumens der Vieldrahtzähler vergrößert, ist eine Zunahme der Dynamik der Anstiegszeiten zu erwarten. Diese Überlegung stimmt mit der Beobachtung

überein, dass mit der besseren Ortsauflösung bei ausgeschalteter Sammelstufe eine deutliche Verbesserung der Zeitauflösung der Anode des Vieldrahtzählers verbunden ist. Die Zeitspektren der Anode der Vieldrahtzähler werden verwendet, um Zufallskoinzidenzen auszuschließen. Die koinzidenten Ereignisse liegen in einem Peak, der bei eingeschalteter Sammelstufe eine Halbwertsbreite von 20 ns hat. Ohne die Sammelstufe verringert sich die Halbwertsbreite auf etwa 4 ns.

Die Verbesserung der Ortsauflösung bei ausgeschalteter Sammelstufe ist für die Auswertung in dieser Arbeit nicht von Belang, weil die Messungen am Hochenergieneutronenstrahl der UCL mit Sammelstufe durchgeführt wurden, offenbart aber eine Option für die zukünftige Weiterentwicklung der TCAP-Messeinrichtung. Beim Verzicht auf die Sammelstufen in den Vieldrahtzählern, kann eine um den Faktor vier bessere Ortsauflösung erreicht werden. Die Zählrate der TCAP-Messeinrichtung würde sich dabei um etwa 38%³⁸ verringern, was durch eine entsprechend längere Messzeit kompensiert werden könnte.

Bei den Messungen am Hochenergieneutronenstrahl hat das Maximum in den Zeitspektren der Vieldrahtzähler eine Halbwertsbreite von 20 ns, was nach dem eben genannten zu erwarten ist. Die Ortsauflösung ist bei den Kalibriermessungen an der UCL in Belgien mit 4 mm anzusetzen. Diese Ortsauflösung stellt einen mittleren Wert über alle Impulshöhen dar.

³⁸ Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines einzelnen Vieldrahtzählers verringert sich beim Abschalten der Sammelstufe von etwa 0,95 auf 0,75. $((0,95)^2 - (0,75)^2) / (0,95)^2 \approx 0,38$.

Kapitel 3: Messungen am Hochenergieneutronenstrahl

3.1 Messplatz für hochenergetische Neutronen (UCL)

Die Messungen mit schnellen Neutronen fanden am Zyklotron CYCLONE der Université-Catholique-Louvain (UCL) in Louvain-la-Neuve (Belgien) statt. Dort steht ein Messplatz mit einem kollimierten quasi-monoenergetischen Neutronenstrahl zur Verfügung [SCH99, DUP87].

Die Neutronen werden durch den Beschuss eines 3 mm bzw. 5 mm dicken metallischen Lithiumtargets mit monoenergetischen Protonen über die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ erzeugt. Die Protonen und andere aus dem Lithiumtarget emittierte geladene Teilchen werden von einem Ablenkmagneten aus der Strahlrichtung gelenkt (siehe Bild 3.1) und 43 cm hinter dem Target in einem 5 cm dicken Graphitblock absorbiert. Das Graphit ragt in den Neutronenstrahl hinein, so dass im Strahl verbliebene geladene Teilchen gestoppt werden. (Das sind insbesondere solche, die erst unter dem Einfluss des Ablenkmagneten in Strahlrichtung gelangt sind.) Hinter dem Graphitblock folgt ein massiver Eisen-Beton-Kollimator von etwa 1,5 m Länge, der die Neutronen bis auf einen eng begrenzten Strahl ausblendet. Innerhalb des Kollimators befindet sich ein weiterer Ablenkmagnet, der die geladenen Teilchen, die aus dem Graphitblock emittiert wurden, aus dem Strahl entfernt.

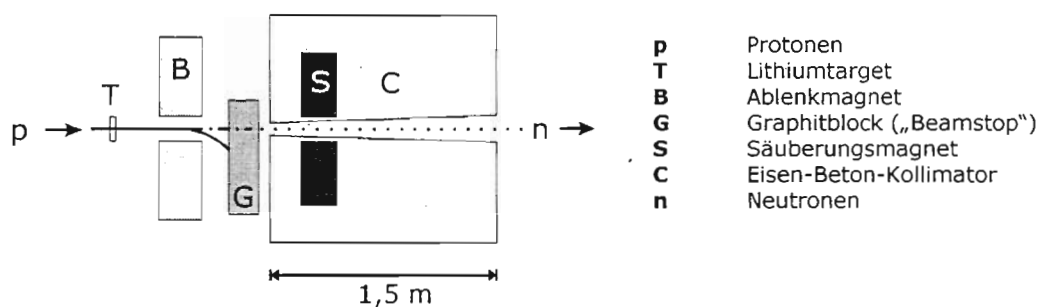


Bild 3.1: Schematische Darstellung der Erzeugung des Neutronenstrahls am Messplatz für hochenergetische Neutronen der Université-Catholique-Louvain (UCL). Die Zeichnung ist nicht maßstäblich.

Der verbleibende Neutronenstrahl hat am Ausgang des Kollimators einen Durchmesser von 30 mm, ist nur geringfügig divergent und weitgehend frei von geladenen Teilchen. Für die Bestimmung der Neutronenenergie durch Flugzeitmessung stehen hinter dem Kollimator freie Flugstecken von etwa 5 bis 13 m zur Verfügung [SCH99].

Das Bild 3.2 zeigt Beispiele von Energiespektren des Neutronenstrahl, die mit einem NE213-Detektor über Flugzeitmessung erstellt wurden. In den Spektren zeigt sich ein ausgeprägtes Hochenergiemaximum und ein Anteil niederenergetischer Neutronen.

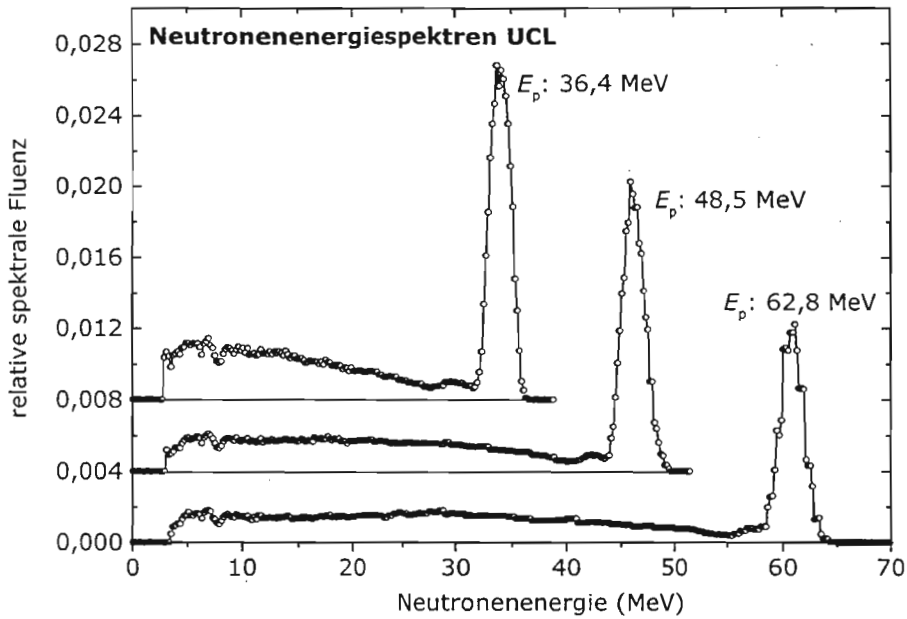


Bild 3.2: Neutronenenergiespektren am Messplatz für hochenergetische Neutronen an der Université-Catholique-Louvain (UCL) bei drei verschiedenen Energien des primären Protonenstrahls (E_p) von 36,4 MeV, 48,5 MeV und 62,8 MeV. Die Energien sind aus Flugzeitmessungen mit einem NE213-Detektor bestimmt worden. Die Breite der Hochenergiemaxima wird primär durch die Zeitauflösung des Detektors bestimmt. Die Flächen unter den Kurven sind auf eins normiert. Diese Messungen stammen von 3 mm Lithiumtargets.

Die Neutronenfluenzrate im Hochenergiepeak bei Verwendung eines 3 mm Lithiumtargets und 10 μA Protonenstrahlstrom wurde 11 m hinter dem Lithiumtarget zu $1,3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gemessen [SCH99]. Da der Strahlradius an dieser Position etwa 5 cm beträgt und ein etwa gleicher Anteil niederenergetischer Neutronen hinzukommt, ergibt sich ein totaler Neutronenfluss von etwa $2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

In der Strahlführung des Protonenstrahls befindet sich ein elektrostatischer Deflektor, der die Untersetzung des Strahls ermöglicht [BRE90]. An den Deflektor wird eine hochfrequente Wechselspannung angelegt (2 MHz), deren Phase an die Frequenz des Zyklotrons angepasst ist. Protonen können den Deflektor nur passieren, wenn gerade keine Spannung anliegt, ansonsten werden sie abgelenkt und gestoppt. Mit der Untersetzung wird die Zeitdifferenz zwischen zwei Strahlbündeln vergrößert und so die Flugzeitmessung ermöglicht.

Energie der Hochenergieneutronen

Für die Messungen mit der TCAP-Messeinrichtung wurde die maximale Protonenenergie des Zyklotrons von $(62,9 \pm 0,15) \text{ MeV}$ und der maximale Strahlstrom von etwa 10 μA gewählt. Die Energie der Neutronen im Hochenergiepeak ergibt sich wie folgt:

In dem 5 mm dicken Lithiumtarget können die Protonen bis zu $(2,36 \pm 0,14)$ MeV³⁹ Energie verlieren, bevor über die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Neutronen freigesetzt werden [RAP90]. Unter der Annahme, die Fluenz des Protonenstrahls werde durch das Target nicht signifikant reduziert, sind die Wege der Protonen im Target vor der Wechselwirkung gleichverteilt. Die Energie der Protonen zum Zeitpunkt der Wechselwirkung beträgt daher im Mittel $(61,7 \pm 0,21)$ MeV.

Der Q-Wert der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaktion beträgt 1,644 MeV [AJZ88]. Die Emission der Neutronen erfolgt aus dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand von ${}^8\text{Be}$, der eine Anregungsenergie von 430 keV hat. Dabei wird der Grundzustand bei der gegebenen Protonenenergie etwa doppelt so häufig besetzt.

Unter diesen Annahmen ergibt sich eine rechnerische mittlere Neutronenenergie von

$$(59,94 \pm 0,21) \text{ MeV.}$$

Die angegebene Messunsicherheit bezieht sich dabei nur auf die mittlere Neutronenenergie, die Breite des Hochenergiepeaks ist mindestens in der Spanne des Energieverlustes der Protonen im Lithiumtarget von 2,36 MeV zu erwarten.

3.2 Aufbau der TCAP-Messeinrichtung am Messplatz

In dem beschriebenen kollimierten Neutronenstrahl wurde die TCAP-Messeinrichtung aufgebaut. An dem Messplatz sind zwei Fächerlaser installiert, die die horizontale bzw. vertikale Strahllage anzeigen. Ein weiterer Laser wurde antiparallel in der Strahlachse aufgestellt.

Für eine schnelle Überprüfung der Strahllage wurde eine sog. Neutronenkamera verwendet. Das ist eine einfache mechanische Vorrichtung, bei der das Licht aus einer Szintillatorfolie auf einen Sofortbildfilm gelangt. Die Schwärzung des Films nach einigen Minuten Exposition der Kamera im Neutronenstrahl ermöglicht eine grobe Kontrolle der Strahlposition.

Für die Justierung der Streukammer wurde die Targethalterung in der Mitte der TCAP-Streukammer durch eine mechanische Drehverstellung ersetzt. Die Drehverstellung verfügt über eine Noniusskala, mit der Winkel auf 0,1 Grad genau eingestellt werden können. Auf der Drehverstellung ist ein kleiner Laser montiert, dessen Strahl senkrecht zur Drehachse verläuft. An diesem Laser orientiert sich die Ausrichtung der Streukammer und des NE213-Detektors und er legt die Bezugsebene der TCAP-Messeinrichtung fest. Als Bezugsebene ist die Fläche definiert, für die die Achse der Drehverstellung eine Flächennormale und der Laser ein Vektor in der Fläche ist. Die Streukammer wurde so aufgestellt, dass der Neutronenstrahl und die Längsachse des PilotU-Detektors in dieser

³⁹ Rechnung mit TRIM95 [BIE95].

Ebene lagen und einen Winkel von $60,0^\circ$ aufspannten. Der PilotU-Detektor definiert die Referenzprotonenrichtung ($60,0^\circ$ in der Bezugsebene), da er von den vier Detektoren des Protonenzweiges den kleinsten Raumwinkel aufspannt. Der NE213-Detektor wird außerhalb der Streukammer in einer Entfernung von 70 cm zum Target und unter einem Winkel von $-29,2^\circ$ zur Strahlrichtung aufgebaut, wobei seine Längsachse ebenfalls in der Bezugsebene liegen muss. Durch die Orientierung an dem Justierlaser ist sichergestellt, dass der PilotU-Detektor und der NE213-Detektor in der Bezugsebene liegen. Ihre Längsachsen schneiden sich als gedachte Verlängerungen im Targetmittelpunkt und spannen einen Winkel von $89,2^\circ$ auf.

Für die richtige Justierung der Messeinrichtung ist eine exakte Orthogonalität des Lasers zur Drehachse der Drehverstellung wichtig. Daher wurde ein Laser verwendet, bei dem die Parallelität von optischer und geometrischer Achse vom Hersteller spezifiziert ist. Zusätzlich wurde die Orthogonalität an einem optischen Tisch über eine Entfernung von einigen Metern überprüft, wobei keine relevante Abweichung festgestellt werden konnte.

Für die ortsauflösenden Vieldrahtzähler muss ein Zusammenhang zwischen den Messwerten der Detektoren und realen Orten in der Streukammer mit Bezug auf die Referenzprotonenrichtung hergestellt werden. Dieser Zusammenhang ist unter anderem von der Länge der verwendeten Kabel für die Kathoden der Vieldrahtzähler abhängig, weil der Ort des Teilchens aus der Zeitdifferenz zwischen den Kathodensignalen abgeleitet wird.⁴⁰ Um die gewünschte Information zu erhalten, wurde die Protonenreferenzrichtung auf den Vieldrahtzählern mit Hilfe einer mechanischen Lochmaske dargestellt, die auf die Detektoren mit α -Teilchen abgebildet wurde. Die Lochmaske wurde anhand des Justierlasers nacheinander auf die Vieldrahtzähler montiert. Die Löcher dieser Maske bilden ein Kreuz, das so ausgerichtet wurde, dass der Laser unter $60,0^\circ$ auf den Mittelpunkt des Kreuzes zeigte und die waagerechte Linie des Kreuzes in der Bezugsebene lag. Vor dem Mittelpunkt der Maske wurde dann eine α -Quelle platziert, die das Kreuz auf dem jeweiligen Vieldrahtzähler abbildete (siehe Bild 3.3). Anhand der auf diese Weise aufgenommenen Ortsspektren kann bei der späteren Auswertung die Protonenreferenzrichtung festgelegt werden. (Anmerkung: Für eine Kalibrierung der Vieldrahtzähler sind die Abbildungen des Kreuzes wegen der Strahldivergenz der α -Quelle nicht geeignet.)

⁴⁰ Die Kabel zwischen dem Messplatz im Neutronenstrahl und der Messelektronik sind ca. 150 m lang. Ein BNC-Kabel von 1 m Länge verzögert ein Signal etwa um 5 ns. Dem entspricht eine Änderung des von den Vieldrahtzählern gemessenen Ortes um etwa 0,5 mm.

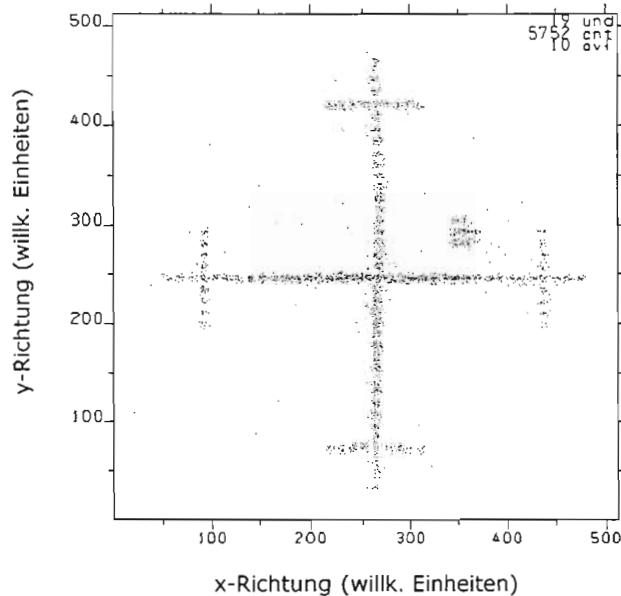


Bild 3.3: Mit α -Teilchen auf einem Vieldrahtzähler abgebildete Kreuzmaske, mit deren Hilfe die Referenzprotonenrichtung in den Messdaten definiert wird. Der Abstand der Bohrungen in der Lochmaske, die sich hier als Punkte abbilden, beträgt 2 mm, ihr Durchmesser 1 mm.

Vor der Streukammer wurde als Monitordetektor eine ^{238}U -Spaltkammer [SCH99, GAY90] im Strahl aufgebaut. Über die Zählrate dieses Detektors wurde der zeitliche Verlauf der relativen Fluenz des Neutronenstrahls aufgezeichnet. Zudem wurde als zweiter Strahlmonitor der zeitliche Verlauf des Protonenstrom gemessen. Die Informationen aus den Strahlmonitoren sind erforderlich, um die Vergleichsmessung mit dem Graphittarget bezüglich des Neutronenflusses auf die Messung mit dem Polyethylentarget normieren zu können (siehe Abschnitt 3.5).

3.2.1 Datenaufnahmesystem und Triggersignal

Von den vier Detektoren der TCAP-Messeinrichtung und dem NE213-Detektor werden insgesamt 22 physikalische Parameter ausgewertet (siehe Tabelle 4). Für die Verarbeitung der Detektorsignale ist in der Kernphysik die NIM-Elektronik („*Nuclear Instrumentation Module*“) etabliert. Diese ist modular aufgebaut und wird in Überrahmen betrieben. Für die TCAP-Messeinrichtung sind zusätzlich in der PTB entwickelte Module, sowie kommerziell erhältliche und modifizierte Module im Einsatz.

Die Messung der physikalischen Parameter erfolgt durch die Bestimmung von Pulshöhen analoger Signale (mit ADC-Modulen), durch deren Integration zur Ermittlung der Ladung (mit QADC-Modulen) oder durch die Messung von Zeitdifferenzen zwischen digitalen Signalen (mit TDC-Modulen). Diese Module sind im CAMAC-Standard ausgeführt und stellen die Schnittstelle zwischen der Elektronik und dem Datenaufnahmesystem dar. Wie die NIM-Elektronik ist die CAMAC-Elektronik modular aufgebaut und wird in standardisierten Überrahmen betrieben.

3. Messungen am Hochenergieneutronenstrahl

Detektor	physikalischer Parameter	CAMAC-Modul und Kanal	Bemerkung	
Vieldraht-zähler 1	Kathodensignal x1	TDC 1	ergeben zusammen den Ort in der Bezugsebene (MW1x)	
	Kathodensignal x2	TDC 2		
	Kathodensignal y1	TDC 3	ergeben zusammen den Ort senkrecht zur Bezugsebene (MW1y)	
	Kathodensignal y2	TDC 4		
	Anodenpulshöhe	QADC 1		
	Zeitpunkt Anodensignal	TDC 11	zeitliche Koinzidenz	
Vieldraht-zähler 2	Kathodensignal x1	TDC 5	ergeben zusammen den Ort in der Bezugsebene (MW2x)	
	Kathodensignal x2	TDC 6		
	Kathodensignal y1	TDC 7	ergeben zusammen den Ort senkrecht zur Bezugsebene (MW2y)	
	Kathodensignal y2	TDC 8		
	Anodenpulshöhe	QADC 2		
	Zeitpunkt Anodensignal	TDC 12	zeitliche Koinzidenz	
Halbleiter-detektor	Pulshöhe	QADC 3	Energieverlust der Protonen	
	Zeitpunkt des Signals	TDC 13	zeitliche Koinzidenz	
PilotU-Detektor	Flugzeit TOF (Anode)		ADC (4) 7	TOFn ₀ + TOFp, (4/00) 7/00
	Dynoden-pulshöhe	hohe Verstärkung	ADC (-) 6	nur bei UCL 7/00
		geringe Verstärkung	ADC (-) 5	nur bei UCL 7/00
	Anodenpulshöhe		QADC 4	UCL 7/00: Vergleichszwecke
	Zeitpunkt Anodensignal		TDC 14	zeitliche Koinzidenz
NE213-Detektor	Flugzeit TOF (Anode)		ADC (3) 3	TOFn ₀ + TOFn' (4/00) 7/00
	Dynoden-pulshöhe	hohe Verstärkung	ADC (-) 4	nur bei UCL 7/00
		geringe Verstärkung	ADC (1) 1	(4/00) 7/00
	Pulsform Anodensignal		ADC (2) 2	(4/00) 7/00
	Zeitpunkt Anodensignal		TDC 16	zeitliche Koinzidenz

Tabelle 4: Physikalische Parameter der TCAP-Messeinrichtung und des NE213-Detektors (vergleiche auch die Rohdatenspektren in Anhang A.4).

In der TCAP-Messeinrichtung werden zwei 4-Kanal ADC-Module, ein 8-Kanal QADC-Modul und zwei 8-Kanal TDC-Module verwendet. Die Auflösung der TDC- und QADC-Module beträgt 12bit, die der ADC-Module 13bit. Mit einem der TDC-Module werden die Kathodensignale der Vieldrahtzähler für die Ortsmessung ausgewertet, mit dem zweiten Modul werden Zeitspektren aufgenommen. Die ADC- und QADC-Module werten ein am analogen Eingang liegendes Signal aus, sobald ein digitales Signal am Gateeingang anliegt („master gate“). Der QADC benötigt für jeden Kanal zusätzlich noch ein weiteres digitales Signal, das die Integrationsgrenzen definiert („single gate“). Die TDC-Module werden durch ein am Eingang des Moduls anliegendes digitales Signal aktiviert (START-Signal) und messen dann für jeden Kanal die Zeitdifferenz bis zu dem jeweiligen digitalen STOP-Signal.

Nachdem die Signale von der CAMAC Elektronik aufgenommen worden sind, werden die Daten aus den Modulen ausgelesen. Dies geschieht über ein Bussystem, an dem die Module im Überraahmen angeschlossen sind. Das Auslesen wird nach Eingang eines Triggersignals von einem intelligenten CAMAC-Controller⁴¹ entsprechend einer Konfigurationsliste vorgenommen. Diese Liste wird entsprechend der verwendeten Module und deren Steckplätzen im Überraahmen erstellt. Der CAMAC-Controller speichert die Daten zwischen und sendet sie dann in Blöcken über ein Ethernet-Netzwerk (per *TCP/IP*-Protokoll) an *Alpha*-Workstations⁴². Das Ethernet wird als lokales Netzwerk mit *BNC*-Kabeln realisiert, in das i.a. mehrere Controller und Workstations gleichzeitig eingebunden sind. Die ausgelesenen Parameter aus einem Zyklus werden auf der Workstation als ein Ereignis gespeichert und können bei der späteren Datenauswertung in dieser Form abgerufen werden (Listmode).

Die Generierung des Triggersignals und der Gatesignale bzw. START-Signale der CAMAC-Module muss sehr sorgfältig erfolgen. Einige der verwendeten CAMAC-Module haben die Eigenschaft, einen einmal aufgenommenen Messwert zu speichern, bis er ausgelesen wird. Jedes folgende Messsignal wird solange ignoriert. Daher muss sichergestellt sein, dass ein Modul in jedem Fall ausgelesen wird, sobald ein Signal aufgenommen wurde. Bei der TCAP-Messeinrichtung werden die Gatesignale für die ADC- und QADC- Module sowie die START-Signale für die TDC-Module direkt aus dem Triggersignal abgeleitet. Dadurch ist gewährleistet, dass alle Parameter, die in einem Zyklus aufgenommen werden, zu einem gemeinsamen physikalischen Ereignis gehören.

Das Triggersignal für den CAMAC-Controller wird aus der logischen Verknüpfung von Signalen aller vier Detektoren im Protonenzweig generiert (4fach-Koinzidenz). Nur wenn die 4fach-Koinzidenzbedingung erfüllt ist, werden Signale von den CAMAC-Modulen ausgewertet und die Module ausgelesen.

Die analogen Signale aller Detektoren werden so weit verzögert, dass sie nach den Gatesignalen (die aus der 4fach-Koinzidenz erzeugt werden) auf den CAMAC-Modulen eintreffen. Bei den Vieldrahtzählern vergehen vom Teilchendurchgang bis zum Detektorsignal etwa 300 ns, so dass die Signale der schnelleren Detektoren (Halbleiterdetektor und PilotU-Detektor) erheblich verzögert werden müssen. Diese Verzögerung wird durch die Laufzeiten der Signale in *BNC*-Kabeln erreicht.

⁴¹ Der CAMAC-Controller ist eine Entwicklung der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Er arbeitet mit dem von *UNIX* abgeleitet echtzeitfähigen Betriebssystem *LynxOS* und der Software *SBS* („single branch system“). Das Betriebssystem und die Software, sowie einige experimentspezifische Konfigurationen sind auf einer internen *SCSI* Festplatte gespeichert. Der Controller wird von der Workstation aus über eine Terminalemulation gesteuert, die Verbindung erfolgt über eine serielle Schnittstelle der Workstation.

⁴² Die Workstation läuft mit dem Betriebssystem *OpenVMS* und dem graphischen Aufsatz *DECWindows*, der das gleichzeitige Arbeiten in mehreren Fenstern ermöglicht. Für die Datenaufnahme und die spätere Auswertung wird die Software *UMAC* (*Utrecht Measurement, Analysis and Control program*) verwendet. Die Struktur der vom Controller gesendeten Daten muss dieser Software in einer Befehlsdatei (sog. „commandfile“) mitgeteilt werden. Zudem werden in dieser Datei Spektren und Matrizen sowie Softwarebedingungen (conditions) definiert. Gleichzeitig mit der Darstellung auf dem Monitor werden die Daten im Listmode auf der Festplatte gespeichert und können später mit *UMAC* wieder so eingelesen werden, wie sie aufgenommen wurden.

Die 4fach-Koinzidenz ist mit einer elektronischen Logikeinheit realisiert, die dann ein digitales Ausgangssignal erzeugt, sobald am Eingang zeitgleich vier digitale Signale anliegen. Die an den Eingängen liegenden Signale müssen so breit sein, dass sie sich auch unter Berücksichtigung zeitlicher Fluktuationen („Jittern“) in jedem Fall überschneiden. Für die Vieldrahtzähler und den Halbleiterdetektor wird eine Gatebreite von etwa 100 ns gewählt. Das Koinzidenzsignal des PilotU-Detektors wird wesentlich kürzer gewählt und etwa 50 ns später eingestellt. Dadurch wird erreicht, dass der PilotU-Detektor, der von allen Detektoren im Protonenzweig die beste Zeitauflösung hat, den Zeitpunkt des Triggersignals bestimmt. Ein zeitlich stabiles Triggersignal ist erforderlich, weil die START-Signale der TDC-Module aus diesem Signal generiert werden. Mit einem der beiden TDC-Module werden Zeitspektren aller Detektoren relativ zum Triggersignal, und damit relativ gegen den PilotU-Detektor, aufgezeichnet. Diese Zeitspektren ermöglichen es, bei der Datenauswertung engere zeitliche Anforderungen an die 4fach-Koinzidenz zu stellen.

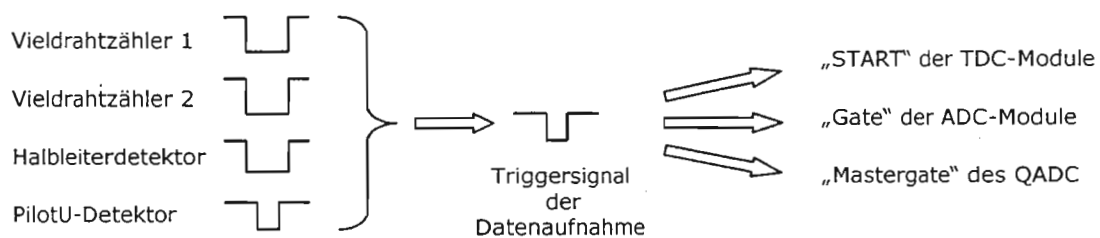


Bild 3.4: Generierung des Triggersignals für die Datenaufnahme. Das Triggersignal wird aus einer logischen Verknüpfung der vier Detektoren des Protonenzweiges erzeugt (4fach-Koinzidenz), wobei der Signalzeitpunkt von dem PilotU-Detektor bestimmt wird. Aus dem Triggersignal werden die Gate- bzw. START-Signale der CAMAC-Module abgeleitet.

Der NE213-Detektor darf nicht in die Koinzidenzschaltung für das Triggersignal eingebunden werden, da es das Ziel der Messeinrichtung ist, die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Detektors zu bestimmen. Das Triggersignal muss deswegen gerade davon unabhängig sein, ob der NE213-Detektor ein Ereignis registriert hat, oder nicht.

Die analogen Signale des NE213-Detektors sind zeitlich so geschoben, dass sie im Falle einer Koinzidenz mit dem PilotU-Detektor innerhalb der Zeitspanne an den CAMAC-Modulen eintreffen, in der die Module durch die Gates- bzw. START-Signale aus der 4fach-Koinzidenz geöffnet sind. Außerhalb dieser Zeitspanne werden an den Modulen anliegende Signale ignoriert.

Das folgende Bild 3.5 skizziert die wesentlichen Bestandteile der Elektronik der TCAP-Messeinrichtung für eine Messung am Hochenergieneutronenstrahl der UCL.

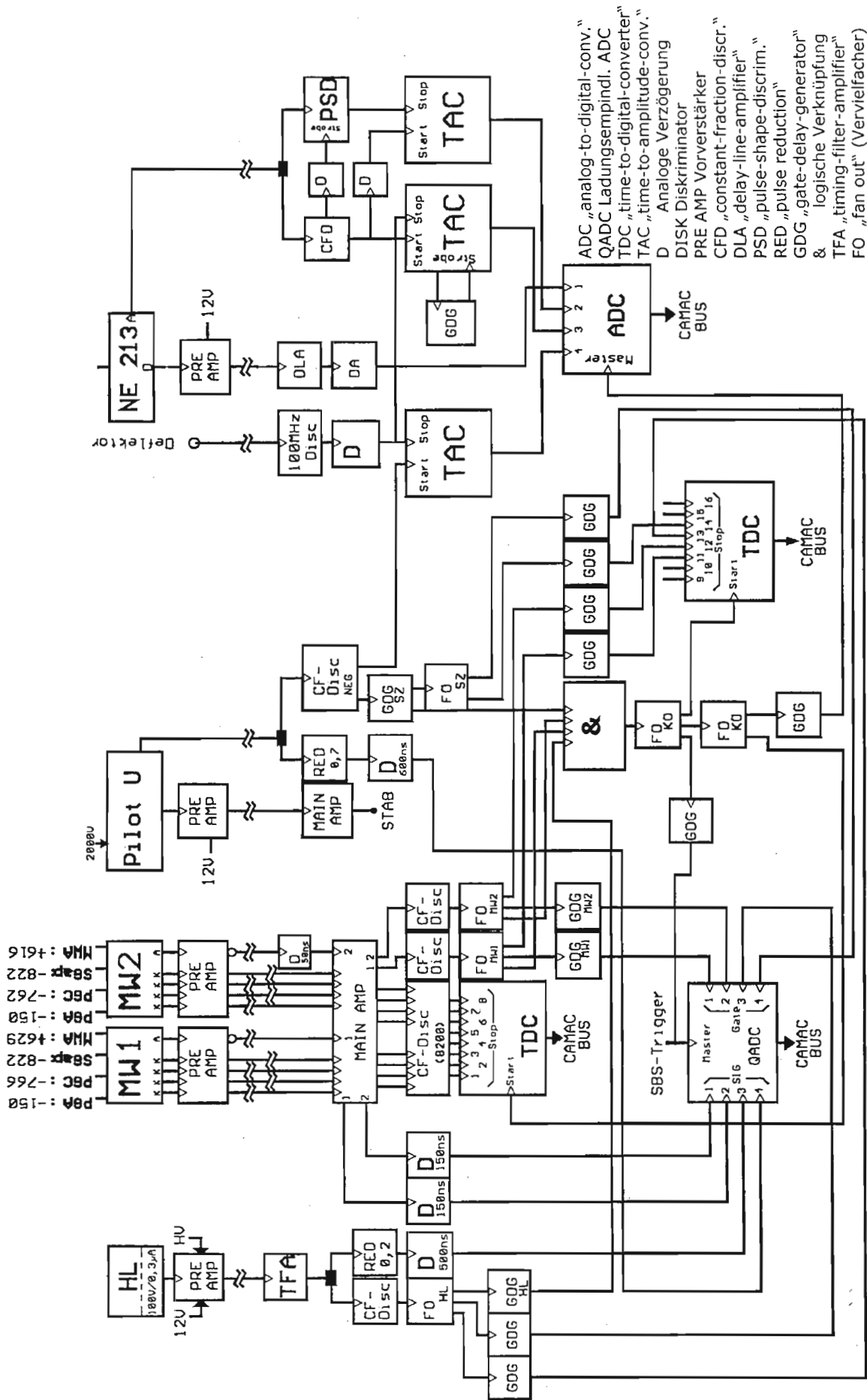


Bild 3.5: Skizze der Elektronik für eine Messungen am Hochenergieneutronenstrahl. Die Darstellung enthält nur die wesentlichen Bestandteile, z.B. sind Level-Konverter (NIM auf ECL usw.), Impulszähler („Scaler“) und die Temperaturstabilisierungen des NE213- und des PilotU-Detektors nicht eingezeichnet.

3.2.2 Bestimmung der Neutronenenergie aus der Flugzeit

Mit dem PilotU-Detektor und dem NE213-Detektor werden Flugzeitspektren gemessen, die sich aus den Summen der Flugzeiten der Neutronen vor dem Stoß (etwa 56 ns) und den Flugzeiten der gestreuten Protonen (etwa 6-10 ns) bzw. Neutronen (etwa 8-9 ns) ergeben. Flugzeitspektren werden üblicherweise mit Hilfe der aus dem Target emittierten γ -Quanten ausgewertet, indem aus ihrer Lage im Spektrum der Zeitnullpunkt (Zeitpunkt der Wechselwirkung im Target) bestimmt wird. Ein solcher γ -Peak tritt in den gemessenen Spektren nicht auf, weil die Detektoren etwa 20 cm bzw. 35 cm außerhalb des primären Strahls standen und die γ -Quanten durch den Kollimator zwischen dem Target und dem Messplatz weitgehend abgeschirmt wurden. Um die Lage des γ -Peaks dennoch ermitteln zu können, wurden zusätzliche Flugzeitspektren mit beiden Detektoren im direkten Neutronenstrahl aufgenommen (Bild 3.7 und Bild 3.6). Die Lage des γ -Peaks in diesen Primärstrahlspektren lässt sich, unter Berücksichtigung des geänderten Abstandes, auf die anderen Spektren übertragen. Die Flugzeitspektren im primären Neutronenstrahl ermöglichen es zudem, die Energie der Neutronen im Hochenergiepeak zu verifizieren.

Das Bild 3.7 zeigt ein mit dem PilotU-Detektor aufgenommenes Flugzeitspektrum⁴³ der primären Neutronen aus der Strahlzeit UCL 4/00. Neben dem Peak der hochenergetischen Neutronen treten zwei weitere von γ 's induzierte Maxima auf, die dem Target und dem „Beamstop“ zugeordnet werden können. Bei Flugzeitmessungen liefert der jeweilige Detektor das Startsignal, während das Stoppsignal aus der Hochfrequenz des Zyklotrons generiert wird. Dieses Beschleunigersignal ist phasenstarr mit der Bunchfrequenz korreliert und wird zeitlich so verschoben, dass es nach dem Detektorsignal eintrifft⁴⁴. Daher stehen in dem dargestellten Spektrum kleine Zeiten für ein spätes Ansprechen des Detektors und dementsprechend für langsame Neutronen. Die Positionen der γ -Peaks in den Spektren ergeben sich aus der Phasenlage des Hochfrequenzsignals zum Detektorsignal. Im vorliegenden Fall werden die Flugzeitmessungen der γ -Quanten und die von Neutronen von unterschiedlichen Phasen der Hochfrequenz gestoppt, wodurch die γ -Quanten im Bereich niederenergetischer Neutronen erscheinen. Mit der Wiederholfrequenz des Strahls von 18,0 MHz wird der γ -Peak auf die „richtige“ Position umgerechnet.

Bei der Strahlzeit UCL 7/00 (siehe Bild 3.6) wird der γ -Peak aus dem Target von einem etwa 1,5 ns früher auftretendem Peak überlagert, der von einem Gegenstand

⁴³ Streng genommen handelt es sich in der Darstellung um Zeitdifferenzspektren zwischen Signalen des PilotU-Detektors und der Beschleunigerhochfrequenz.

⁴⁴ Flugzeitmessungen werden wegen der hohen Frequenz des vom Beschleuniger ausgekoppelten Signals nicht mit diesem gestartet.

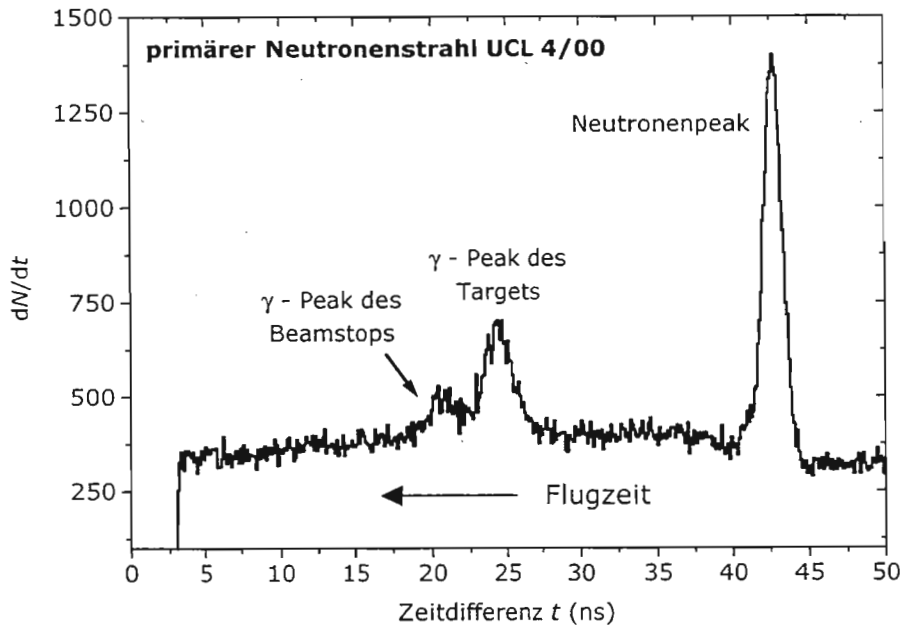


Bild 3.7: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors im primären Neutronenstrahl bei der Strahlzeit UCL 4/00. Dargestellt ist die jeweilige Zeitdifferenz zwischen den Signalen des PilotU-Detektors (Startsignal) und der Beschleunigerhochfrequenz (Stopsignal).

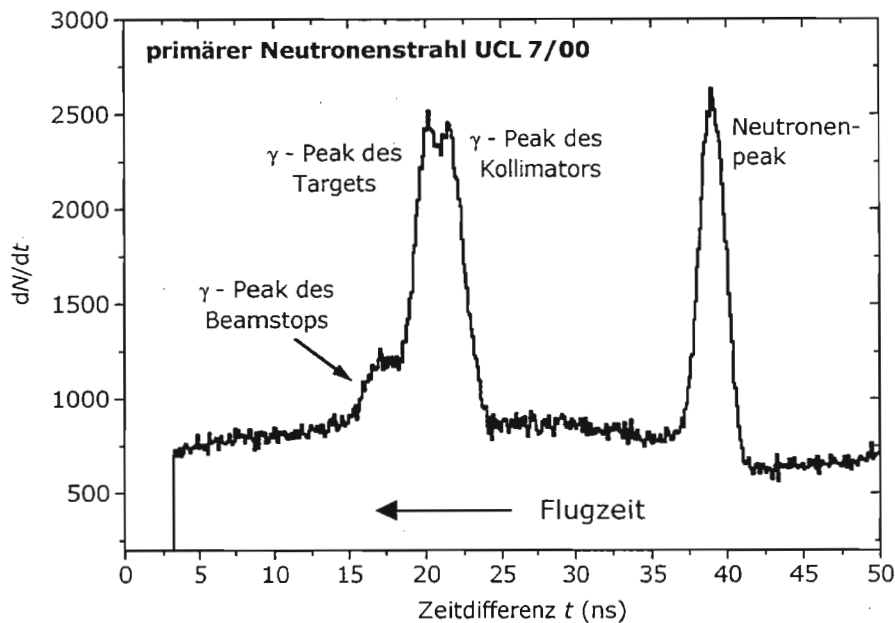


Bild 3.6: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors im primären Neutronenstrahl bei der Strahlzeit UCL 7/00. Dargestellt ist die jeweilige Zeitdifferenz zwischen den Signalen des PilotU-Detektors und der Beschleunigerhochfrequenz. Dem Maximum der γ -Quanten aus dem Target überlagert sich ein zweiter Peak ungeklärter Herkunft, der von einem Gegenstand strahlaufrwärts verursacht werden muss, da diese γ -Quanten vor denen des Targets eintreffen.

strahlaufrwärts verursacht werden muss. Wegen dieser Überschneidung vergrößert sich die Unsicherheit bei der Bestimmung der Lage des γ -Peaks aus dem Target.

Beim Vergleich der Flugzeitspektren der beiden Strahlzeiten fällt das unterschiedliche Verhältnis der γ -Fluenzen aus dem Target zu den jeweiligen Neutronenfluenzen auf. Der Unterschied kann durch unterschiedliche Schwellen an den jeweiligen Diskriminatoren

oder durch unterschiedliche Strahllagen auf dem Target verursacht werden. Das Lithiumtarget ist zur Abführung der Wärme in einen Kupferblock integriert, so dass die Lage des Protonenstrahls auf dem Target das Verhältnis der Neutronenfluenz zur γ -Fluenz verändern kann.

Aus der Laufzeitdifferenz zwischen den Neutronen und den γ -Quanten wird die Energie der Peakneutronen bestimmt. Die Kalibrierung der Flugzeitspektren in Zeit pro Kanal erfolgt mit Zeitkalibriereinheiten. Diese erzeugen eine Folge zeitlich äquidistanter Signale, die mit dem TAC aufgezeichnet werden. Aus der Abfolge der Peaks im Spektrum wird die Kalibrierung vorgenommen. Hierfür wird eine Routine der Software SPEKT verwendet. Die Lage der Peaks in den Spektren wurde jeweils durch Anpassung einer Gaußfunktion ermittelt.

Für die beiden Stahlzeiten ergeben sich folgende Ergebnisse:

Strahlzeit	UCL 4/00	UCL 7/00
Lage des n-Peaks	Kanal (823,0 \pm 1,0)	Kanal (746,4 \pm 1,0)
Kalibrierung des Flugzeitspektrums	(0,05190 \pm 1 \cdot 10 ⁻⁴) ns/Kanal	(0,05234 \pm 1 \cdot 10 ⁻⁴) ns/Kanal
Gemessene Lage des γ -Peaks	Kanal (470,5 \pm 1,0)	Kanal (384,4 \pm 4,0)
Lage des γ -Peaks bei gleicher Hochfrequenzphase	Kanal (1540,8 \pm 1,0)	Kanal (1445,8 \pm 4,0)
Flugweg bis Detektormitte	(5,784 \pm 0,025) m	(5,738 \pm 0,025) m
Energie der Peakneutronen	(60,0 \pm0,9) MeV	(60,8 \pm1,3) MeV

Die aus den Flugzeitmessungen bestimmte Energie der Neutronen im Hochenergiepeak stimmt in beiden Fällen mit der errechneten Energie von (59,94 \pm 0,21) MeV innerhalb der Messunsicherheiten überein.

3.3 Drift des Flugzeitsignals bei der Strahlzeit UCL 7/00

Bei der Strahlzeit UCL 7/00 ist der Hochenergiepeak der Flugzeitmessungen in der Summe über mehrere Messintervalle breiter als erwartet. Die Ursache wird beim Vergleich von Flugzeitspektren aus Messzeitintervallen vom Anfang und Ende der Strahlzeit deutlich. Die Spektren sind um etwa 5 ns gegeneinander verschoben. Im Verlauf der etwa 60 Stunden Messzeit muss also entweder das Start- oder das Stoppsignal der Flugzeitmessung zeitlich gewandert sein. Da die zeitliche Verschiebung auch in dem Flugzeitspektrum des NE213-Detektors auftritt, während die Zeitspektren des PilotU-Detektors gegen den Halbleiterdetektor und die Vieldrahtzähler (vergleiche Bild 3.13) zeitlich stabil sind, ist klar, dass die Drift durch das Beschleunigersignal verursacht wurde.

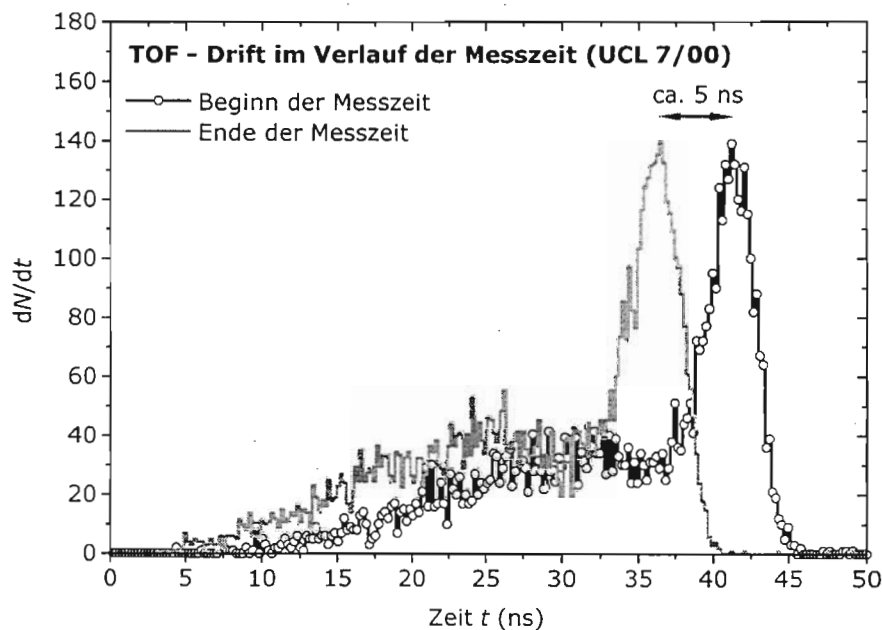


Bild 3.8: Darstellung der Verschiebung des Flugzeitsignals im Verlauf der Messzeit. Die mit Kreisen dargestellte Kurve zeigt das Flugzeitspektrum des ersten Messintervalls, die zweite Kurve das der Summe der letzten beiden Messintervalle. Im Laufe der Messzeit hat sich die Flugzeit um etwa 5 ns verschoben.

Durch die zeitliche Verschiebung überlagern sich nach der Addition aller Messintervalle Neutronen unterschiedlicher Energien. Um aus dem Flugzeitspektren hochenergetische Neutronen auswählen zu können, ist eine Korrektur der zeitlichen Verschiebung erforderlich. Diese wird untersucht, indem bei allen Messintervallen die Lage des Schwerpunktes des Hochenergiepeaks im Flugzeitspektrum des PilotU-Detektor festgestellt und gegen den mittleren Zeitpunkt des Messintervalls aufgetragen wird. Die Bestimmung der Peakschwerpunkte ist dabei subjektiv, weil diese unsymmetrisch sind und eine Abgrenzung des Peaks gegen den niederenergetischen Teil des Spektrums erforderlich ist. Bild 3.9-A zeigt die Lage der Peakschwerpunkte für alle registrierten Teilchen, Bild 3.9-B ausschließlich für Protonen. Die Messintervalle mit dem Graphittarget sind wegen der geringeren Rate emittierter Teilchen zu einem einzigen Datenpunkt

zusammengefasst (Markierung). Mit Ausnahme dieses Punktes ergibt sich für den Verlauf der zeitlichen Verschiebung in hinreichender Näherung ein linearer Zusammenhang. Die zeitliche Veränderung hat also vermutlich nicht in Sprüngen stattgefunden, sondern kann als kontinuierlich angesehen werden.

Die Abweichung bei den Messungen mit dem Graphittarget ist verständlich, weil für die emittierten Teilchen andere Energien und andere Häufigkeitsverteilungen zu erwarten sind. Aus dem Graphittarget werden im Vergleich zum PE-Target relativ mehr Deuteronen und Tritonen als Protonen emittiert, die geringere Geschwindigkeiten haben. Um die Drift während der Messungen mit dem Graphittarget beurteilen zu können, wurden bei allen Messzeitintervallen die Protonen ausgewählt und erneut die Lage der Peakschwerpunkte festgestellt (siehe Bild 3.9-B). Unter diesen Bedingungen ordnet sich die Graphittargetmessung gut in die Reihe der Messungen mit dem PE-Target ein. Das bedeutet, dass die aus dem Graphit emittierten Protonen im Mittel etwa dieselbe Energie haben⁴⁵, wie die Protonen aus dem PE-Target. Bei der Auswahl von Protonen verschieben sich die Schwerpunkte aller Peaks zu größeren Kanälen, wie beim genauen Vergleich der Abbildungen (A) und (B) in Bild 3.9 zu sehen ist. Diese Verschiebung wird durch die geringeren mittleren Geschwindigkeiten von Deuteronen und Tritonen verursacht. Die Steigung der linearen Näherung bleibt davon unberührt.

Aus den gewonnenen Daten ergibt sich eine Steigung der linearen Näherung von $(0,3386 \pm 0,0007)$ Kanäle/min (bezogen auf 1k-Spektren). Mit der Kalibrierung der Flugzeit von $0,05231$ ns/Kanal ergibt sich damit die Zeitdrift pro Messzeit zu $0,01771$ ns/min. Mit dieser Driftgeschwindigkeit werden die Flugzeitspektren korrigiert. Die Daten werden mit

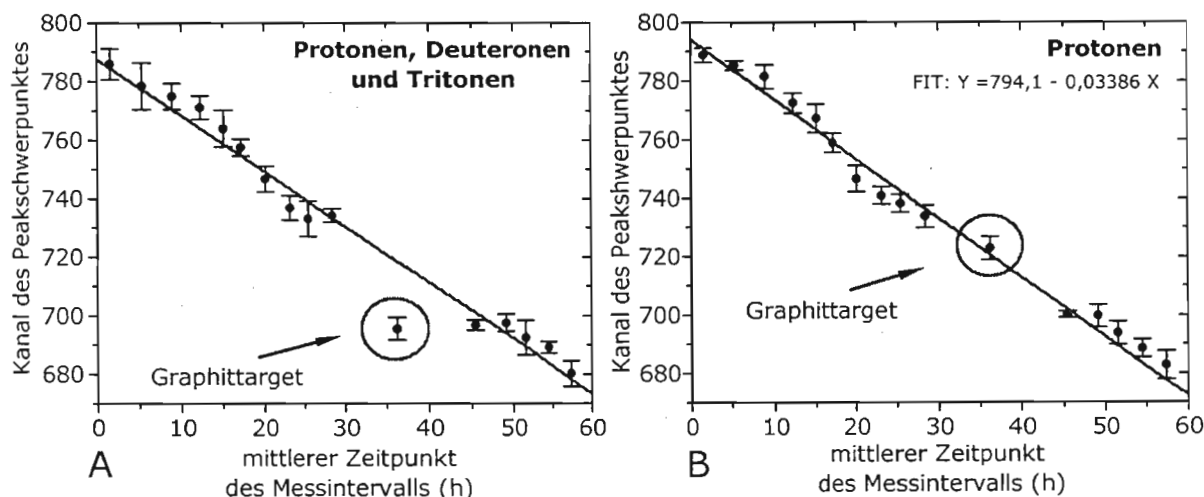


Bild 3.9: Flugzeitdrift im Verlauf der etwa 60-stündigen Messzeit. Jeder Punkt stellt den Mittelpunkt des Hochenergiemaximums innerhalb eines Messzeitintervalls dar. In das Bild (B) gehen nur die Protonen ein, in Bild (A) auch Deuteronen und Tritonen. Die angegebenen Messunsicherheiten beziehen sich auf die Festlegung der Schwerpunkte der Maxima.

⁴⁵ Diese Aussage ist nur für die von der TCAP-Messeinrichtung identifizierten Protonen zutreffend. Diese Protonen haben den Halbleiterdetektor durchquert und sind im PilotU-Detektor nachgewiesen worden. Protonen, die z.B. im Halbleiterdetektor gestoppt werden, gehen nicht in die Betrachtung ein.

einem FORTRAN-Programm im Listmode eingelesen und die Flugzeit jedes einzelnen Ereignisses gemäß des Zeitpunktes seines Auftretens verschoben. Für die einzelnen Ereignisse liegt keine Zeitinformation vor, sondern nur für den Beginn und das Ende der Messzeitintervalle. Für die Korrektur wird vereinfachend davon ausgegangen, dass die Ereignisse innerhalb eines Messzeitintervalls in gleichen zeitlichen Abständen auftreten.

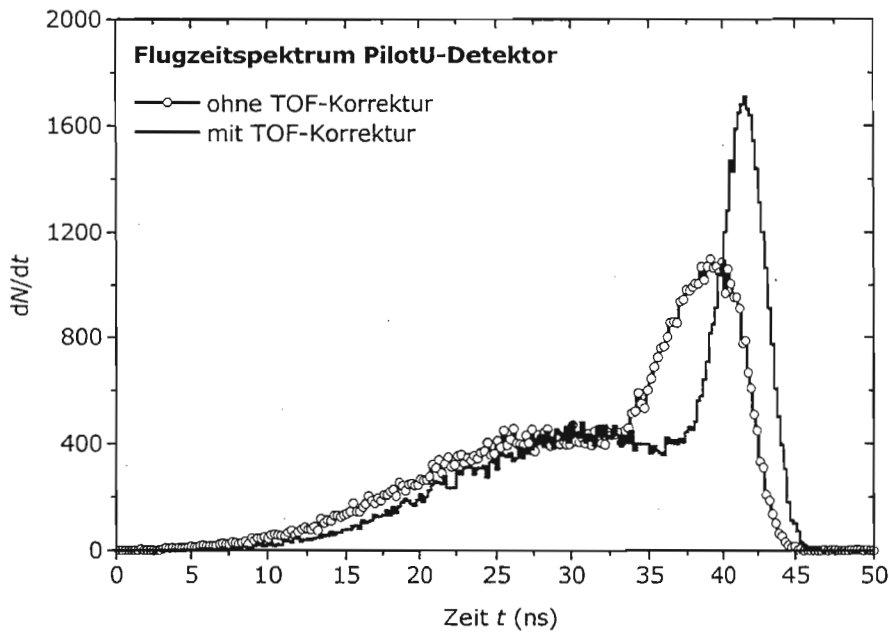


Bild 3.10: Flugzeitspektrum der Messzeit UCL 7/00 ohne und mit der Korrektur der Flugzeitdrift. In diesem Bild sind die Flugzeiten von Protonen in der Summe über alle Messzeitintervalle dargestellt.

Das Bild 3.10 zeigt das Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors (nur Protonen) vor und nach der Korrektur der Zeitdrift.⁴⁶ Das deutlich schlankere Hochenergiemaximum belegt den Erfolg der Korrektur. Die verbleibende Halbwertsbreite von etwa 4-5 ns entspricht dem, was aus der Faltung des Zeitauflösungsvermögens des PilotU-Detektors mit der rechnerischen Energiebreite des Neutronenpeaks zu erwarten ist.

Die Korrektur der Flugzeit wurde mit dem PilotU- und dem NE213-Detektor durchgeführt, letzteres ist hier nicht dargestellt. In dem Flugzeitspektrum des NE213-Detektors bleiben auch nach der Korrektur zwei Maxima, wie in Bild 5.2.-C zu sehen ist. Diese Auftrennung entsteht nicht durch die Flugzeitdrift, sondern ist vielmehr durch ein pulshöhenabhängiges Ansprechverhalten („walk“) des verwendeten Diskriminators zu erklären. Die beiden Maxima können dementsprechend unterschiedlichen Bereichen des Pulshöhenspektrums des NE213-Detektors zugeordnet werden. Das rechte Maximum wird hauptsächlich durch kleine und das linke durch große Pulshöhen verursacht.

⁴⁶ In dem Bild 3.10 fallen die rechten Flanken der beiden Kurven nicht zusammen, weil der Referenzzeitpunkt für die Korrektur der Flugzeit der Beginn des ersten Messintervalls ist. Bei dem korrigierten Gesamtspektrum fällt der Peak in etwa mit dem nicht korrigierten Peak des ersten Messintervalls in Bild 3.9 zusammen (wobei der Schwerpunkt des Peaks des ersten Messintervalls sich seinerseits durch die Korrektur noch verschiebt).

3.4 Datenreduktion

Die Rohdaten aus den Messzeiten UCL 4/00 und UCL 7/00 sind als Spektren im Anhang dargestellt. Aus den aufgezeichneten Daten werden die gesuchten (n,p)-Rückstoßprotonen herausgefiltert. Das Vorgehen bei der Auswertung ist für beide Strahlzeiten gleich, daher werden nicht immer beide Datensätze gezeigt.

Als erster Schritt bietet sich die Selektion der Ereignisse an, die als Protonen identifiziert werden. Diese Auswahl wird mit einer Softwarebedingung in der ΔE - E -Matrix getroffen, wie in dem Bild 3.11-C dargestellt ist. Die Abbildungen (A) und (B) in Bild 3.11 zeigen die dazugehörigen Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors aus der Strahlzeit UCL 4/00. Die durchgezogenen Linien geben dabei die Pulshöhenspektren bei der Auswahl auf Protonen wieder. Die Spektren und die Matrix werden von den Protonen klar dominiert, 89% der nachgewiesenen Ereignisse werden als Protonen, 9% als Deuteronen und 3% als Tritonen identifiziert⁴⁷. Die Deuteronen und Tritonen, die aus

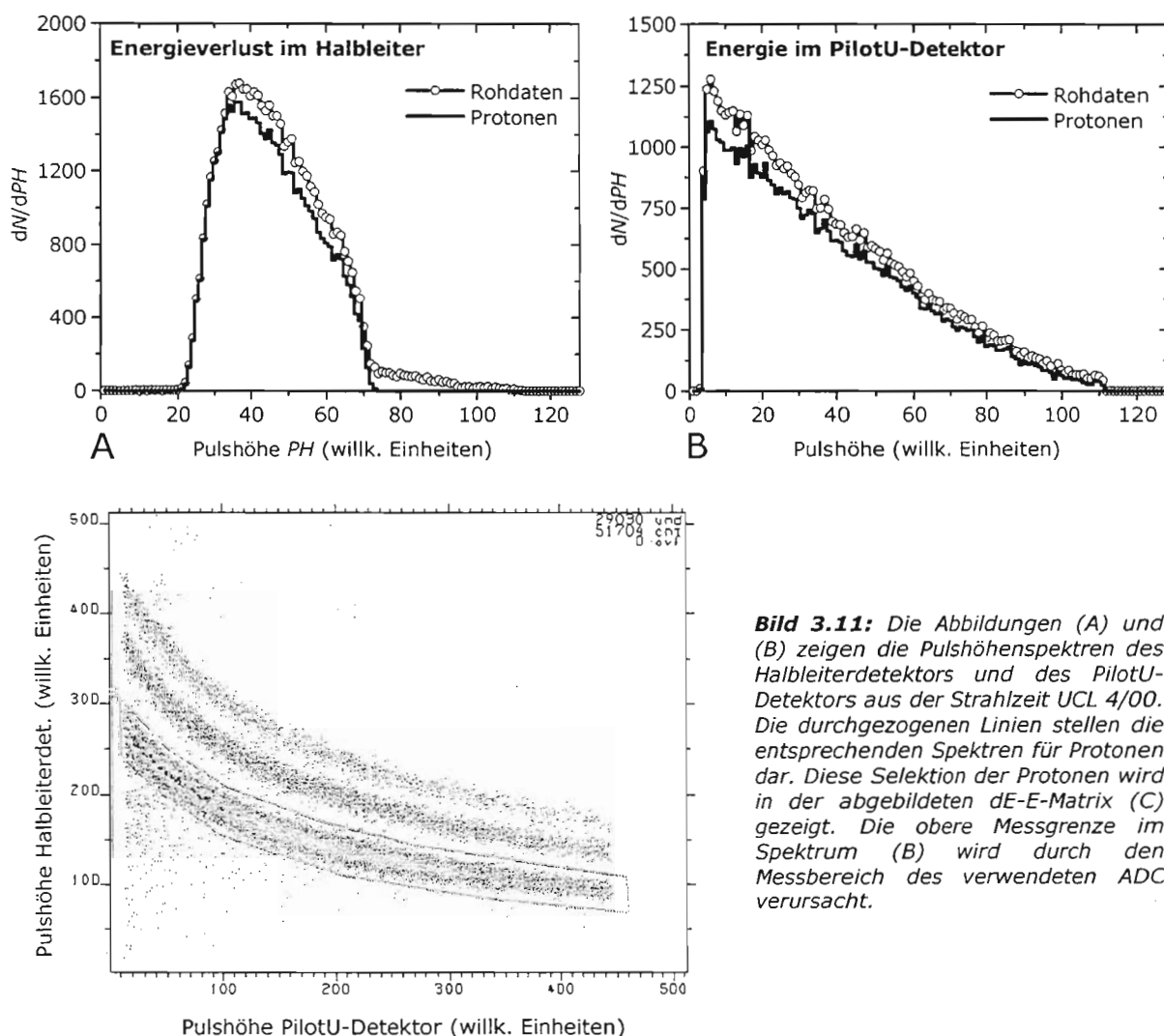


Bild 3.11: Die Abbildungen (A) und (B) zeigen die Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors aus der Strahlzeit UCL 4/00. Die durchgezogenen Linien stellen die entsprechenden Spektren für Protonen dar. Diese Selektion der Protonen wird in der abgebildeten dE - E -Matrix (C) gezeigt. Die obere Messgrenze im Spektrum (B) wird durch den Messbereich des verwendeten ADC verursacht.

⁴⁷ UCL 4/00: 21831 Protonen, 2291 Deuteronen, 808 Tritonen.

Reaktionen an Kohlenstoffkernen im Polyethylen stammen, werden durch die gezeigte Auswahl aus den Daten entfernt. Aus dem Target emittierte Alphateilchen (und schwerere Teilchen) bleiben im Halbleiterdetektor stecken und gehen nicht in die Daten ein.

Nach der Auswahl der Protonen ist der zweite Schritt die Selektion auf die Ereignisse, die von hochenergetischen Neutronen verursacht werden. Diese Auswahl wird in dem Flugzeitspektrum vorgenommen, das mit dem PilotU-Detektor aufgenommen wird. Die Auswahl erfolgt durch Setzen einer Softwarebedingung auf den Hochenergiepeak, wie in Bild 3.12 (A) dargestellt. Die mit dem PilotU-Detektor gemessene Flugzeit ist die Summe der Flugzeit des primären Neutrons bis zum Target der TCAP-Messeinrichtung und der Flugzeit des Protons zum PilotU-Detektor. In das Flugzeitspektrum können daher nur die primären Neutronen eingehen, bei denen die dazugehörigen Protonen genügend Energie haben, um den Halbleiterdetektor zu durchqueren und den PilotU-Detektor zu erreichen. Das Spektrum ist daher bei einer unteren Energie abgeschnitten. Das ist gut zu sehen in

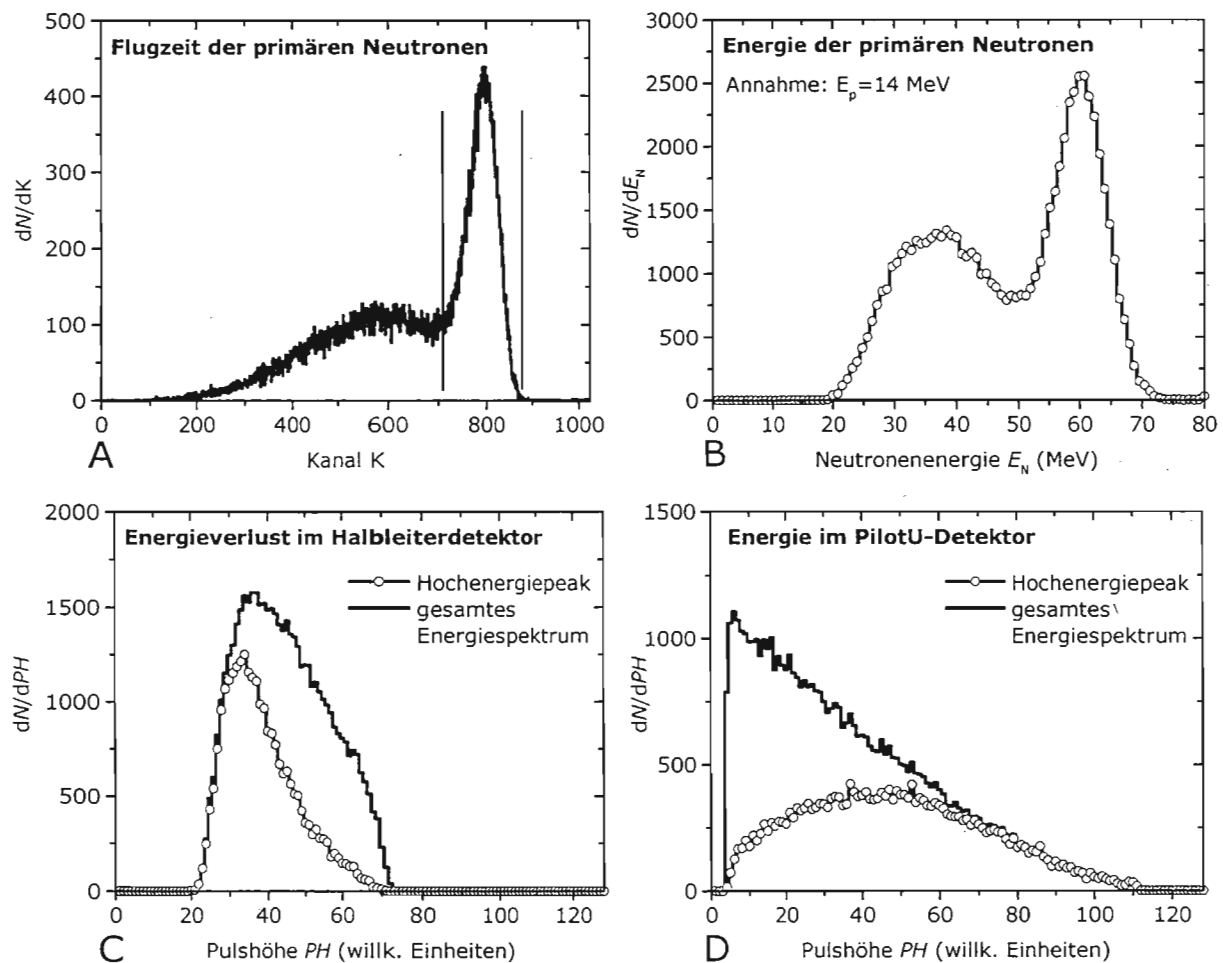


Bild 3.12: Abbildung (A) zeigt das Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors aus der Strahlzeit UCL 4/00, das in (B) unter der Annahme, die Rückstoßprotonen hätten alle eine einheitliche Energie von 14 MeV, in die Energie der primären Neutronen umgerechnet wurde. In (A) ist die Auswahl der Hochenergieereignisse dargestellt. (C) und (D) zeigen die Pulshöhenspektren der so ausgewählten Protonen im Halbleiterdetektor und im PilotU-Detektor.

Bild 3.12-B, in dem die Flugzeit in Energie umgerechnet ist. Für die Umrechnung wurde hier die vereinfachende Annahme gemacht, die Protonen hätten eine einheitliche Energie von 14 MeV. Die daraus resultierende Protonenflugzeit wurde von der Gesamtflugzeit abgezogen (dazu später mehr).

Die Pulshöhen der verbleibenden hochenergetischen Ereignisse im Halbleiterdetektor und im PilotU-Detektor sind in den Abbildungen (C) und (D) dargestellt. Die Verstärkung der Elektronik des PilotU-Detektors ist so eingestellt, dass das gesamte Energiespektrum der Rückstoßprotonen aus dem Hochenergiepeak von dem ADC-Modul erfasst wird.

Die Messdaten werden, wie bereits beschrieben, mit einer Vierfachkoinzidenz aufgezeichnet. Wegen der relativ breiten Gate-Signale für die Logikeinheit und den hohen Einzelzählraten der Detektoren, ist in den Daten noch ein geringer Anteil von Zufallskoinzidenzen enthalten. Mit den aufgezeichneten Zeitspektren der Detektoren gegen das Triggersignal wird die Koinzidenzbedingung zeitlich enger gesetzt. Es zeigt sich jedoch, dass bereits durch die oben beschriebene Auswahl auf den Hochenergiepeak

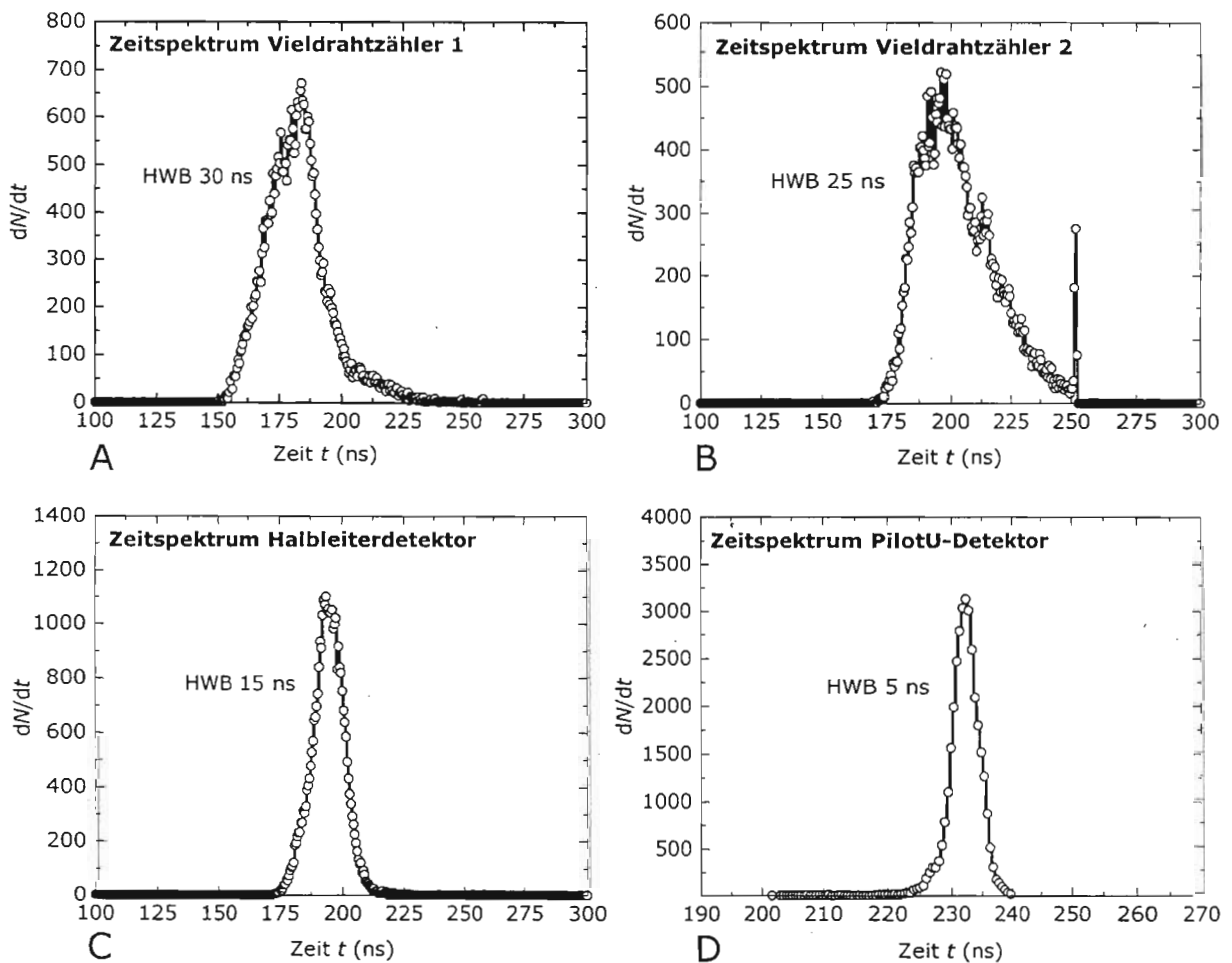


Bild 3.13: Zeitspektren der Vieldrahtzähler, des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors, die mit dem Flugzeitpeak des PilotU-Detektors in Bild 3.12 (A) korreliert sind. Das Spektrum in Bild (D) wird durch die Zeitaufösung der Messelektronik bestimmt.

und die Protonen nahezu sämtliche Zufallskoinzidenzen eliminiert sind, wie in Bild 3.13 zu sehen ist. In den Zeitspektren treten neben den Maxima kaum Zufallskoinzidenzen auf. Die Breite der Maxima in den Zeitspektren wird von dem Zeitauflösungsvermögen der jeweiligen Detektoren bestimmt. Die Vieldrahtzähler⁴⁸ zeigen recht breite Maxima von etwa 25-30 ns; der Halbleiterdetektor etwa einen Peak von 15 ns Breite. Da das Triggersignal zeitlich von dem PilotU-Detektor bestimmt wird, ist die Peakbreite in dem entsprechenden Zeitspektrum Bild 3.13-D von der Elektronik bestimmt. Hier ergibt sich ein erwartungsgemäß schmaler Peak von 5 ns Halbwertsbreite. Die Ereignisse, die in dem Zeitspektrum des PilotU-Detektors nicht im Peak erscheinen, sind solche, bei denen ungewollt das Triggersignal nicht vom PilotU-Detektor zeitbestimmt wurde. Die wenigen Ereignisse, für die das zutrifft, sind mit dem kleinen Peak bei 250 ns in dem Zeitspektrum des zweiten Vieldrahtzählers in Bild 3.13-B korreliert. In diesen Fällen war nicht der PilotU-Detektor, sondern der zweite Vieldrahtzähler zeitbestimmend für das Triggersignal.⁴⁹

Die wenigen verbleibenden Zufallskoinzidenzen werden ausgesondert, indem auf allen Zeitspektren eine Softwarebedingung auf die Maxima gesetzt wird.

Die hier beschriebene Vorauswahl wird mit den Daten der Polyethylenmessung und denen der Messungen mit dem Graphittarget völlig analog mit identischen Softwarebedingungen durchgeführt.

3.5 Messungen mit dem Graphittarget

Die aus dem Polyethylentarget emittierten Protonen können aus Wechselwirkungen der primären Neutronen mit den Wasserstoff- oder den Kohlenstoffkernen des Targets stammen. Da sich die Energiespektren der aus diesen Reaktionen emittierten Protonen überlagern, können im Einzelfall die Wechselwirkungen nicht unterschieden werden. Hingegen können für eine hinreichend große Stichprobe auf der Grundlage einer Vergleichsmessung statistische Aussagen über die Anzahl der jeweiligen Wechselwirkungen gemacht werden.

Eine unter identischen Bedingungen durchgeführte Vergleichsmessung mit einem reinen Kohlenstofftarget (Graphit) liefert die Anzahl und die Spektren der von C-Kernen emittierten Protonen. Diese Messung wird bezüglich des Neutronenflusses und der Anzahl der Kohlenstoffkerne auf die Messung mit dem Polyethylentarget normiert. Die Differenz zwischen diesen beiden Messungen liefert dann im statistischen Mittel die Anzahl und die Spektren der Wechselwirkungen der Wasserstoffkerne. Um gleiche Emissionsspektren der

⁴⁸ Bei den Vieldrahtzählern werden die Zeitspektren der Anodensignale aufgenommen.

⁴⁹ vergleiche Kapitel 3.2.1 auf Seite 66.

geladenen Teilchen zu erreichen, ist ein gleiches Bremsvermögen beider Streutargets erforderlich.

Die Normierung bezüglich des Neutronenflusses erfolgt über die sog. Strahlmonitorierung, d.h. den zeitlichen Verlauf der Zählrate von Referenzdetektoren. Dabei handelt es sich um eine reine Relativmessung, eine Aussage über den Zusammenhang der Zählrate der Detektoren zur absoluten Neutronenfluenz ist nicht erforderlich.

Bei den Messungen mit der TCAP-Messeinrichtung war als Strahlmonitor eine ^{238}U -Spaltkammer⁵⁰ im Einsatz, die während der gesamten Messzeit unverändert im Neutronenstrahl aufgebaut blieb. Zudem wurde der zeitliche Verlauf des Protonenstroms (sog. Targetstrom) gemessen.

Die Zählrate der Spaltkammer und der Targetstrom wurden während der gesamten Messzeit mit in das Datenaufnahmesystem eingespeist und aufgezeichnet. Das Bild 3.14 zeigt diese Daten aus der Strahlzeit UCL 7/00 als Beispiel. Wie dort zu sehen, schwankte der Strahlstrom um etwa $\pm 10\%$, während das Verhältnis der Monitore bis einschließlich des 14. Messintervalls bis auf $\pm 1\%$ gleich blieb. Bei den späteren Messintervallen änderte

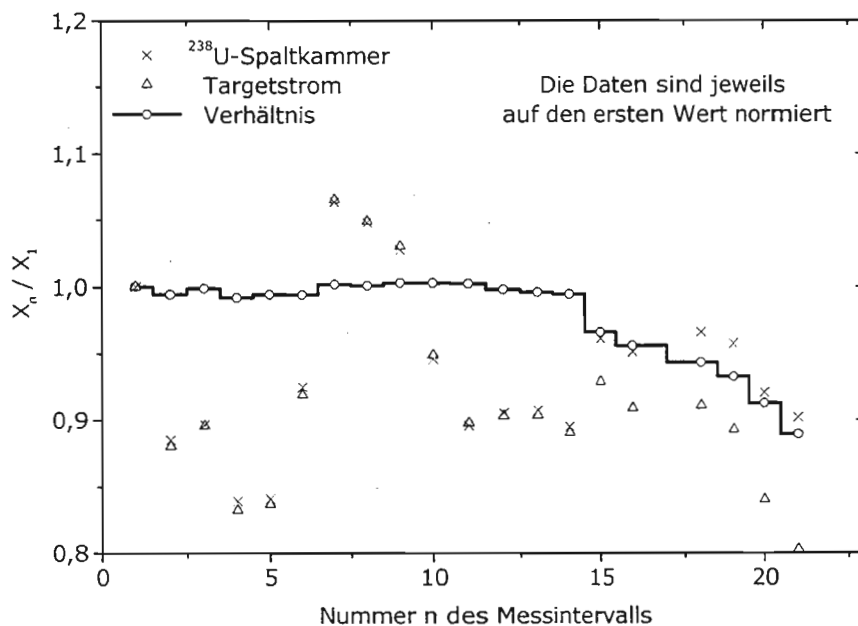


Bild 3.14: Zählraten der ^{238}U -Spaltkammer und des auf dem Lithiumtarget gemessenen Stroms im zeitlichen Verlauf der Strahlzeit UCL 7/00, sowie das Verhältnis dieser beiden Raten. Die Daten sind jeweils auf den ersten Wert normiert. Die Unsicherheiten in den Zählraten aufgrund der Poissonstatistik sind kleiner als die dargestellten Symbole.

⁵⁰ In der Spaltkammer sind dünne Schichten von ^{238}U auf mehreren Platten aufgebracht. Bei der neutroneninduzierten Uranspaltung werden α -Teilchen und Spaltprodukte über anliegende Spannungen abgezogen und detektiert [GAY90].

sich das Verhältnis kontinuierlich auf bis zu 10% bei dem letzten Intervall. Diese Änderung war vermutlich in einem Problem bei der Messung des Targetstroms begründet. Da sich bei der Integration über die Messzeit die Ergebnisse der beiden Strahlmonitore nur um 2% (1,3% bei UCL 4/00) unterscheiden, wird der Mittelwert zwischen beiden als Referenz verwendet und die Differenz als Unsicherheit angesehen. Durch Integration der Monitorzählraten über die betreffenden Messintervalle ergeben sich folgende Verhältnisse der Neutronenfluenzen ϕ_{PE} und ϕ_C für das Polyethylen- und das Kohlenstofftarget.

UCL 4/00:	Targetstrom:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot 1,827$
	Spaltkammer:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot 1,851$
	Mittelwert:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot (1,84 \pm 0,02)$

UCL 7/00:	Targetstrom:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot 3,523$
	Spaltkammer:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot 3,593$
	Mittelwert:	$\phi_{PE} = \phi_C \cdot (3,56 \pm 0,05)$

Diese Ergebnisse werden mit der unterschiedlichen Anzahl von Kohlenstoffstreuzentren in den verwendeten Polyethylen- und Kohlenstofftargets multipliziert und als Faktor $F_{PE/C}$ zusammengefasst. Das verwendete Kohlenstofftarget enthält $(12,7 \pm 0,3)\%$ mehr Kohlenstoffkerne als das Polyethylentarget (siehe Anhang A.3). Die Dicke des Kohlenstofftargets wurde so gewählt, dass die Protonen in etwa denselben Energieverlust wie in dem PE-Target erfahren.

Es ergeben sich folgende Normierungsfaktoren:

UCL 4/00:	$F_{PE/C} = (1,64 \pm 0,03)$
UCL 7/00:	$F_{PE/C} = (3,16 \pm 0,06)$

3.6 Überblick über das Programm zur Datenauswertung

Die weitere Auswertung der Daten geschieht mit Hilfe eines FORTRAN Programms, das die vorselektierten Daten im (binären) Listmode einliest und bearbeitet. Die wichtigste Aufgabe besteht darin, aus den Messwerten der Vieldrahtzähler die Trajektorie des Protons zu bestimmen und daraus mit der Energie des primären Neutrons die Trajektorie des gestreuten Neutrons zu berechnen. Damit wird die zentrale Frage nach der Neutronenfluenz auf dem Neutronendetektor beantwortet. In dem Programm werden des Weiteren die Pulshöhenspektren des PilotU-Detektors und des NE213-Detektors, sowie die Ortsmessungen der Vieldrahtzähler kalibriert.

Das Programm erstellt abschließend Spektren aller Parameter im ASCII-Format und eine binäre Ausgabedatei, die die Daten, einschließlich der neu berechneten Parameter, im Listmode enthält. Diese Ausgabedatei kann wiederum von UMAC eingelesen werden.

Zudem bietet das Programm die Möglichkeit, aus allen Spektren die Vergleichsmessungen mit dem C-Target abzuziehen und so H-Nettospektren zu erstellen. Das ist für den Vergleich der Messungen mit der Simulation erforderlich, da nur die (n,p)-Streuung simuliert wird.

Um die beiden Messkampagnen UCL 4/00 und UCL 7/00 direkt miteinander vergleichen zu können, bietet das Programm die Möglichkeit, die Spektren der Aprilmessung auf die etwas höhere Fluenz der Julimessung zu normieren.

Für beide Messkampagnen ist eine eigene Version des Auswerteprogramms erforderlich, da bei der Julimessung ein zusätzliches ADC-Modul zur Verfügung stand und die Daten daher unterschiedlich strukturiert sind. Auf die Unterschiede der beiden Versionen wird nicht eingegangen, da sie dieselben physikalischen Rechnungen beinhalten.

Beschreibung wesentlicher Teile des Programms für die Datenauswertung

1. Geometrische Anordnung der Detektoren und des Targets

- Einführung eines kartesischen dreidimensionalen Koordinatensystems, dessen Ursprung in den Mittelpunkt des Targets gelegt wird.
- Das Target, die Violdrahtzähler, der Halbleiter-, der PilotU- und der NE213-Detektor werden in diesem Koordinatensystem jeweils mit einem Ortsvektor im Detektormittelpunkt (Position) und einem Normalenvektor (Ausrichtung) als Ebenen definiert.
- Die Teilchen werden in diesem dreidimensionalen Koordinatensystem transportiert und für die Darstellung der Ortsverteilungen auf den Detektoren eindimensionale Ortsspektren in der Bezugsebene und senkrecht zur Bezugsebene erzeugt.

2. Kalibrierung des Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors

- Umrechnung in elektronenäquivalente Einheiten anhand der γ -Kalibrierungen, Abzug der Nullpunktverschiebung (offset) und Bestimmung der Protonenenergie mit der Lichtausbeutefunktion.

3. Energie des primären Neutrons aus der Gesamtflugzeit

- Von der mit dem PilotU-Detektor gemessenen Gesamtflugzeit wird die Flugzeit des Protons abgezogen. Die Protonenflugzeit ergibt sich aus tabellierten Werten als Funktion der Energie, mit der das Proton den PilotU-Detektor erreicht. Diese Daten wurden mit der Simulation der TCAP-Messeinrichtung erstellt.
- Als Referenz der Flugzeitmessung dient der γ -Peak, der in einer separaten Messung im direkten Neutronenstrahl aufgenommen wurde.
- Besonderheit bei UCL 7/00: Die Drift des Flugzeitsignals wird korrigiert.

4. Energie der gestreuten Teilchen aus den jeweiligen Flugzeitspektren

- Bei vorgegebener Energie der primären Neutronen (z.B. mittlere Energie des Neutronenstrahls) kann die Energie der gestreuten Neutronen und Protonen aus den Flugzeitspektren des PilotU-Detektors bzw. des NE213-Detektors bestimmt werden.
- Als Referenz dient wiederum der γ -Peak, der in einer separaten Messung im direkten Neutronenstrahl aufgenommen wurde.

5. Bestimmung der Protonenorte aus den TDC-Messdaten der Vieldrahtzähler

- Zentrierung der Messpunkte der Vieldrahtzähler (anhand der Daten, die als Beispiel in Bild 3.3 dargestellt sind).
- Kalibrierung der Vieldrahtzähler (anhand des in Kapitel 2.3.5 beschriebenen Datensatzes).
- Übertragung der Messpunkte der Vieldrahtzähler in das dreidimensionale Koordinatensystem des Programms.

6. Rekonstruierter Richtungsvektor des Protons

- Der Verbindungsvektor der Messpunkte der beiden Vieldrahtzähler wird als rekonstruierter Richtungsvektor des Protons nach dem Stoss angesehen.

7. Wechselwirkungsort

- Der Schnittpunkt des rekonstruierten Richtungsvektors des Protons mit der mittleren Ebene des Targets wird als Ort des (n,p)-Stoßes angesehen.

8. Streuwinkel des Protons

- Der Streuwinkel des Protons ergibt sich aus dem rekonstruierten Richtungsvektor des Protons gegen die Einfallsrichtung der Neutronen. (Letztere wird als ideal in Strahlrichtung liegend angesehen. Diese Annahme ist zulässig, da die maximal mögliche Strahldivergenz der Neutronen im Strahl unter $0,1^\circ$ liegt).

9. Ort des Protons auf dem PilotU-Detektor

- Der Schnittpunkt des rekonstruierten Protonenimpulsvektors mit der Ebene des PilotU-Detektors wird als rekonstruierter Ort des Protons auf dem PilotU-Detektor angesehen.

10. Streuwinkel des Neutrons aus relativistischer Stoßkinematik

- Der Streuwinkel des Neutrons wird mit relativistischer Stoßkinematik aus dem Streuwinkel des Protons und der Energie des Neutrons vor dem Stoss (E_{N_0}) bestimmt. Als E_{N_0} kann pauschal die mittlere Energie des Neutronenstrahls gewählt werden oder alternativ die aus der Gesamtflugzeit abzüglich der Protonenflugzeit berechnete Neutronenenergie.

11. Richtungsvektor des gestreuten Neutrons

- Die Komponente des Richtungsvektors in der Streuebene ergibt sich aus dem Streuwinkel des Neutrons, die Komponente senkrecht zur Streuebene wird vom Proton übernommen (Impulserhaltung). In Polarkoordinaten mit Polarwinkeln (φ) und Azimutalwinkeln (ν) gilt: $\varphi_N = \varphi_P + \pi$, $\nu_N = \alpha_{N,P} - \nu_P$,
(mit $\alpha_{N,P}$ = Winkel zwischen Neutron und Proton, z.B. $89,2^\circ$ bei 60 MeV)

12. Position der Neutronen auf dem NE213-Detektor

- Die Positionen der Neutronen auf dem NE213-Detektor ergeben sich aus dem Schnittpunkt des rekonstruierten Neutronenrichtungsvektors mit der Ebene, die den NE213-Detektor darstellt.
- Zählen der rekonstruierten Treffer für die Auswertung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors.

3.7 Gegenüberstellung der H-Spektren aus beiden UCL-Strahlzeiten

In diesem Abschnitt werden Spektren verschiedener Parameter der Messungen am Hochenergieneutronenstrahl vorgestellt, die mit dem Programm zur Datenauswertung erstellt wurden. In die Spektren gehen nur solche Ereignisse ein, die in der Voranalyse die gestellten Bedingungen erfüllt haben, d.h. sie sind als Protonen identifiziert und liegen im Hochenergiepeak des PilotU-Detektors. Zudem ist mit dem Analyseprogramm der Anteil von C-Reaktionen statistisch abgezogen worden, so dass die dargestellten Spektren denen eines reinen H-Targets entsprechen.

Die Spektren aus beiden Strahlzeiten sind gemeinsam dargestellt und für den direkten Vergleich auf die gleiche Anzahl nachgewiesener Protonen normiert⁵¹. Bei der Strahlzeit im Juli ist die Anzahl der nachgewiesenen Protonen mit rund 29000 etwa 25% höher als bei der Messung im April.

Die mit den Vieldrahtzählern gemessenen Orte sind anhand der Abbildung eines Kreuzes auf die Referenzprotonenrichtung zentriert, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben (vergleiche auch Bild 3.3). Die Kalibrierung der Daten auf eine Längenskala erfolgte mit den Ergebnissen der Messungen die in Kapitel 2.3.5 dargestellt sind. Die Fluenzverteilung der Teilchen wird durch Projektion auf eindimensionale Ortsspektren dargestellt, siehe Bild 3.15. Dabei erfolgt jeweils eine Abbildung in der Bezugsebene (x-Richtung), die zweite senkrecht dazu (y-Richtung), die Blickrichtung des Beobachters folgt der Teilchenbewegung. Das Bild 3.16 zeigt die Ortsspektren des vorderen und des hinteren

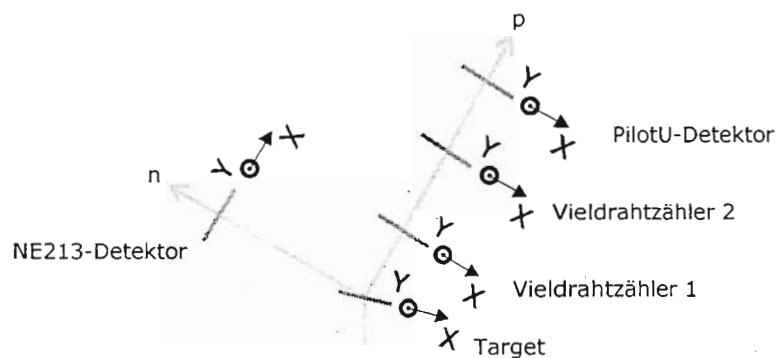


Bild 3.15: Veranschaulichung der Projektionsrichtungen bei der Darstellung der Ortsspektren. Projektionen in der Bezugsebene werden mit (x), die senkrecht dazu mit (y) gekennzeichnet.

Violdrahtzählers aus beiden Strahlzeiten. Bei allen vier Abbildungen stimmen die Positionen der Spektren gut überein, sie liegen in etwa zentrisch um die Referenzprotonenrichtung (Nullpunkt in den Ortsspektren). Die Zentrierung der gemessenen Orte wird für jede Strahlzeit separat durchgeführt. Die übereinstimmenden Positionen der Spektren belegen den Erfolg der Zentrierungen. Die Form der Spektren,

⁵¹ $N_{UCL7/00} = N_{UCL4/00} \cdot 1,2415$

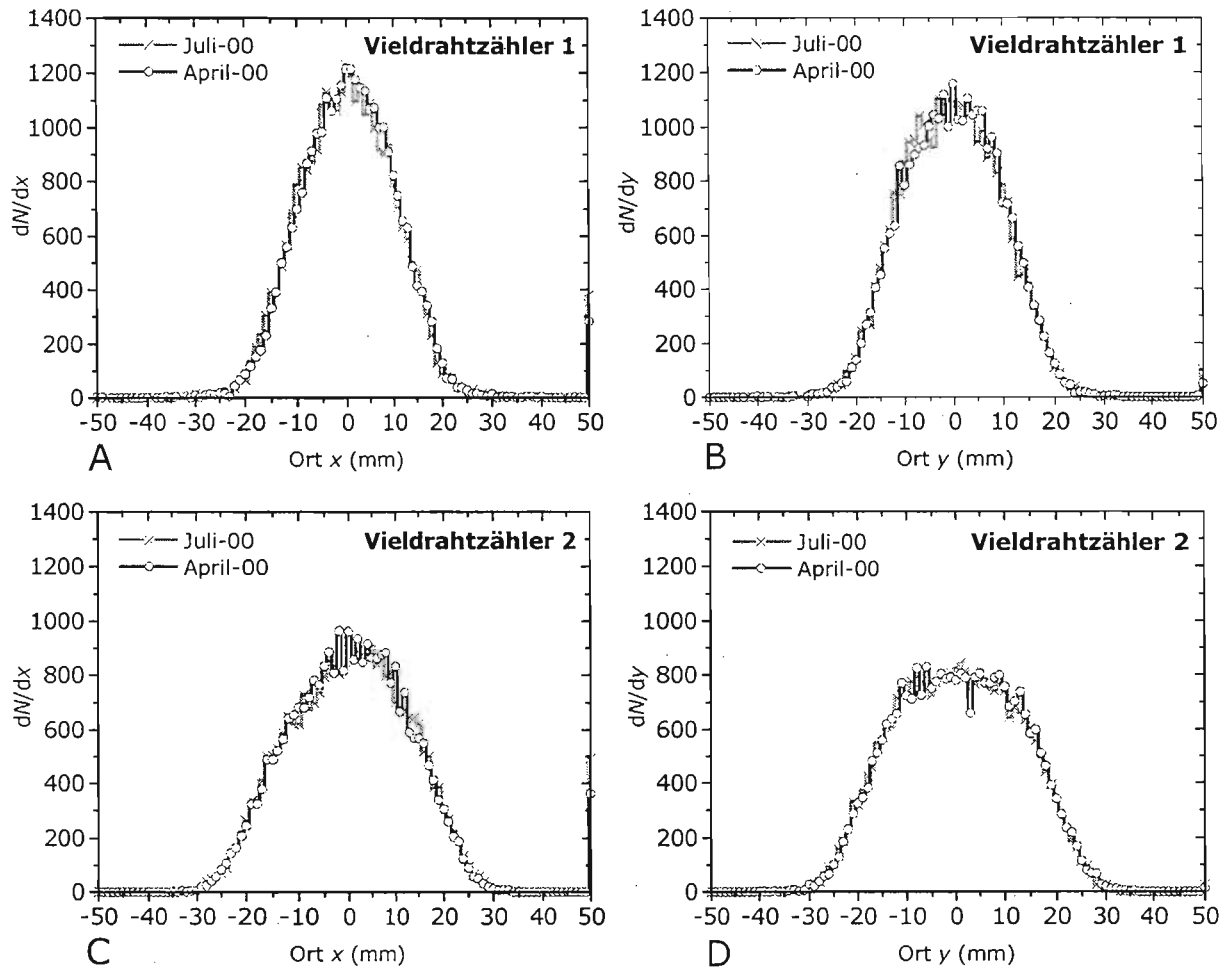


Bild 3.16: Ortsspektren der Protonen auf dem vorderen (A und B) und dem hinteren Vieldrahtzähler (C und D) aus den Strahlzeiten April und Juli 2000. Dargestellt sind die Projektionen in der Bezugsebene (A und C) und senkrecht dazu (B und D). Die Gesamtzahl der nachgewiesenen Protonen der Messung im April ist auf die Gesamtzahl im Juli normiert.

die die Fluenzverteilung eindimensional widerspiegeln, stimmen nach der Normierung ebenfalls gut überein. Das ist kein triviales Ergebnis, weil die Fluenzverteilung der nachgewiesenen Protonen von einer Vielzahl von Parametern, wie z.B. der Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler, beeinflusst wird.

Unter der Annahme gradliniger Bewegung der Protonen ergibt sich ein geometrisch zulässiger Konus, der durch das Target und durch den PilotU-Detektor definiert wird. Der PilotU-Detektor hat eine kreisförmige Frontfläche mit 6,7 cm Durchmesser, das Target ist eine Kreisscheibe⁵² mit 4,0 cm Durchmesser. Die Ortsspektren des näher am Target stehenden vorderen Vieldrahtzählers (MW1) sind daher schmäler als die des hinteren Detektors. Die sensitiven Flächen der Vieldrahtzähler sind mit 9 cm Durchmesser deutlich größer als der geometrische Konus. In ihren Ortsspektren treten auch außerhalb des Konusses Protonen auf. Das ist im einfachsten Fall durch die endliche Ortsauflösung der Vieldrahtzähler zu erklären, die die Verteilung der Protonen im Randbereich ausschmiert. Bei großen Abständen zum geometrischen Konus liegt die Ursache eher im

Winkelstragging der Protonen. Die Protonen können auf ihrem Weg vom Target zum PilotU-Detektor beim Durchqueren der Vieldrahtzähler eine oder mehrere Richtungsänderungen erfahren. Bei nicht gradliniger Bewegung entfällt verständlicherweise die Einschränkung auf den geometrischen Konus.

Die Protonen erfahren signifikante Richtungsänderungen hauptsächlich durch die Drahtgitter in den Vieldrahtzählern und durch das Target. Den Halbleiterdetektor erreichen die Protonen erst, nachdem sie die Vieldrahtzähler durchquert haben, so dass dieser nicht die Positionsbestimmung, sondern nur die Auswahl registrierter Protonen beeinflusst.

Winkelstragging im Target führen nicht dazu, dass das Proton den geometrischen Konus verlässt, weil die Emission in jedem Fall aus der Targetfläche erfolgt. Der Zusammenhang mit dem assoziierten Neutron wird aber gestört.

Somit sind zwei Gründe ersichtlich, warum einige Protonen außerhalb des direkten geometrischen Konusses zu erwarten sind: Die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler und das Winkelstragging der Protonen. Die beiden Effekte überlagern einander und sind in ihren Auswirkungen nicht grundsätzlich zu unterscheiden.

Die Fluenzverteilung der nachgewiesenen Protonen beeinflusst die Form der gezeigten Ortsspektren. In der Bezugsebene⁵³ ist eine inhomogene Fluenzverteilung zu erwarten, verursacht durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung für das Proton $(d\sigma/d\Omega)_p$ und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler. (Der Wirkungsquerschnitt gilt für die Streuebene⁵⁴ eines individuellen Streueignisses. Da diese Ebenen jedoch um maximal $\pm 8^\circ$ von der Bezugsebene abweichen, überträgt sich die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel auf die Bezugsebene.) Der differentielle Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_p$ nimmt mit abnehmendem Streuwinkel des Protons (α_p) zu (vergleiche Bild 1.4), für 60 MeV Neutronen steigt er von 15,9 mb/sr bei $\alpha_p=70^\circ$ auf 22,6 mb/sr bei $\alpha_p=50^\circ$ [CHA00]. Die Protonen werden bei kleineren Streuwinkeln jedoch mit geringerer Wahrscheinlichkeit von den Vieldrahtzählern nachgewiesen, weil ihre Energie größer ($E_p = E_{N_0} \cdot \cos^2(\alpha_p)$) und damit ihr Energieverlust im Zählgas geringer ist.

Senkrecht zur Bezugsebene ist die Energie der Protonen gleichverteilt, daher ist eine homogene Fluenzverteilung zu erwarten.

Die Unterschiede in den Fluenzverteilungen zeigen sich erwartungsgemäß in den Ortsspektren der Vieldrahtzähler. Auf dem hinteren Detektor zeigt sich in der

⁵² Das Target ist etwas gegen die Referenzprotonenrichtung gedreht. Die Flächennormale der Targetoberfläche weicht um 17° von der Referenzprotonenrichtung ab.

⁵³ Die Bezugsebene wird von dem Richtungsvektor des primären Neutronenstrahls und den Protonen- und Neutronenreferenzrichtungen aufgespannt. Letztere verlaufen vom Targetmittelpunkt zu den Mittelpunkten des PilotU- bzw. NE213-Detektors.

⁵⁴ Die Streuebene wird von dem Richtungsvektor des primären Neutronenstrahls und den Richtungsvektoren des gestreuten Neutrons und Protons aufgespannt.

Bezugsebene eine leicht unsymmetrische Verteilung, mit weniger nachgewiesenen Protonen auf der linken Seite (vergleiche Bild 3.16-C). Die linke Seite des Spektrums entspricht kleinen Streuwinkeln, da die Projektion in der Bewegungsrichtung der Protonen vorgenommen wurde (siehe Bild 3.15). Der größere differentielle Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_p$ bei kleineren Streuwinkeln (α_p) wird also von der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler überkompensiert (vergleiche auch Bild 3.17-A). In der Bezugsebene (Bild 3.16-D) ist die Verteilung symmetrisch und es bildet sich ein kleines Plateau in der Fluenzverteilung.

Die in Bild 3.16 gezeigten Ortsspektren ergeben sich direkt aus den Messwerten der Vieldrahtzähler. Im Gegensatz dazu entstehen die Ortsspektren in Bild 3.17 durch die Verlängerung der Protonentrajektorien auf die Positionen des Targets und des PilotU-Detektors.

Die Spektren aus beiden Messungen stimmen für den PilotU-Detektor und das Target gut in Position und Fluenzverteilung überein. Die schon beschriebene Asymmetrie in der

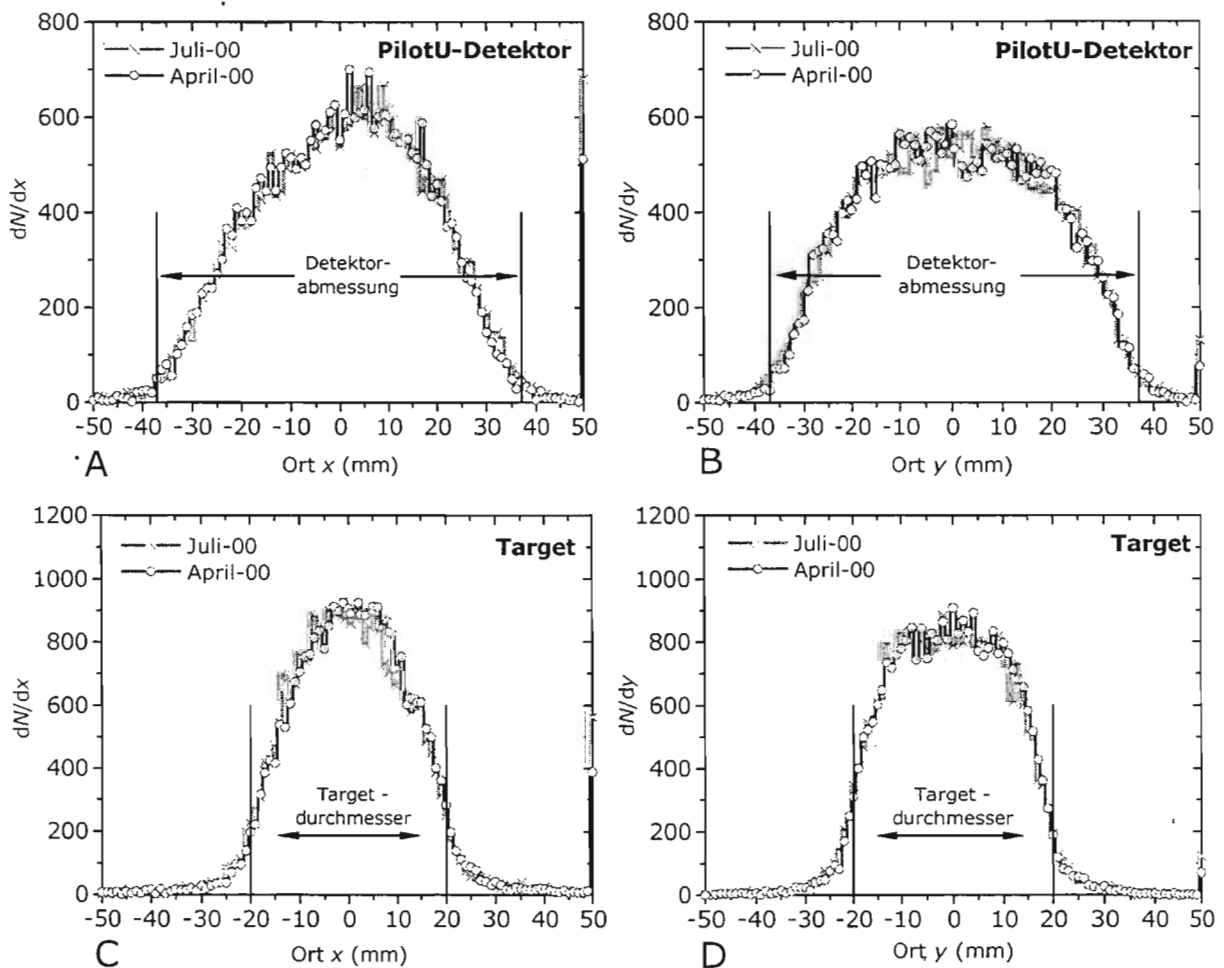


Bild 3.17: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor (A und B) und dem Polyethylentarget (C und D) aus den Strahlzeiten April und Juli 2000. Dargestellt sind die Projektionen in der Bezugsebene (A und C) und senkrecht dazu (B und D). Die Gesamtzahl der nachgewiesenen Protonen der Strahlzeit im April ist auf die Gesamtzahl der Julimessung normiert.

Bezugsebene tritt besonders auf dem PilotU-Detektor in Bild 3.17-A hervor, auf der linken Seite des Spektrums fällt die Flanke der Fluenz deutlich schneller ab. Senkrecht zur Bezugsebene ist die Fluenzverteilung hingegen erwartungsgemäß symmetrisch.

Die Ortsspektren des Targets und des PilotU-Detektors zeigen eine erhebliche Anzahl von Protonen außerhalb der realen Abmessungen der Detektoren. Die realen Abmessungen sind durch die senkrechten Linien in den Spektren angedeutet, das Target hat einen Radius von 2,0 cm, der PilotU-Detektor eine effektive Öffnung von 6,7 cm. Diese offensichtlichen Fehllokalisationen entstehen, wie schon beschrieben, durch den Einfluss des Ortsauflösungsvermögens der Vieldrahtzähler und insbesondere durch das Stragglings der Protonen. Diese Effekte treten hier wesentlich deutlicher zutage als auf den Ortsspektren der Vieldrahtzähler, da sie über den Hebel des Abstandes verstärkt werden.

Neben der Fluenzverteilung der Protonen ist die der gestreuten Neutronen von besonderem Interesse. Aus der Trajektorie eines Protons wird über die Kinematik des (n,p)-Stoßes der Richtungsvektor des assoziierten Neutrons gewonnen. Das Bild 3.18 zeigt die Ortsspektren, die sich am Ort des NE213-Detektors durch die entsprechenden Projektionen der Neutronenfluenz in der Bezugsebene und senkrecht dazu ergeben. Die realen Abmessungen des NE213-Detektors sind in dieser Abbildung durch senkrechte Linien markiert.

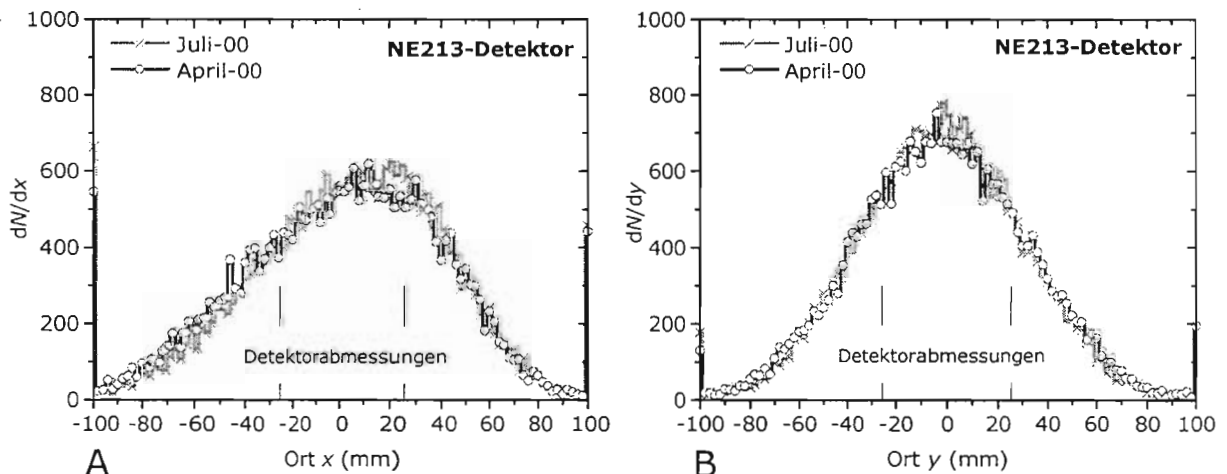


Bild 3.18: Projektionen der Neutronenfluenz am Ort des NE213-Detektors in der Bezugsebene (A) und senkrecht dazu (B). Die senkrechten Linien kennzeichnen die realen Abmessungen des NE213-Detektors. Die Fluenz der Messung vom April ist auf die Julimessung normiert.

Die Fluenzverteilung der Neutronen wird durch die der assoziierten Protonen und durch die Form und Stellung des Targets bestimmt, aus dem die Neutronen emittiert werden. Das Polyethylentarget ist eine Kreisscheibe von 500 μm Dicke, die aus der Sicht des NE213-Detektors als schmale stehende Ellipse erscheint. Die schmale Seite des Targets zeigt nicht genau auf den NE213-Detektor, sondern ist um etwa 17° aus dieser Stellung

herausgedreht, damit die Neutronen über einen kurzen Weg aus dem Target austreten können (vergleiche Bild 1.3).

Das Bild 3.18-A zeigt eine asymmetrische Verteilung der Neutronen in der Bezugsebene, als Folge der entsprechenden Verteilung der assoziierten Protonen. Senkrecht zur Bezugsebene (Bild 3.18-B) zeigt sich eine schlanke und symmetrische Verteilung. Die schlanke Form dieses Spektrums ist darin begründet, dass sich der kreisförmige PilotU-Detektor durch die ungleichen Streuwinkel von Neutron und Proton ($29,2^\circ$ und $60,0^\circ$) als schlanke liegende Ellipse auf dem Neutronenzweig abbildet. Das zeigt eine entsprechende zweidimensionale Darstellung der gestreuten Neutronen auf der Ebene des NE213-Detektors, die mit der Simulation der TCAP-Messeinrichtung erstellt wurde. Aus Gründen der Anschaulichkeit wurde für die gezeigte Rechnung in der Simulation das Target als punktförmig angenommen und die Protonen gradlinig transportiert. Bei einem ausgedehnten Target und unter dem Einfluss des Protonenstraggling wird die Abbildung ausgeschmiert.

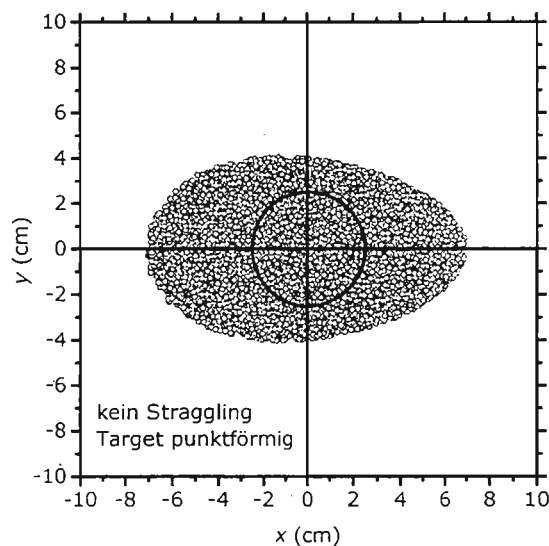


Bild 3.19: Simulierte zweidimensionale Ortsverteilung der gestreuten Neutronen, bei einem punktförmigen Target, ohne Protonenstraggling und idealer Ortsauflösung der Vieldrahtzähler. Der kreisförmige PilotU-Detektor wird von den assoziierten Neutronen wegen der ungleichen Streuwinkel der Protonen und Neutronen von $60,0^\circ$ und $29,2^\circ$ als liegende Ellipse abgebildet. Die Abbildung weicht von der Form einer Ellipse geringfügig ab, weil der Winkel zwischen den gestreuten Teilchen eine Funktion des Streuwinkels ist. Der eingezeichnete Kreis gibt den Umfang des NE213-Detektors wieder. Im realen Experiment wird diese Verteilung durch die Ausdehnung des Targets, das Winkelstraggling der Protonen und die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler deutlich ausgeschmiert.

Die Frontfläche des NE213-Detektors ist kleiner als die des PilotU-Detektors, zudem ist der NE213-Detektor mit 70 cm etwa doppelt so weit vom Target entfernt. Ziel dieser Geometrie ist es, eine Fläche mit assoziierten Neutronen auszuleuchten, die deutlich größer ist als der NE213-Detektor selbst. Das ist die Voraussetzung dafür, dass sich die Einflüsse des Straggling weitgehend aufheben können.

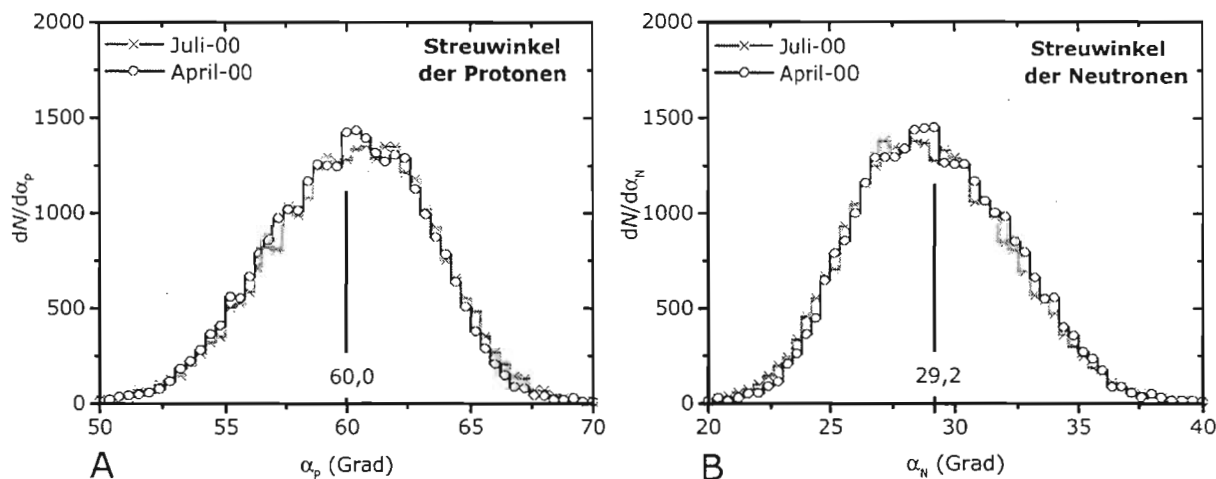


Bild 3.20: Streuwinkel der Protonen (α_p) und Neutronen (α_n) der Strahlzeiten im April und Juli 2000. Die senkrechten Striche verdeutlichen die Referenzemissionsrichtungen von $60,0^\circ$ bzw. $29,2^\circ$. (Unter diesen Winkeln befinden sich die Zentren der jeweiligen Detektoren.) Die Streuwinkel der Protonen ergeben sich aus den Messdaten der Vieldrahtzähler. Die Streuwinkel der Neutronen werden aus den Trajektorien der Protonen über die Kinematik der (n,p) -Streuung rekonstruiert. Daher sind die Streuwinkel der Neutronen ein gespiegeltes Abbild der Winkelverteilung der Protonen.

In dem Bild 3.20 sind die aus den Trajektorien der Protonen und Neutronen bestimmten Streuwinkel dargestellt. Die Streuwinkel der Protonen ergeben eine unsymmetrische Verteilung um 60° , bei der größere Winkel häufiger vorkommen. Die senkrechte Linie in Bild 3.20-A, die die Referenzemissionsrichtung darstellt, verdeutlicht dies. Dieser Befund entspricht der Fluenzverteilung auf dem PilotU-Detektor, bei der größere Winkel wegen der niedrigeren Energien der Protonen in den Vieldrahtzählern bevorzugt nachgewiesen werden.

Die Streuwinkel der Neutronen werden aus den Trajektorien der Protonen über die Kinematik der (n,p) -Streuung rekonstruiert. Für die Streuwinkel der Neutronen ergibt sich daher eine gespiegelte Verteilung um $29,2^\circ$. Diese Verteilung enthält dieselbe Information wie die der Protonen und ist nur der Anschaulichkeit halber dargestellt.

Die Verteilung der Streuwinkel zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen im Juli und im April, was wegen der übereinstimmenden Fluenzverteilung zwar zu erwarten, aber nicht trivial ist.

Die Streuwinkel beziehen sich auf die Einfallsrichtung der Neutronen⁵⁵ und ergeben sich somit letztlich aus der Justierung der Streukammer am Messplatz.

Das Bild 3.21 zeigt die mit dem PilotU-Detektor gemessenen Energiespektren der Protonen aus beiden Strahlzeiten. Diese Spektren entstehen aus den gemessenen Pulshöhen über die Kalibrierung in elektronenäquivalente Einheiten mit γ -Quellen und Anwendung der in Bild 2.19 dargestellten Lichtausbeutefunktion⁵⁶. Es zeigt sich bei beiden Messungen eine übereinstimmende Verteilung von etwa 1 MeV bis 17 MeV.

⁵⁵ Die maximale Divergenz der Neutronen im Primärstrahl beträgt weniger als $0,1^\circ$.

⁵⁶ Bei beiden Strahlzeiten wurde die Pulshöhe mit einem QADC aufgezeichnet, bei der Strahlzeit 7/00 zusätzlich mit einem ADC. Zwischen den Modulen ergaben sich bei einem Test mit gleichen Signalen geringfügige Abweichungen, weswegen das Ergebnis der Aprilstrahlzeit geringfügig korrigiert wurde.

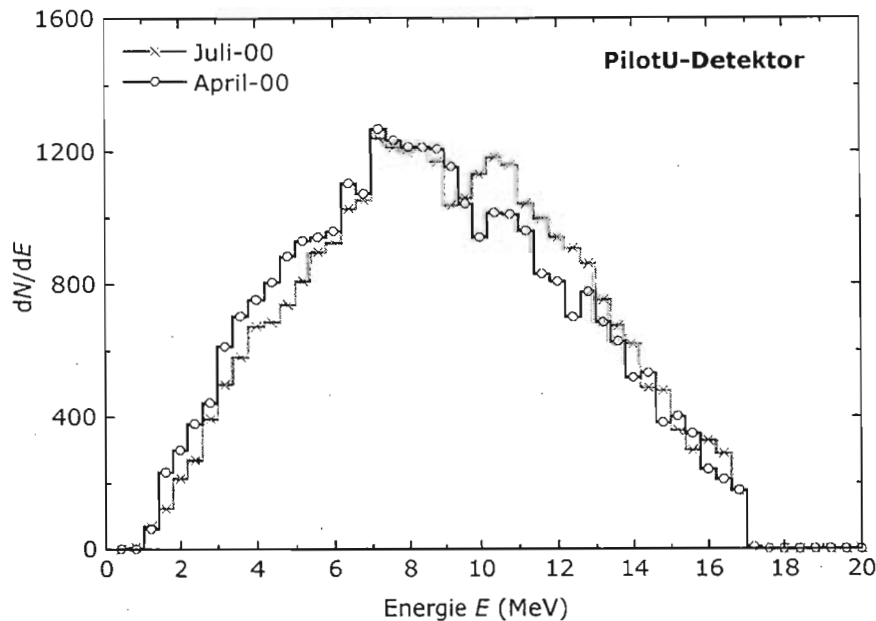


Bild 3.21: Energie der Protonen aus dem Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors. Dargestellt sind die Spektren aus der Messung im April und im Juli 2000, wobei die Fluenz der Aprilmessung auf die der Julimessung normiert ist. Die Umrechnung der Pulshöhen im Detektor in Protonenenergie erfolgt mit der in Kapitel 2.5 bestimmten Lichtausbeutefunktion.

Die Energie eines Rückstoßprotons ergibt sich zunächst aus der Energie des primären Neutrons und dem Streuwinkel. Bevor die Protonen im PilotU-Detektor nachgewiesen werden, erfahren sie einen variablen Energieverlust im Target, in den Vieldrahtzählern und im Halbleiterdetektor, der insgesamt zwischen 3 und 10 MeV betragen kann. Der Energieverlust im Target hängt vom Ort der Wechselwirkung ab, der in den Vieldrahtzählern ist davon abhängig, ob und wie ein Draht getroffen wird. Den größten Energieverlust erleiden die Protonen im Halbleiterdetektor.

Die obere Energiegrenze von 17 MeV ergibt sich aus der maximalen Energie von Protonen aus der (n,p)-Streuung abzüglich des kleinsten möglichen Energieverlustes. Größere Energien kommen bei der Emission von Protonen aus $^{12}\text{C}(n,xp)$ -Reaktionen. Diese sind jedoch beim Abzug der Vergleichsmessung mit dem Graphittarget vollständig entfernt worden.

3.7.1 Energie der primären Neutronen

Mit dem PilotU-Detektor wird eine Flugzeit gemessen, die sich aus der Überlagerung der Flugzeit des primären Neutrons und der Flugzeit des Protons ergibt. Diese Flugzeitmessung wird genutzt, um für jedes einzelne Ereignis die Energie des primären Neutrons zu bestimmen. Die Flugzeit der Neutronen beträgt etwa 52 ns, die der Protonen liegen in der Größenordnung von 6 ns⁵⁷.

⁵⁷ 60 MeV, 5,34 m Flugweg für das Neutron und 15 MeV bei 35 cm Flugweg für das Proton.

Die Protonen werden mit unterschiedlichen Energien aus dem Target emittiert und verlieren einen variablen Betrag (2-10 MeV, mit einem ausgeprägten Maximum zwischen 4-6 MeV) ihrer Energie bis zum Nachweis im PilotU-Detektor⁵⁸. Um aus der gemessenen Gesamtflugzeit die des primären Neutrons zu bestimmen, muss die Flugzeit des Protons abgezogen werden. Die Flugzeit des Protons ist eine Funktion seiner Energie, die sich allerdings fortlaufend ändert. Der Betrag des Energieverlustes ist für ein einzelnes Proton unbekannt, es können lediglich statistische Aussagen getroffen werden. Für diese Aufgabe wurde die Simulation der TCAP-Messeinrichtung zur Hilfe genommen, die im folgenden Kapitel vorgestellt wird. In diesem Programm werden die für den Protonentransport in der Messeinrichtung wichtigsten physikalischen Vorgänge beschrieben. Mit der Simulation wurde die mittlere Protonenflugzeit als Funktion der Energie der Protonen im PilotU-Detektor ermittelt. Die so bestimmte Protonenflugzeit wird von der gemessenen Gesamtflugzeit abgezogen, woraus sich die Flugzeit des Neutrons vor dem (n,p)-Stoß ergibt. Aus dieser wird die Energie des Neutrons vor dem Stoß bestimmt (siehe Bild 3.22).

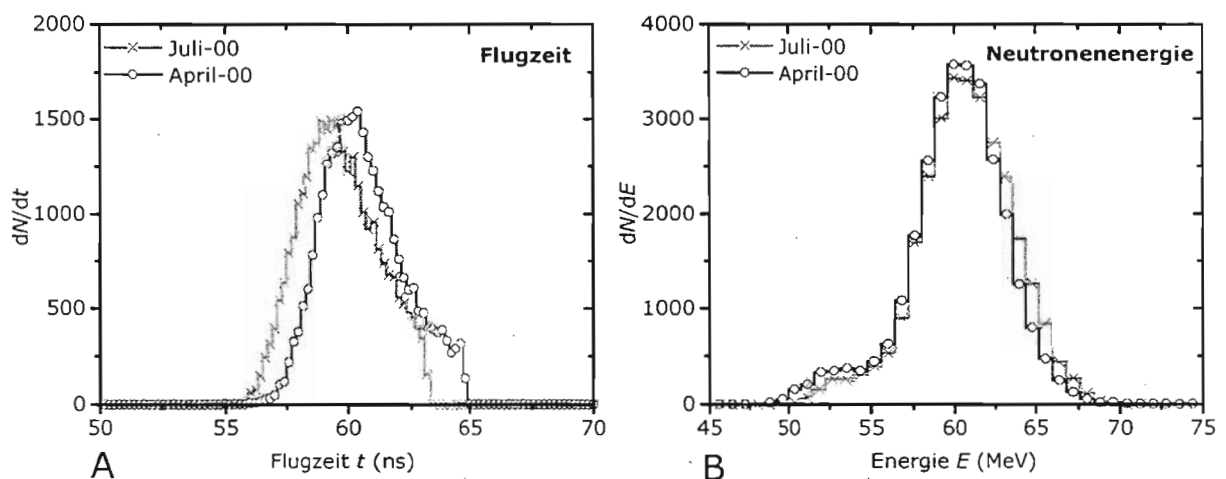


Bild 3.22: Darstellung der mit dem PilotU-Detektor gemessenen Gesamtflugzeit (A) und die sich daraus nach Abzug der Protonenflugzeit ergebende Energie der primären Neutronen (B). Die Flugzeitspektren in (A) sind wegen der unterschiedlichen Abstände der Streukammer vom Lithiumtarget gegeneinander verschoben. Die Protonenflugzeit ist für jedes Proton gesondert bestimmt, wie im Text beschrieben.

Der Erfolg dieses Vorgehens bei der Bestimmung der individuellen Neutronenenergie zeigt sich in Bild 3.23. In der Abbildung (A) wurde von der Gesamtflugzeit pauschal eine mittlere Protonenflugzeit von 7,5 ns abgezogen, während für Abbildung (B) die Flugzeit individuell bestimmt wurde. Bei der letzteren Methode ergibt sich eine deutlich schmalere Verteilung der Neutronenenergien. Die Halbwertsbreite des Energiespektrums in Bild 3.22-B beträgt etwa 7 MeV.

⁵⁸ In geringem Umfang sind sogar die Flugwege der Protonen unterschiedlich lang.

Die so bestimmte Energie der primären Neutronen kann in den Auswerteprogrammen bei der Berechnung des Neutronenstreuwinkels aus der Stoßkinematik verwendet werden. Dabei wird dann mit der individuellen Neutronenenergie jedes (n,p)-Stoßes gerechnet. Alternativ kann die Stoßkinematik mit der mittleren Energie des Neutronenstrahls von 60,0 MeV gerechnet werden. Beide Methoden führen zu nahezu gleichen Ergebnissen, da sich bei diesen kleinen Energieunterschieden der Streuwinkel kaum ändert.

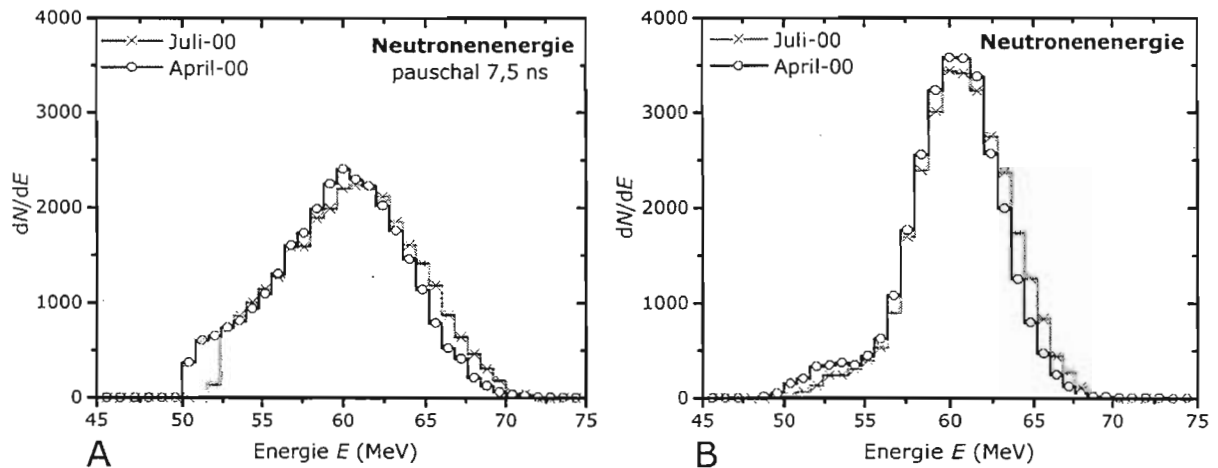


Bild 3.23: Energiespektren der Neutronen vor dem Stoß. Diese Spektren ergeben sich aus der mit dem PilotU-Detektor gemessenen Gesamtflugzeit abzüglich der Protonenflugzeit. Bei Abbildung (A) wurde pauschal eine mittlere Protonenflugzeit von 7,5 ns abgezogen, bei Abbildung (B) ist die Protonenflugzeit individuell aus der Energie des Protons im PilotU-Detektor bestimmt worden. Bei der zweiten Methode ergibt sich ein deutlich schmalere Peak.

Kapitel 4: Simulation der TCAP-Messeinrichtung

4.1 Überblick

Die TCAP-Messeinrichtung wird mit einem FORTRAN-Programm nach der Monte-Carlo Methode simuliert. Das Programm beschreibt die geometrische Anordnung der Detektoren und simuliert die wesentlichen physikalischen Vorgänge beim Transport der Protonen. Die Ergebnisse der Messungen werden mit der Simulation verglichen und auf Konsistenz überprüft. Ein solcher Vergleich ist nur mit einer Simulation möglich, weil die Effekte, die den Transport beeinflussen nicht im Einzelfall, sondern nur statistisch beschrieben werden können. Solche Effekte sind z.B. das Winkelstragglings der Protonen, oder die Frage, ob ein Proton beim Durchqueren der Vieldrahtzähler einen Draht trifft oder nicht.

Eine wichtige Aufgabe der Simulation ist der Vergleich der realen und der rekonstruierten Fluenzverteilung der gestreuten Neutronen. Durch die endliche Ortsauflösung der Vieldrahtzähler und wegen des Winkelstragglings der Protonen stimmen die rekonstruierten Richtungsvektoren der Neutronen im allgemeinen nicht mit der Realität überein. Im Gegensatz zur Messung ist in der Simulation neben der rekonstruierten auch die wahre Fluenzverteilung bekannt, so dass die Unterschiede zwischen beiden Verteilungen untersucht werden können. Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors interessiert insbesondere die Frage, wie sich die Anzahl von Neutronen, die den NE213-Detektor gemäß der Rekonstruktion getroffen haben, von der wahren Anzahl unterscheidet. Für diese Differenz wird ein Korrekturfaktor bestimmt (siehe Abschnitt 4.5) und dieser bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Simulation werden mit Orts- und Energiespektren dargestellt und mit den entsprechenden Spektren aus den Messungen in Abschnitt 4.4 verglichen.

Für die zukünftige Weiterentwicklung wird die Simulation der TCAP-Messeinrichtung ein wertvolles Werkzeug darstellen, mit dem die Auswirkungen von Veränderungen an der Messeinrichtung im Vorfeld einer Messung studiert werden können.

4.2 Beschreibung der Simulation

Die Simulation beinhaltet die geometrische Anordnung des Targets und aller Detektoren der TCAP-Messeinrichtung. Ausgehend von einem Neutron, das auf das Target trifft, wird der Ort des (n,p)-Stoßes innerhalb des Targets gewürfelt. Der Streuwinkel wird aus der Verteilungsfunktion der Wahrscheinlichkeitsdichte des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (n,p)-Streuung ermittelt. Aus der relativistischen Stoßkinematik ergeben sich Orts- und Impulsvektoren der gestreuten Teilchen. Dieser Teil der Simulation ist dem Programm *SCINFUL* [DIC88] entnommen.

Die Protonen und Neutronen werden entsprechend ihrer Impulsvektoren zu den Detektoren transportiert. Das Proton bewegt sich, ausgehend vom Ort der Wechselwirkung aus dem Target heraus, durchquert beide Vieldrahtzähler sowie den Halbleiterdetektor und wird im PilotU-Detektor gestoppt. Der PilotU-Detektor spannt von diesen Detektoren den kleinsten Raumwinkel auf und definiert zusammen mit dem Target den Raumwinkelbereich, in dem Protonen nachgewiesen werden⁵⁹. In der Simulation werden nur die (n,p)-Stöße gewertet, bei denen das Proton den PilotU-Detektor trifft. Dabei werden die möglichen Richtungsänderungen durch Winkelstragglings im Target, in den Vieldrahtzählern und im Halbleiterdetektor berücksichtigt. Das Neutron wird im Gegensatz dazu gradlinig vom Ort des (n,p)-Stoßes zum NE213-Detektor transportiert.

Die Coulombwechselwirkungen der Protonen verursachen Richtungsänderungen und Energieverluste. Letztere werden aus Reichweitentabellen entnommen, die mit dem Programm *TRIM95* [BIE95] erstellt wurden. Dabei wird vereinfachend ein fester Energieverlust als Funktion des Materials und der Länge des in der Materie zurückgelegten Weges angenommen, d.h. auf die Simulation einer Energieverlustverteilung wird verzichtet. Die von *TRIM95* errechneten Energieverluste stimmen gut mit anderen Datenquellen überein und sind auch im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestätigt.

Der Energieverlust beim Durchgang eines schweren Teilchens durch Materie wird hauptsächlich durch Ionisation und Anregung von Hüllenelektronen verursacht. Dieser Prozess kann gut theoretisch beschrieben werden. Schwieriger ist die Situation bei den Richtungsänderungen, die in erster Linie in Wechselwirkungen mit den Kernen begründet sind. Eine theoretische Beschreibung der Richtungsänderungen ist mit der Molière-Theorie [MOL48, BET53, LE094] gegeben. Auch *TRIM95* liefert Daten zum Winkelstragglings, die allerdings nicht immer mit den Ergebnissen aus der Molière-Theorie im Einklang stehen. Experimentelle Daten anderer Gruppen [ISH91] zeigen eine Übereinstimmung mit

⁵⁹ Wegen des Winkelstragglings ist bei der Simulation, ungeachtet der Rechenzeit, darauf zu achten, dass der gesamte Raumwinkel der Vieldrahtzähler als Emissionsrichtung zugelassen ist. Zwar gehört nur ein Bruchteil der empfindlichen Fläche der Vieldrahtzähler zum gemeinsamen geometrischen Raumwinkel aller Detektoren im Protonenzweig, aber durch Winkelstragglings der Protonen wird ein geringer Teil der außerhalb des geometrischen Konusses liegenden Protonen in allen vier Detektoren nachgewiesen.

der Molière-Theorie, daher werden die Richtungsänderungen der Protonen in der Simulation nach dieser Theorie berechnet.

Die Molière-Theorie beschreibt die Winkelverteilung schwerer Teilchen durch elastische Streuung am Kernfeld nach hinreichend vielen Stößen und nicht zu großen Streuwinkeln. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung als Funktion des Streuwinkels ergibt sich nach Molière aus folgendem Ausdruck [LEO94,Seite 45ff]:

$$P(\Theta)d\Omega = \eta \cdot d\eta \cdot \left(2 \exp(-\eta^2) + \frac{F_1(\eta)}{B} + \frac{F_2(\eta)}{B^2} + \dots \right) \quad (6)$$

mit
$$\eta := \frac{\Theta}{\Theta_1 \cdot \sqrt{B}} \quad (7)$$

und
$$\Theta_1 = 0.3965 \cdot \left(\frac{Z \cdot Q}{p \cdot \beta} \right) \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot \delta x}{A}} \quad (8)$$

Der Parameter B in den Gleichungen (6) und (7) ist über die Gleichung

$$g(B) = \ln B - B + \ln \gamma - 0.154 = 0 \quad (9)$$

definiert, der darin enthaltenen Parameter γ ergibt sich aus

$$\gamma = 8.831 \cdot 10^3 \cdot \frac{q \cdot Z^2 \cdot \rho \cdot \delta x}{\beta^2 \cdot A \cdot \Delta} \quad (10)$$

und
$$\Delta = 1,13 + 3,76 \cdot \left(\frac{Z \cdot z}{137 \cdot \beta} \right)^2 \quad (11)$$

Z	:= Kernladungszahl der Materie	z	:= Ladung des Teilchens
A	:= Atomgewicht der Materie	δx	:= Dicke des Materials [cm]
ρ	:= Dichte des Materials [g/cm ³]	p	:= Impuls des Teilchens [MeV/c]
Q	:= Ladung (Z) des Teilchens (bei Protonen)	q	:= Z ^{4/3} (bei Protonen)
β	:= v/c des Teilchens (v=Teilchengeschwindigkeit, c=Lichtgeschwindigkeit)		

Bei hinreichend dicken Streuern und unter Vernachlässigung der mit geringer Wahrscheinlichkeit auftretenden großen Streuwinkel [GOT93, BIC58], ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Streuwinkel ungefähr gaußförmig und kann mit dem ersten Term der Gleichung (6) in der sogenannten Gaußnäherung beschrieben werden.

$$P(\Theta) \sim \frac{2\Theta}{\Theta_M} \exp\left(-\frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^2 d\Theta \quad (12)$$

mit
$$\Theta_M = (\Theta_1 \sqrt{B})^2 \quad (13)$$

Diese Näherung wird integriert, um die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $\xi(\Theta)$ zu erhalten.

$$\begin{aligned}\xi(\Theta) &= \int_0^{\Theta} P(\Theta') d\Theta' & (14) \\ &= \int_0^{\Theta} 2u \exp(-u^2) \quad \text{mit } u = \frac{\Theta'}{\Theta_M}\end{aligned}$$

daraus folgt

$$\xi(\Theta) = 1 - \exp\left(-\frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^2 \quad (15)$$

$$\Theta = \Theta_M \sqrt{-\ln(1 - \xi)}$$

und für $0 \leq \xi \leq 1$ folgt

$$\Theta = \Theta_M \sqrt{-\ln(\xi')} \quad (16)$$

Für hinreichend viele Ereignisse ergibt sich die Verteilung der Streuwinkel aus der Gleichung (16), wobei der Term ξ' zwischen null und eins gleichverteilt gewürfelt wird. Für hinreichend viele Würfe ergibt sich eine Häufigkeitsverteilung der Streuwinkel, die der Gaußnäherung entspricht.

Alternativ zur Gaußnäherung wurden auch alle drei Terme der Gleichung (6) für die Beschreibung der Streuwinkelverteilung herangezogen. Für diesen Fall wurde das Integral (14) numerisch gelöst mit den für die Funktionen $F_1(\eta)$ und $F_2(\eta)$ bei W.R.Leo [LEO94] angegebenen Werten für $0 \leq \eta \leq 7$. Die Ergebnisse der daraus resultierenden Verteilung entsprechen in den wesentlichen Teilen der Gaußnäherung. Wegen der wesentlich kürzeren Rechenzeit wurde daher Letztere bevorzugt.

Der Transport der Protonen durch Materie wird in der Simulation vereinfacht behandelt. Während die Richtungsänderungen in der Realität kontinuierlich stattfinden, werden die Protonen in der Simulation zunächst gradlinig durch die Materie transportiert und erst beim Austritt die Richtungsänderung gemäß der durchquerten Schichtdicke bestimmt. Die Änderung des Austrittsortes und die mögliche Verlängerung des Weges in der Materie werden vernachlässigt.

4.3 Die Schritte der Simulation im Detail

Einleitend wird ein dreidimensionales kartesisches Koordinatensystem eingeführt, dessen Ursprung im Targetmittelpunkt liegt. Die Detektoren werden als Ebenen mit einem Ortsvektor und einer Flächennormalen definiert und die Teilchen nach dem (n,p) -Stoß zu den Detektoren transportiert. Ein Proton, das dabei durch Coulombwechselwirkung seine gesamte Energie verliert, wird zusammen mit dem assoziierten Neutron verworfen. Dieses Vorgehen stimmt mit der experimentellen Situation überein, weil ein solches Proton wegen der fehlenden Vierfachkoinzidenz auch von der TCAP-Messeinrichtung nicht registriert werden würde. Ebenso wird ein Ereignis verworfen, wenn das Proton eine Detektorebene außerhalb des zulässigen Radius des Detektors schneidet, der Detektor also nicht getroffen wird.

Energie des Neutrons vor dem Stoß

Die primäre Energie des Neutrons wird aus einem vorgegebenen Energiespektrum bestimmt, das im Feld der hochenergetischen Neutronen an der UCL gemessen wurde. Von diesem Spektrum wird durch numerische Integration die Dichtefunktion gebildet und auf eins normiert. Gleichverteiltes Würfeln in dieser Dichtefunktion ergibt eine Häufigkeitsverteilung, die dem vorgegebenen Spektrum entspricht.

Alternativ kann die Energie des Neutrons vor dem Stoß aus einer Gaußverteilung um eine mittlere Energie bestimmt werden. Die Halbwertsbreite der Gaußverteilung und die mittlere Energie sind dann frei wählbar. Die Impulsvektoren der Neutronen vor dem Stoß werden vereinfachend als einheitlich parallel zur Strahlrichtung angesehen.

(n,p) -Streuung

In der Simulation wird nur die (n,p) -Streuung berücksichtigt, der C-Anteil des realen Polyethylentargets wird vernachlässigt. Um die Rechenzeit zu limitieren, trifft in der Simulation jedes Neutron ein Proton und verursacht einen (n,p) -Stoß. Die zulässigen Emissionsrichtungen der gestreuten Teilchen sind auf einen hinreichend großen Raumwinkelbereich um die Detektoren beschränkt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der (n,p) -Streuung ist eine Funktion der Energie des primären Neutrons und des Streuwinkels. Diese Abhängigkeiten werden bei der Bestimmung des Streuwinkels berücksichtigt. Dafür werden an mehreren Energiestützstellen zwischen 1 MeV und 100 MeV durch numerische Integration und Normierung auf eins die Häufigkeitsverteilungsfunktionen der Streuwinkel im Schwerpunktsystem gebildet. Gleichverteiltes Würfeln in einer dieser Verteilungsfunktionen reproduziert die Verteilung der Streuwinkel bei der entsprechenden Energie gemäß dem Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Diese Rechnungen werden im Schwerpunktsystem durchgeführt, da sich die Verhältnisse hier einfacher

darstellen und die Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Schwerpunktsystem vorgegeben sind. Die sich aus der Rechnung ergebenden Energien und Impulsvektoren werden anschließend auf das Laborsystem umgerechnet. Dieser Teil der Simulation ist dem Programm *SCINFUL* [DIC88] entnommen.

Der Winkel des Impulsvektors des Protons senkrecht zur Streuebene wird gleichverteilt gewürfelt, der Neutronenimpulsvektor ergibt sich entsprechend mit umgekehrtem Vorzeichen.

Target

Der Ort des (n,p)-Stoßes wird innerhalb des Targets gleichverteilt gewürfelt und ist Startpunkt für den Transport der Teilchen. Ausgehend von diesen Koordinaten wird die Entfernung der Protonen bis an die Targetoberfläche bestimmt und ihre Coulombwechselwirkung auf diesem Weg berücksichtigt. Der Energieverlust wird einer Reichweitentabelle für Polyethylen entnommen, die Richtungsänderung nach der Molière-Theorie berechnet.

Das Neutron wird gradlinig vom Wechselwirkungsort zum NE213-Detektor transportiert. Beim Transport wird der Einfluss des Targets, des Austrittsfensters der Streukammer und der Luft zwischen Streukammer und NE213-Detektor auf die (n,p)-Neutronen wird in der Simulation vernachlässigt, da nur etwa 1% (vergleiche Anhang A.2) der (n,p)-Neutronen eine weitere Wechselwirkung eingehen.

Vieldrahtzähler

Die Vieldrahtzähler werden mit einem Unterprogramm beschrieben, das für jeden der beiden Detektoren einmal durchlaufen wird. Das Proton wird zu dem jeweiligen Vieldrahtzähler transportiert und der Schnittpunkt mit der Detektorebene als wahrer Ort des Teilchendurchgangs festgehalten. Durch die Faltung dieses Schnittpunktes mit einer Gaußfunktion, die das endliche Auflösungsvermögen (Halbwertsbreite 4 mm) widerspiegelt, wird der Messwert des Vieldrahtzählers bestimmt. Die Halbwertsbreite dieser Gaußfunktion ist das Maß für das Ortsauflösungsvermögen der Vieldrahtzähler. Falls das Proton die sensitive Fläche des Vieldrahtzähler von 9 cm Durchmesser verfehlt, wird das Ereignis verworfen.

Die Vieldrahtzähler zeigen eine energieabhängige Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Protons, weil mit steigender Protonenenergie der Energieverlust im Zählgas abnimmt und damit das Nutzsignal kleiner wird (darauf wird im folgenden Kapitel 4.4 eingegangen). Diese Tatsache wird in der Simulation berücksichtigt, indem der Energieverlust in Isobutan als Funktion der Protonenenergie bestimmt und jedem Energieverlust eine Nachweiswahrscheinlichkeit zugewiesen wird. Der Zusammenhang zwischen Energieverlust und Nachweiswahrscheinlichkeit wird als linear angenommen

und ist empirisch aus dem Vergleich der Messdaten mit der Simulation bestimmt worden. Dabei bleibt unberücksichtigt, dass sowohl der Energieverlust, als auch die sich daraus ergebende Signalhöhe im Vieldrahtzähler statistische Prozesse sind.

Falls ein Vieldrahtzähler ein Proton nicht detektiert, wird das Ereignis insgesamt verworfen.

Die Richtungsänderung und der Energieverlust, den ein Proton beim Treffen eines Drahtes der Vieldrahtzähler erfährt, werden in der Simulation berücksichtigt. Aus dem Durchmesser der Drähte und deren Abständen ergibt sich die Flächenbelegungsichte der jeweiligen Ebene. Durch Würfeln in dieser Flächenbelegungsichte wird bestimmt, ob das Proton einen Draht trifft. Im Falle eines Treffers wird von einer Gleichverteilung des Auftreffpunktes über den Radius ausgegangen, und die im Draht zurückgelegte Strecke errechnet. Aus der Weglänge wird anhand von Reichweitentabellen für Stahl der Energieverlust der Protonen bestimmt. Die Änderung der Bewegungsrichtung der Protonen wird für die jeweilige Schichtdicke nach der Molière-Theorie berechnet. Dieser Vorgang wird für jede Drahtebene wiederholt.

Bei beiden Vieldrahtzählern besteht die Sammelstufe aus einer aluminiumbedampften 6 μm dicken Mylarfolie. Zwischen dem hinteren Vieldrahtzähler und dem Halbleiterdetektor befindet sich eine weitere Folie, die die Detektoren optisch voneinander trennt. Der Energieverlust in diesen Folien wird berücksichtigt, obgleich er sehr gering ist. Die von diesen Folien verursachte Richtungsänderung wird vernachlässigt.

Neben den Drahtebenen bestehen die Vieldrahtzähler aus zwei Kathoden und einer Anode, die wegen der geringeren Flächenbelegungsichte und Durchmesser nicht ins Gewicht fallen und daher bezüglich ihres Einflusses auf die Protonen vernachlässigt werden. Die Ausdehnung der Vieldrahtzähler wird ebenfalls nicht simuliert, für alle Drahtebenen wird derselbe Abstand vom Target angenommen.

Die Drahtebenen der Vieldrahtzähler sind auf Epoxyrahmen aufgespannt. Diese Rahmen werden ignoriert, weil sie weit außerhalb des geometrischen Radius der Protonen liegen. Eventuelle Rückstreuung von Protonen an diesen Rahmen geht nicht in die Simulation ein.

Halbleiterdetektor

Der Halbleiterdetektor wird in der Simulation als eine 400 μm dicke Scheibe aus reinem Silizium behandelt. Die Weglänge der Protonen beim Durchqueren des Halbleiterdetektors wird bestimmt, der Energieverlust aus einer Reichweitentabelle für Silizium entnommen und die Richtungsänderung nach der Molière-Theorie berechnet.

PilotU-Detektor

Wie bereits erwähnt, werden nur die (n,p) -Stöße für die Ergebnisse der Simulation berücksichtigt, bei denen das Proton den PilotU-Detektor trifft. Dabei gehen die

möglichen Richtungsänderungen der Protonen auf dem Weg vom Target zum PilotU-Detektor mit ein. Die Auswahl an Protonen, die den PilotU-Detektor unter dem Einfluss der Richtungsänderungen treffen, ist eine andere, als die, die sich bei gradliniger Bewegung ergeben würde. Einige Protonen hätten bei gradliniger Bewegung den PilotU-Detektor verfehlt und treffen ihn nur wegen günstiger Richtungsänderungen, bei anderen Protonen ist es umgekehrt.

Diese Bedingung für die Auswahl der Protonen stimmt mit der experimentellen Situation überein, da bei der Messung für die Registrierung eines (n,p)-Stoßes in der TCAP-Messeinrichtung eine Koinzidenz aller vier Detektoren des Protonenzweiges gefordert wird.

Der Messwert des PilotU-Detektors in der Simulation ergibt sich aus der Energie des Protons beim Erreichen des Detektors. Dieser Wert wird mit einer Gaußfunktion gefaltet, die das Energieauflösungsvermögen des Detektors simuliert.

NE213-Detektor

Die (n,p)-Stöße, bei denen das Proton den PilotU-Detektor erreicht, werden in der Simulation als gültige Ereignisse angesehen. Die mit diesen Protonen assoziierten Neutronen werden aus dem Target emittiert und bis an die Detektorebene des NE213-Detektors transportiert. Als Detektorebene wird die Ebene angesehen, die parallel zur Frontfläche des Detektors liegt und den vorgegebenen Abstand zum Target hat.

Der NE213-Detektor wird in der Simulation und im Experiment nur von etwa 1/3 der Neutronen getroffen, da das Feld der gestreuten Neutronen in beiden Fällen wesentlich größer ist, als der Detektor.

Die Neutronen, die den NE213-Detektor treffen, werden mit ihren Energien, Positionen auf dem Detektor und Richtungsvektoren in ein Listfile geschrieben. Dieses File wird mit dem externen Programm *SCINFUL* gelesen und so die Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors für die konkreten Daten simuliert.

Rekonstruktion der (n,p)-Streuung in der Simulation

In der Simulation wird, wie bei der Auswertung der experimentellen Daten auch, anhand der Messpunkte der Vieldrahtzähler die Trajektorie des Protons rekonstruiert, und daraus über die (n,p)-Streuung die Bewegungsrichtung des Neutrons hergeleitet. So wird die rekonstruierte Fluenzverteilung der Neutronen auf dem NE213-Detektor bestimmt. Im Gegensatz zu der Messung ist in der Simulation zudem die wahre Fluenzverteilung der Neutronen bekannt. Das ermöglicht den Vergleich der wahren mit der rekonstruierten Fluenzverteilung und das Studium der beeinflussenden Parameter. Der Unterschied zwischen der wahren und der rekonstruierten Fluenzverteilung wird von der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler und dem Straggling der Protonen bestimmt.

Die Messpunkte der Vieldrahtzähler werden zu einer Geraden verbunden, die den rekonstruierten Impulsvektor des Protons darstellt. Dessen Schnittpunkt mit der zentralen Ebene des Targets ist der rekonstruierte Wechselwirkungsort. Da die Tiefe innerhalb des Targets, in der die Wechselwirkung stattfand, nicht ermittelt werden kann, wird immer von der zentralen Ebene ausgegangen. Im statistischen Mittel ist diese Annahme richtig, im Einzelfall ist eine Abweichung bis zu einer halben Targetdicke von 250 μm möglich. Die Auswirkung dieser Unsicherheit auf die rekonstruierte Fluenzverteilung ist unerheblich.

Ausgehend von dem rekonstruierten Impulsvektor wird das Proton zu den Detektorebenen des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors transportiert. Die Schnittpunkte mit den Ebenen stellen die rekonstruierten Orte auf den Detektoren dar.

Aus dem Skalarprodukt des rekonstruierten Impulsvektors des Protons mit dem Impulsvektor des primären Neutronenstrahl wird der Streuwinkel des Protons bestimmt. Die Energie des Neutrons vor dem Stoß wird aus der mit dem PilotU-Detektor gemessenen Gesamtflugzeit bestimmt, die die Summe der Flugzeit des Neutrons vor dem Stoß und der Flugzeit des Protons ist. Die Flugzeit des Protons hängt von dessen Energie ab, die sich zudem auf dem Weg vom Target bis zum PilotU-Detektor ändert. Für die Auswertung des Gesamtflugzeitspektrums wurde mit Hilfe der Simulation einmalig die mittlere Flugzeit der Protonen als Funktion ihrer Energie im PilotU-Detektor bestimmt. Diese tabellierten Werte ermöglichen es, die Flugzeit eines Protons im Einzelfall zu bestimmen und von der Gesamtflugzeit zu subtrahieren.

Mit der rekonstruierten Energie des Neutrons vor dem Stoß und dem rekonstruierten Impulsvektor des Protons wird der Impulsvektor und die Energie des Neutrons nach dem Stoß errechnet. Aus diesem Impulsvektor des Neutrons wird der rekonstruierte Ort auf der Neutronendetektorebene bestimmt.

4.4 Vergleich der Simulation mit den Messdaten

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Simulation mit den gemessenen H-Nettospektren aus Kapitel 3.7 verglichen. Es zeigt sich, dass die Simulation unter der Annahme einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler die Ergebnisse der Messungen gut wiedergibt.

Mit der Simulation wird ein Korrekturfaktor zwischen der wahren und der rekonstruierten Neutronenfluenz auf dem NE213-Detektor ermittelt und dieser bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors verwendet. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, weil die Simulation die Ergebnisse der Messungen richtig beschreibt, wie im Folgenden gezeigt wird.

Wie bereits diskutiert treten in den Messdaten wegen des Ortsauflösungsvermögens der Vieldrahtzähler und des Winkelstragglings der Protonen in den Ortsspektren Ereignisse außerhalb des geometrischen Konusses auf den Vieldrahtzählern bzw. außerhalb der realen Detektorabmessungen auf. Eine Übereinstimmung der Simulation mit den Messdaten in den Randbereichen ist nur zu erreichen, wenn beide Effekte in hinreichend guter Näherung beschrieben werden. Das ist eine wichtige Prüfung für die Qualität des Programms.

Die Messung „UCL 4/00“ und die Simulation sind in den folgenden Spektren bezüglich der Anzahl der nachgewiesenen Protonen auf die Messung „UCL 7/00“ normiert, um den direkten Vergleich zu ermöglichen. Bei der Messung UCL 4/00 werden dafür die nachgewiesenen Ereignisse gewichtet. In der Simulation wird die Normierung dadurch erreicht, dass das Programm (n,p)-Stöße rechnet, bis die gewünschte Anzahl von Protonen im PilotU-Detektor (unter dem Einfluss des Stragglings) erreicht ist.

Das Bild 4.1 zeigt die Ortsspektren der Vieldrahtzähler aus den beiden Messungen im Vergleich mit den entsprechenden Spektren aus der Simulation. Sowohl die Form, als auch die Positionen der einzelnen Spektren werden von der Simulation gut wiedergegeben. Das bedeutet, dass die Kalibrierung der Messdaten der Vieldrahtzähler auf eine Längenskala und die Zentrierung auf die Referenzprotonenrichtung zu richtigen Ergebnissen geführt haben. Die sich im einzelnen deutlich unterscheidenden Ortsspektren werden von der Simulation in nahezu allen Einzelheiten richtig wiedergegeben. Um die gute Übereinstimmung zu erreichen, wird in der Simulation mit einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler gerechnet (vergleiche Bild 4.6).

Eine vergleichbar gute Übereinstimmung ergibt sich zwischen den Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor und dem Target mit den entsprechenden simulierten

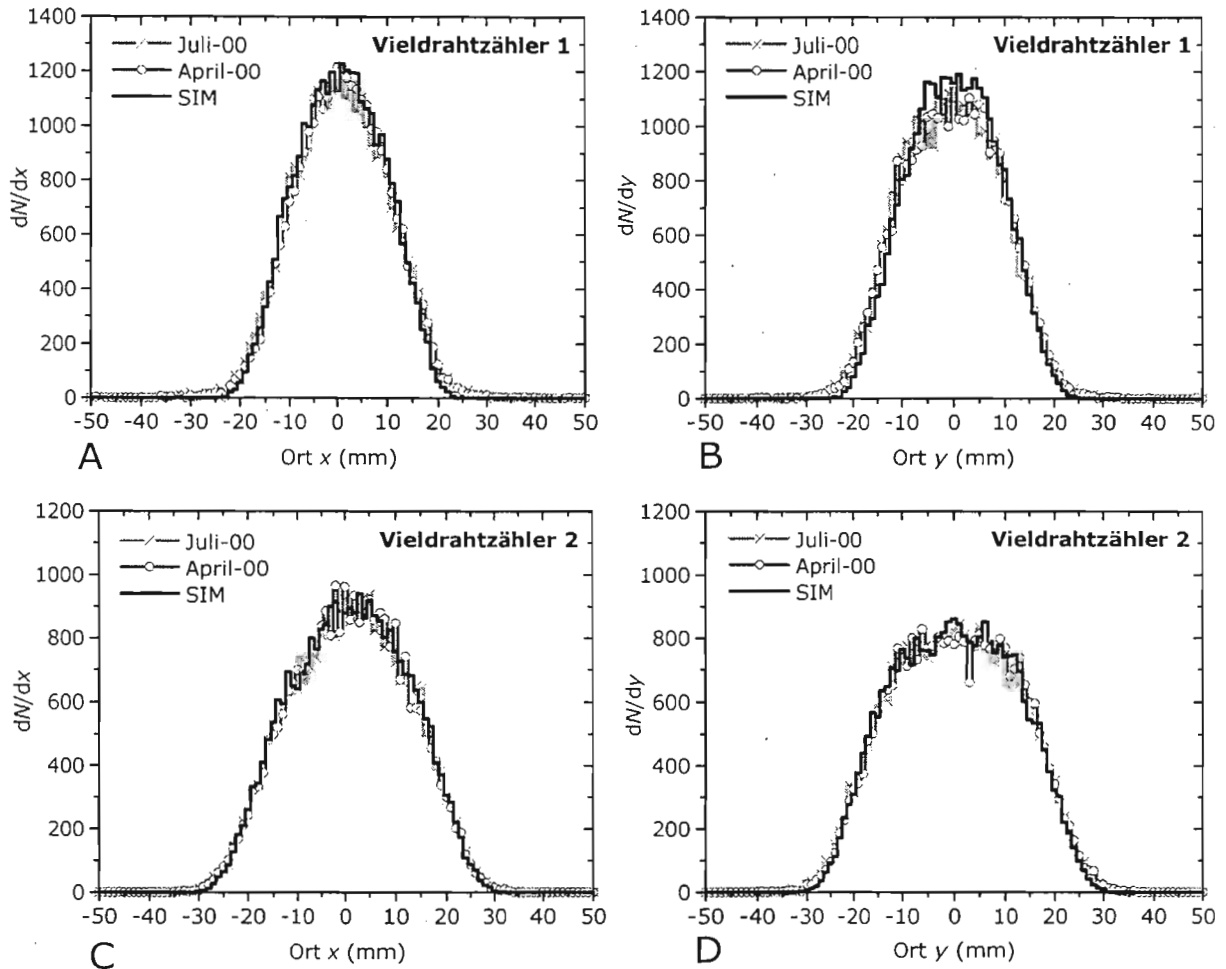


Bild 4.1: Ortsspektren des vorderen (A und B) und des hinteren (C und D) Vieldrahtzählers, jeweils als Projektionen in der Bezugsebene (A und C) und senkrecht dazu (B und D). Die durchgezogenen Linien (SIM) stellen das jeweils entsprechende Spektrum aus der Simulation dar.

Spektren in Bild 4.2. Die Ortsspektren der Protonen auf den Vieldrahtzählern sind in der Simulation mit der Ortsauflösung der Detektoren gefaltet. Die simulierten Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor und dem Target sowie die Ortsspektren der Neutronen auf dem NE213-Detektor werden jeweils mit den rekonstruierten Positionen der Teilchen erstellt. Nur diese dürfen mit den Messdaten verglichen werden, da die „wahren“ Positionen und Richtungsvektoren nicht gemessen werden können.

Bei genauer Betrachtung der Spektren in Bild 4.1 und insbesondere in Bild 4.2 wird deutlich, dass in den Randbereichen die Simulation noch nicht optimal mit den gemessenen Spektren übereinstimmt. Zwar treten auch in der Simulation Ereignisse außerhalb der realen Detektorabmessungen bzw. des geometrischen Konusses auf, aber es sind weniger, als bei den gemessenen Spektren. Das ist bei den rekonstruierten Ortsspektren der Protonen auf dem Target und auf dem PilotU-Detektor in Bild 4.2 deutlich zu sehen. Besonders bei dem Target (Bild 4.2-A,B) sind bei der Messung mehr

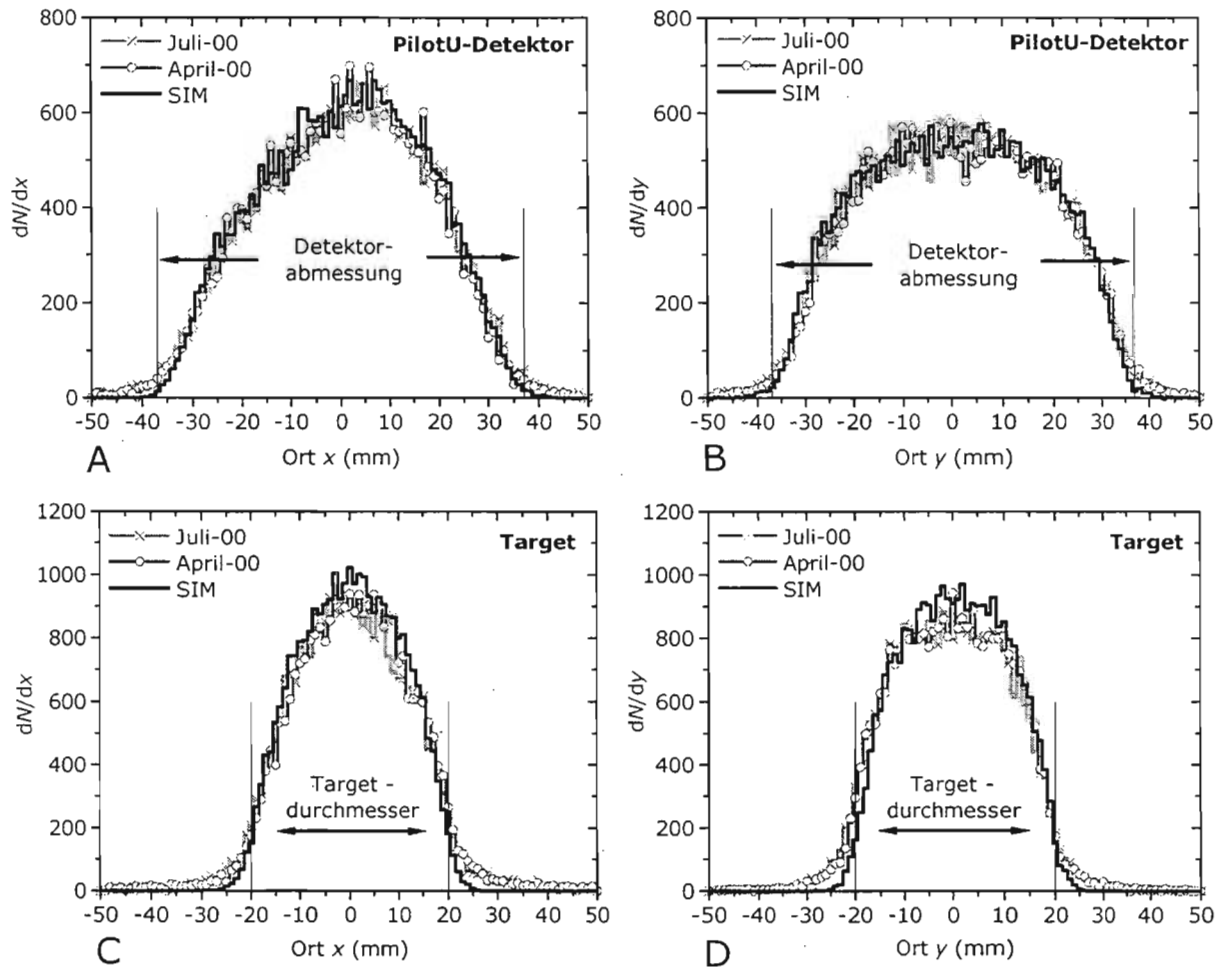


Bild 4.2: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor (A und B) und dem Target (C und D) im Vergleich zwischen Messungen und Simulation (SIM). Die Bilder (A) und (C) sind Projektionen in der Bezugsebene, (B) und (D) senkrecht dazu. Durch Anpassung an das Spektrum (A) wurde die in der Simulation verwendete energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler empirisch bestimmt.

Protonen außerhalb der realen Abmessungen nachgewiesen worden, als es sich mit der Simulation ergibt⁶⁰.

Die Simulation unterschätzt offensichtlich den Effekt der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler oder das Stragling der Protonen. Die Richtungsänderungen der Protonen sind in den hier dargestellten Abbildungen nach dem ersten Term der Molière-Theorie bestimmt worden (Gaußanteil), aber auch bei Rechnungen mit den ersten drei Termen aus Gleichung (6) bleiben die Unterschiede zu den Messungen. Die Häufigkeit großer Streuwinkel wird in der Simulation offenbar unterschätzt. Die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler wurde nach den Ergebnissen aus dem Abschnitt 2.6.5 mit 4 mm angenommen (Halbwertsbreite der Gaußfunktion).

⁶⁰ Die Referenzprotonenrichtung bildet einen Winkel von 17° zur Flächennormalen des Targets, während der Betrachter senkrecht auf das Target blickt. Dadurch treten die Unterschiede zwischen Simulation und Messung in der Bezugsebene aufgrund der Geometrie deutlicher hervor, senkrecht zur Bezugsebene hat dieser Effekt keinen Einfluss. Dennoch sind bei beiden Projektionen etwa gleich große Abweichungen zwischen Messung und Simulation zu beobachten. Die Ursache hierfür konnte nicht geklärt werden.

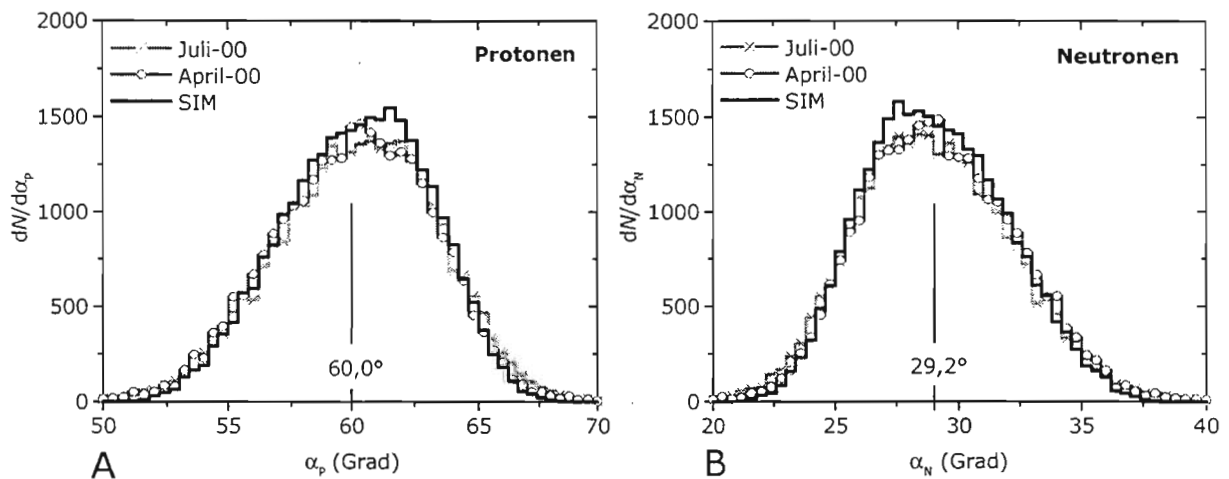


Bild 4.3: Vergleich der gemessenen und der simulierten (SIM) Streuwinkelverteilungen der Protonen (A) und der Neutronen (B).

Aus den rekonstruierten Richtungsvektoren werden die Streuwinkel der Protonen und Neutronen gegen die Richtung des primären Neutronenstrahls bestimmt. Das wird in der Simulation ebenso durchgeführt wie bei der Auswertung der Messdaten, obwohl in der Simulation neben den rekonstruierten Streuwinkeln auch die „richtigen“ Streuwinkel direkt nach dem (n,p)-Stoß bekannt sind. Das Bild 4.3 zeigt eine gute Übereinstimmung der Streuwinkelverteilungen zwischen der Simulation und den Messdaten, wobei in der Simulation besonders große und besonders kleine Winkel seltener auftreten als in den Messdaten. Dieser Befund deckt sich mit den Beobachtungen aus den Ortsspektren, da die Protonen, die um extreme Winkel gestreut werden, häufiger in den Randbereichen auftreten.

Das Bild 4.5 zeigt die Energiespektren der Protonen beim Erreichen des PilotU-Detektors. Die gemessenen Pulshöhen sind mit γ -Nuklidquellen kalibriert und mit der Lichtausbeutefunktion in Protonenenergie umgerechnet worden.

Auch hier ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Messungen mit der Simulation. Das ist ein wichtiges Ergebnis, da diese Spektren von einer Vielzahl von Parametern beeinflusst werden. Die Protonenenergiespektren ergeben sich aus der Energie des primären Neutrons, dem Energieübertrag bei der (n,p)-Streuung und den Energieverlusten des Protons auf dem Weg zum PilotU-Detektor. Da der Energieübertrag auf das Proton eine Funktion des Streuwinkels ist, werden die Energiespektren auch von der Häufigkeitsverteilung der Streuwinkel beeinflusst. Die Verteilung der Streuwinkel der nachgewiesenen Protonen hängt wiederum mit der Fluenzverteilung in der Bezugsebene zusammen, so dass auch die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler die Energiespektren beeinflusst. Die Anpassung der simulierten Fluenzverteilung der Protonen in dem Ortsspektrum des PilotU-Detektors in der

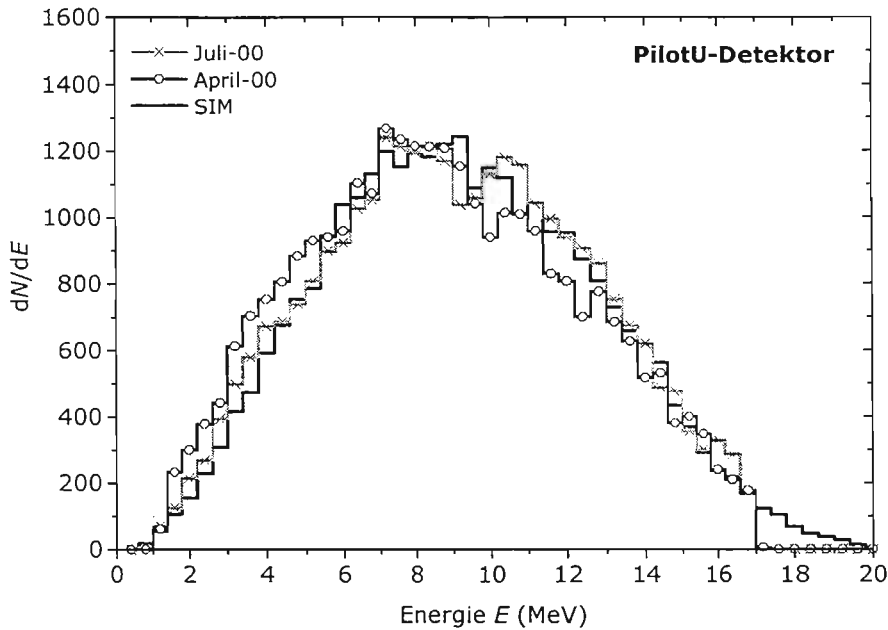


Bild 4.5: Energie der Protonen bei Erreichen des PilotU-Detektors im Vergleich der Messungen mit der Simulation (SIM). Dieses Energiespektrum ergibt sich aus der Energie der primären Neutronen, der Häufigkeitsverteilung der Streuwinkel und den Energieverlusten der Protonen im Target, in den Vieldrahtzählern und im Halbleiterdetektor. Zudem werden die gemessenen Spektren von der Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors und von den γ -Kalibrierungen beeinflusst.

Bezugsebene hat also gleichzeitig das Energiespektrum der Simulation mit den Messungen in Einklang gebracht.

Die gute Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Energiespektren in Bild 4.5 zeigt, dass der Energieübertrag bei der (n,p)-Streuung und die Bestimmung der Energieverluste in der Simulation mit der Ermittlung der Protonenenergie aus der Lichtausbeutefunktion und der γ -Kalibrierung konsistent sind, wenn in der Simulation mit einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler gerechnet wird. Von besonderem Interesse ist die Frage, ob die Simulation die rekonstruierte

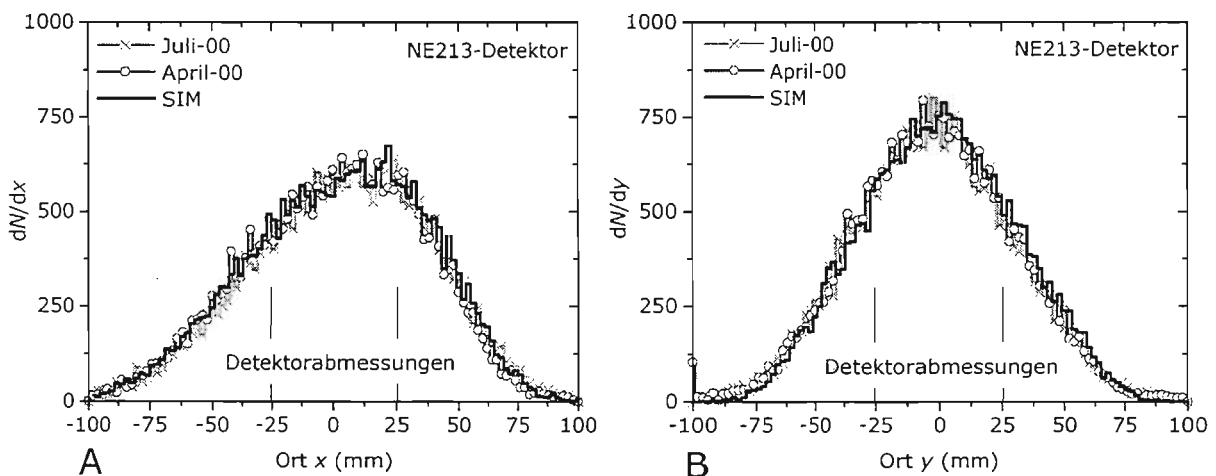


Bild 4.4: Rekonstruierte Ortsspektren der gestreuten Neutronen auf der Detektorebene des NE213-Detektors in der Bezugsebene (A) und senkrecht dazu (B). Als Abstand der Detektorebene zum Target wurde die Entfernung bis zur Frontfläche des NE213-Detektors gewählt. Dargestellt sind die Messdaten aus den Strahlzeiten im April und Juli 2000, sowie die entsprechenden rekonstruierten Spektren aus der Simulation (SIM).

Fluenzverteilung der Neutronen auf dem NE213-Detektor wiedergibt. Wie in Bild 4.4 zu sehen, ist das der Fall. Die rekonstruierte Fluenzverteilung der Simulation stimmt mit den entsprechenden gemessenen Spektren überein. Auch die unterschiedlichen Formen der Ortsspektren auf dem NE213-Detektor in den beiden Projektionsebenen (verursacht durch die ungleichen Streuwinkel von Neutron und Proton, vergleiche Seite 89f) finden sich in der Simulation wieder.

Um die in Bild 4.1 bis Bild 4.4 gezeigte gute Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen zu erreichen, ist eine mit der Messung vergleichbare Fluenzverteilung der Protonen in der Simulation erforderlich. Die in den Messdaten in der Bezugsebene auftretende Asymmetrie ist, wie bereits erwähnt, in der Simulation durch Einführung einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler berücksichtigt worden. Dafür wird aus der Energie der Protonen ihr Energieverlust in dem Zählgas Isobutan bestimmt und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Protons als lineare Funktion dieses Energieverlustes gewählt. Der Verlauf dieser Funktion wurde variiert, bis sich die richtige Fluenzverteilung ergab. Für hohe Energieverluste wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit bei eins belassen und für kleinere Energieverluste reduziert bis herab auf 50%.

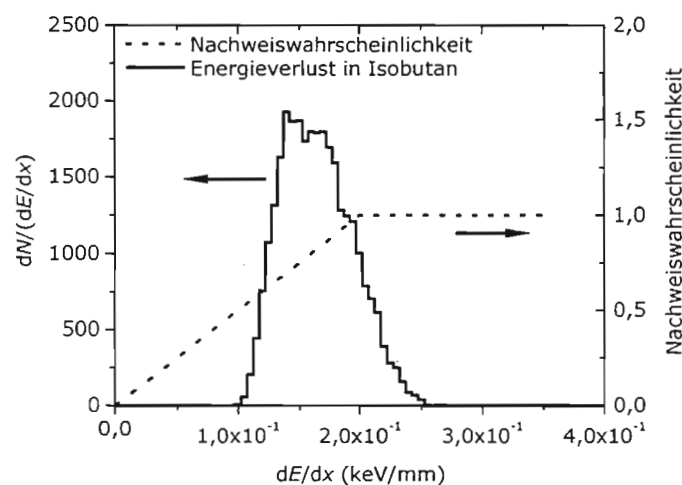


Bild 4.6: Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler in der Simulation (gestrichelt) und Spektrum der Energieverluste der Protonen in Isobutan. Die Energieverluste wurden mit der Simulation bestimmt und liegen etwa zwischen $1 \cdot 10^{-1}$ keV/mm und $2,5 \cdot 10^{-1}$ keV/mm. Oberhalb von $2 \cdot 10^{-1}$ keV/mm ist die Nachweiswahrscheinlichkeit auf 1,0 gesetzt, bei $1 \cdot 10^{-1}$ keV/mm auf 0,5. Zwischen diesen Werten wird linear interpoliert. Der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit ist durch Anpassung der Simulation an das Ortsspektrum der Protonen auf dem PilotU-Detektor in der Bezugsebene empirisch bestimmt worden.

Der in Bild 4.6 gezeigte Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde ausschließlich durch die Anpassung der Simulation an das Ortsspektrum des PilotU-Detektors in der Bezugsebene festgelegt. Dieses Spektrum wurde gewählt, da hier die Asymmetrie in den Messdaten am deutlichsten hervortritt. Die Übereinstimmung der Simulation mit den übrigen gezeigten Spektren (auch mit dem Energiespektrum in Bild 4.5) ergibt sich dann automatisch.

4. Simulation der TCAP-Messeinrichtung

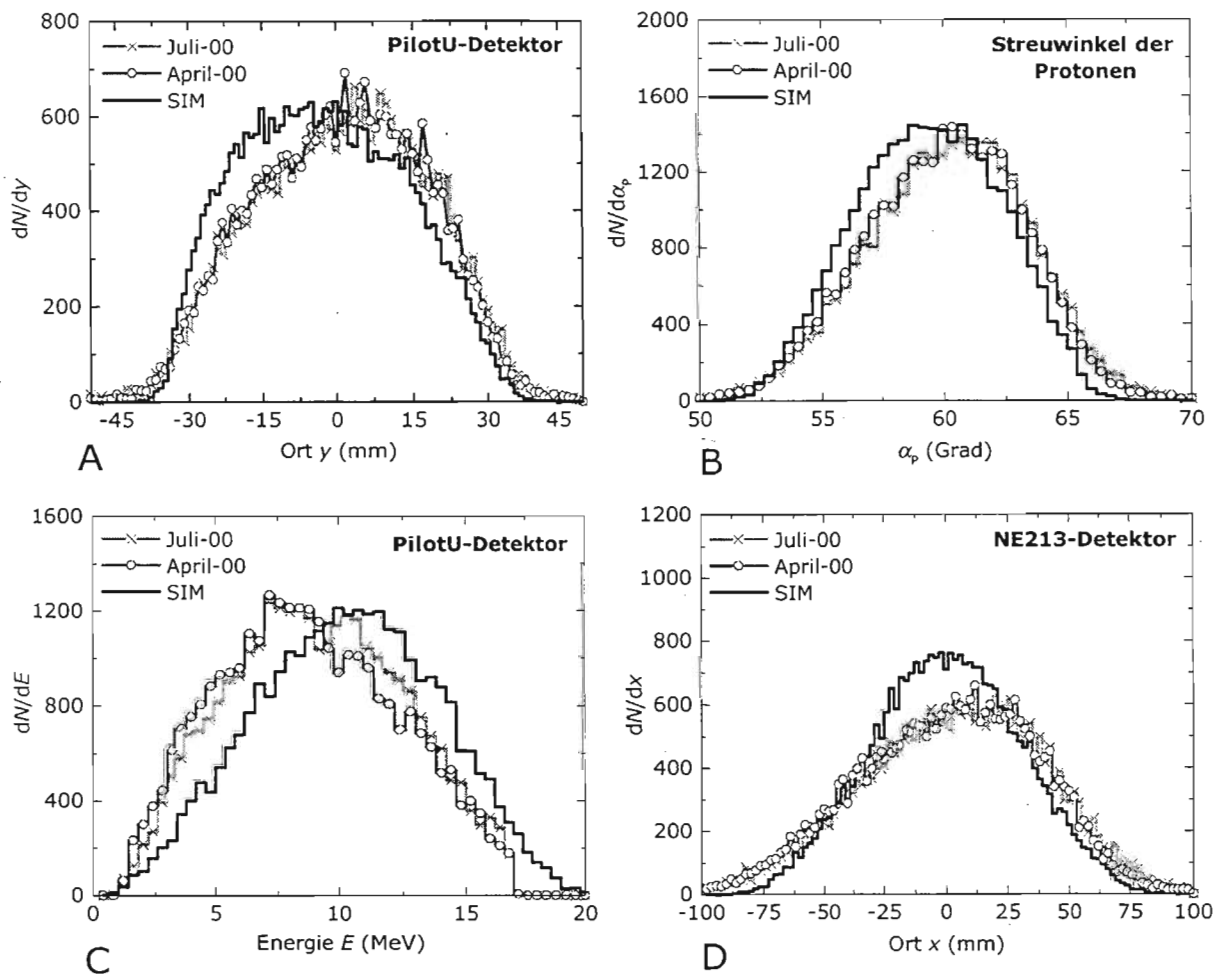


Bild 4.7: Simulation mit energieunabhängiger Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler. Diese Abbildung zeigt die Ortsverteilung der Protonen auf dem PilotU-Detektor in der Bezugsebene (A), die Streuwinkel der Protonen (B), das Energiespektrum auf dem PilotU-Detektor (C) und die Ortsverteilung der Neutronen auf dem NE213-Detektor in der Bezugsebene (D). Dargestellt sind die Daten aus den Messungen und aus der Simulation (SIM). In der Simulation ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler für alle Protonen unabhängig von ihrer Energie auf eins gesetzt.

Der Einfluss der Nachweiswahrscheinlichkeit auf die simulierten Spektren ist in dem Bild 4.7 demonstriert. In dem Bild ist eine Auswahl von Spektren dargestellt, bei denen in der Simulation eine konstante Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler verwendet wurde. Die Abweichungen zu den Messdaten sind offensichtlich. Das simulierte Ortsspektrum der Protonen in der Bezugsebene (A) entspricht nicht mehr den Messungen, sondern liefert eine vom Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (n,p)-Streuung dominierte unsymmetrische Verteilung, bei der mehr Protonen unter kleinen Streuwinkeln (linke Seite des PilotU-Detektors) auftreten. Entsprechend ist die Verteilung der Protonenstreuwinkel in Abbildung (B) zu kleineren Winkeln verschoben. Ebenso ergibt sich für die simulierte Ortsverteilung der gestreuten Neutronen auf der Detektorebene des NE213-Detektors eine von den Messdaten deutlich abweichende Verteilung (siehe Bild 4.7-D).

Bei einer energieunabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler stimmt auch das simulierte Energiespektrum der Protonen im PilotU-Detektor nicht mit der

Messung überein, wie in Abbildung (C) in Bild 4.7 zu sehen. Das ist ein wichtiges Ergebnis, da das Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors nur indirekt von den Vieldrahtzählern abhängig ist.

Die bisher in diesem Abschnitt gezeigten Spektren enthalten die Summe aller nachgewiesenen Ereignisse. Die Simulation gibt die gemessenen Daten aber nicht nur in der Summe richtig wieder, sondern z.B. auch bei der Auswahl von Streuwinkelintervallen der Protonen. Die folgenden Abbildungen zeigen eine Auswahl der Ortsspektren der Protonen sowie die Energiespektren im Vergleich zwischen Messung und Simulation bei der Auswahl von Protonen mit extremen Streuwinkeln. Die dargestellten Spektren sind nicht einzeln normiert, sondern stellen eine Teilmenge der bisher gezeigten Daten dar, die in der Summe bezüglich der Anzahl der nachgewiesenen Protonen normiert sind.

Die Protonen, die in das Bild 4.8 eingehen, haben einen Streuwinkel zwischen 62° und 66° . Wie in den Ortsspektren in der Bezugsebene (A und C) zu sehen, treten große Streuwinkel erwartungsgemäß auf der rechten Seite des PilotU-Detektors und auf der linken Seite des Targets auf.⁶¹ Senkrecht zur Bezugsebene ergeben sich hingegen symmetrische Verteilungen, die über die gesamte Fläche des Targets bzw. PilotU-Detektors reichen (vergleiche Bild 4.8-B und -D). Das folgt aus der isotropen Emission der gestreuten Protonen senkrecht zur Bezugsebene.

Da beim (n,p)-Stoß der Energieübertrag auf das Proton in guter Näherung von der Gleichung (2) (siehe Seite 12) beschrieben wird, werden bei der Auswahl großer Streuwinkel kleine Protonenenergien im PilotU-Detektor gemessen (vergleiche Bild 4.8-E).

Bei der Auswahl kleiner Streuwinkel gilt die analoge Argumentation für die Orts- und Energiespektren. Die Protonen in dem Bild 4.9-A bis -E liegen in dem Streuwinkelintervall von 62° bis 66° . Entsprechend treffen sie den PilotU-Detektor hauptsächlich auf der linken Seite (A) und werden vermehrt aus der rechten Seite des Targets emittiert (C). Die Energien dieser Protonen sind erwartungsgemäß deutlich größer (E).

⁶¹ Die Blickrichtung des Beobachters auf die Ortsspektren folgt der Protonenbewegung (siehe auch Bild 1.3).

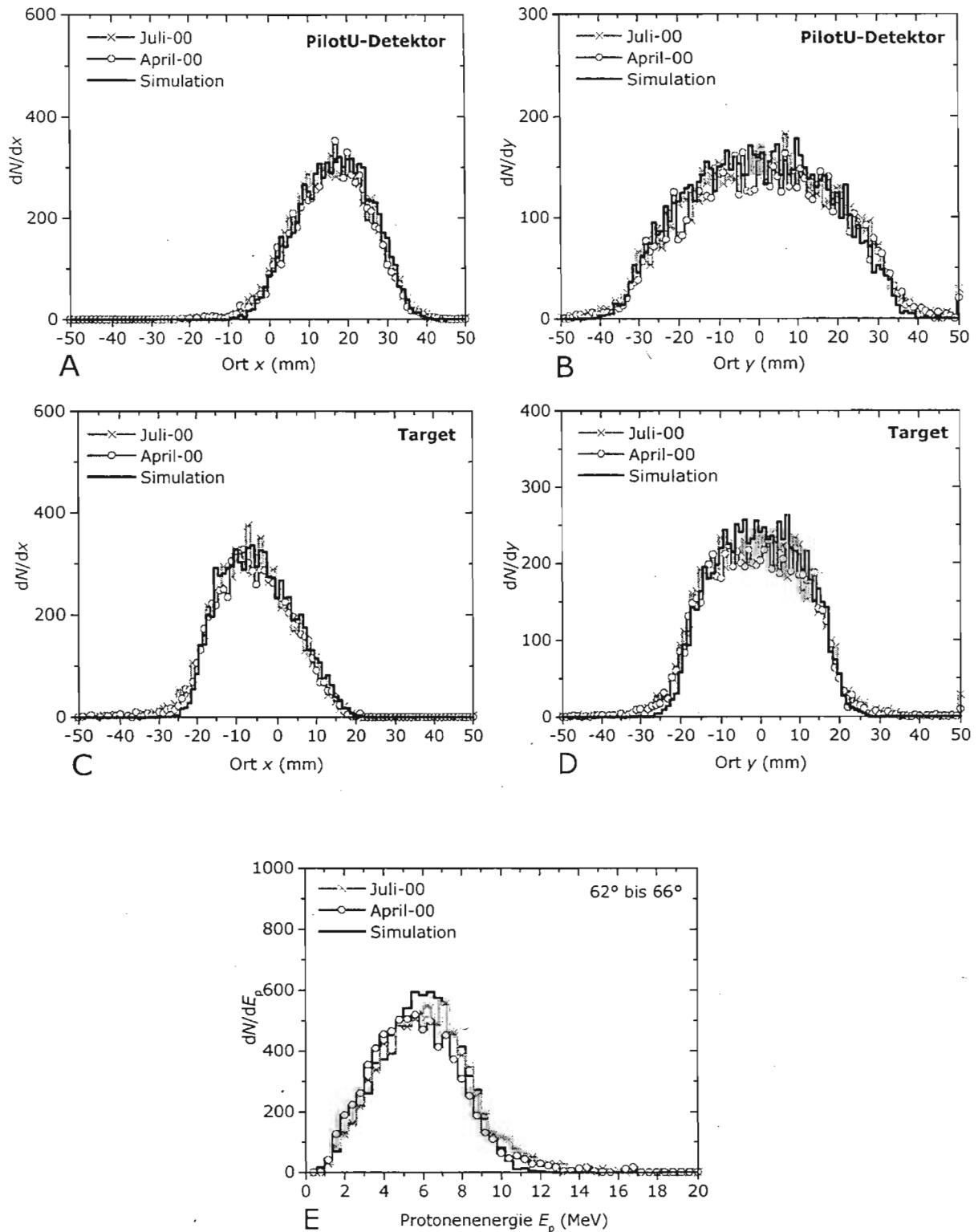


Bild 4.8: Auswahl großer Streuwinkel: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor (A und B) und dem Target (C und D) und ihre Energiespektren (E) bei Auswahl von Protonen, deren Streuwinkel in dem Intervall zwischen 62° und 66° liegt. Die Abbildungen zeigen die gemessenen Daten aus beiden Strahlzeiten und die analogen Spektren aus der Simulation.

4. Simulation der TCAP-Messeinrichtung

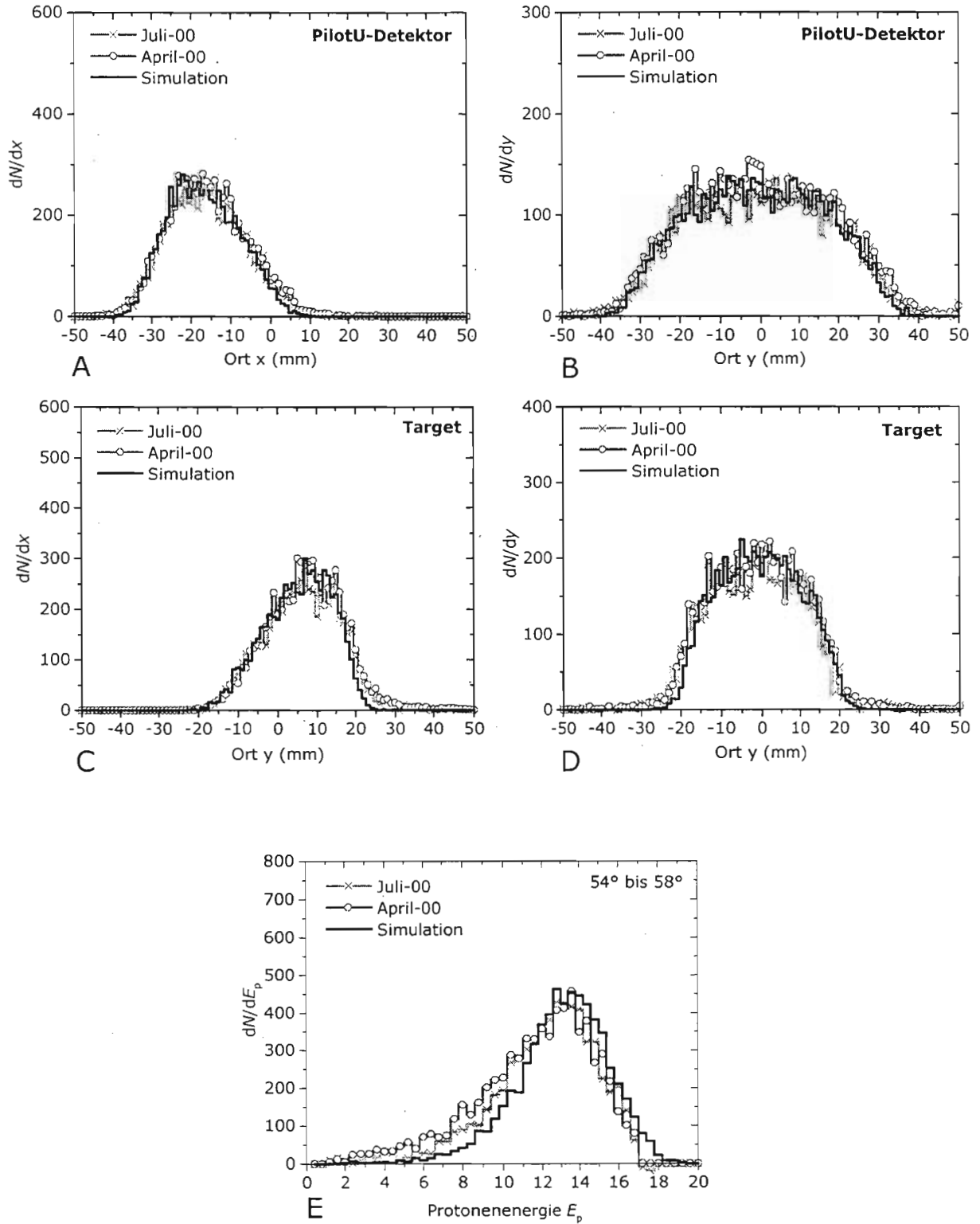


Bild 4.9: Auswahl kleiner Streuwinkel: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor (A und B) und dem Target (C und D) und ihre Energiespektren (E) bei Auswahl von Protonen, deren Streuwinkel in dem Intervall zwischen 54° und 58° liegt. Die Abbildungen zeigen die gemessenen Daten aus beiden Strahlzeiten und die analogen Spektren aus der Simulation.

4.5 Bestimmung des Korrekturfaktors ($K_{W/R}$)

Die zentrale Aufgabe der TCAP-Messeinrichtung ist die Rekonstruktion der Fluenzverteilung der gestreuten Neutronen anhand der Rückstoßprotonen. Mit den rekonstruierten Neutronenrichtungsvektoren wird die Anzahl der Neutronen bestimmt, die den Neutronendetektor getroffen haben.

Die Rekonstruktion der Neutronenorte entspricht im Ergebnis einer Faltung der wahren Neutronenorte mit der Ortsauflösung die sich für die Neutronen ergibt. Diese „Faltung“ wird von der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler und von dem Stragglings der Protonen bestimmt. Diese beiden Effekte bewirken, dass die rekonstruierte Protonentrajektorie von dem Impulsvektor des Protons direkt nach dem Stoß im allgemeinen abweicht. Die Differenzen übertragen sich auf den rekonstruierten Richtungsvektor des Neutrons und damit auf die Fluenzverteilung der Neutronen auf dem NE213-Detektor.

Durch die Fehllokalisationen werden einige Neutronen als Treffer auf dem NE213-Detektor gewertet, die den Detektor real nicht getroffen haben und umgekehrt.

Wäre die Fluenzverteilung der gestreuten Neutronen homogen, würde sich im Mittel die Streuung in alle Richtungen kompensieren, weil es weder für die Richtungsablenkung der Protonen noch für die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler eine Vorzugsrichtung gibt. Die Anzahl der Neutronen, die gemäß der Rekonstruktion die Frontfläche des NE213-Detektors durchsetzt haben, würde in diesem Fall, im Rahmen der statistischen Unsicherheit, der wahren Anzahl entsprechen. Die ausgewählten Neutronen entsprächen nicht denen, die den Detektor tatsächlich getroffen haben, aber ihre Anzahl würde mit dem gesuchten Wert übereinstimmen. Die Grundlage für diese Kompensation ist die Tatsache, dass das Kalibrierfeld der TCAP-Messeinrichtung deutlich größer ist als der NE213-Detektor.

Wie in Bild 4.4 zu sehen, ist die Fluenzverteilung der gestreuten Neutronen auf dem NE213-Detektor aber nicht homogen, vielmehr treten Gradienten auf. Bei einer Faltung der Fluenzverteilung mit der Ortsauflösung aus der Rekonstruktion werden Gradienten abgeflacht, so dass im allgemeinen eine Differenz zwischen der wahren und der rekonstruierten Fluenzverteilung zu erwarten ist.

Diese Differenz wird mit Hilfe der Simulation der TCAP-Messeinrichtung untersucht. Im Gegensatz zu den Messungen ist in der Simulation ein Vergleich der wahren mit der rekonstruierten Fluenzverteilung möglich. Dafür werden die Ortsspektren der Neutronen auf dem NE213-Detektor auf zwei unterschiedlichen Wegen erzeugt. Zum einen werden die gestreuten Neutronen gradlinig zu der Detektorebene transportiert und die

Schnittpunkte mit der Ebene als die wahren Neutronenorte angesehen. Der andere Weg entspricht dem Vorgehen bei der Auswertung der Messdaten. Die Messpunkte der Vieldrahtzähler werden verbunden und so der Richtungsvektor des Protons rekonstruiert. Aus diesem ergibt sich mit der Energie des primären Neutrons über die Kinematik des (n,p)-Stoßes der rekonstruierte Richtungsvektor des gestreuten Neutrons und damit die rekonstruierten Ortsspektren.

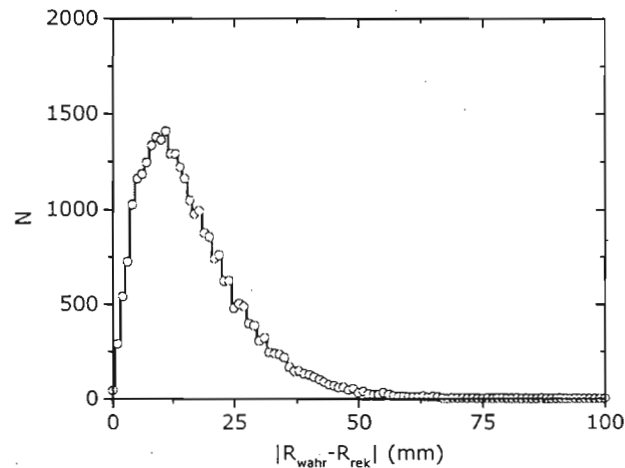


Bild 4.11: Spektrum der Differenzen zwischen den „wahren“ und den rekonstruierten Orten der Neutronen auf dem NE213-Detektor.

Die Verteilung der Abstände zwischen den wahren und den rekonstruierten Positionen der Neutronen auf dem NE213-Detektor ist in Bild 4.11 dargestellt. Die mittlere Abweichung beträgt immerhin 16 mm bei einem Detektordurchmesser von 5,1 cm.

Die wahren und rekonstruierten Ortsspektren der gestreuten Neutronen auf dem NE213-Detektor sind in Bild 4.10 dargestellt. Es ergibt sich ein nur geringer Unterschied zwischen den Fluenzverteilungen.

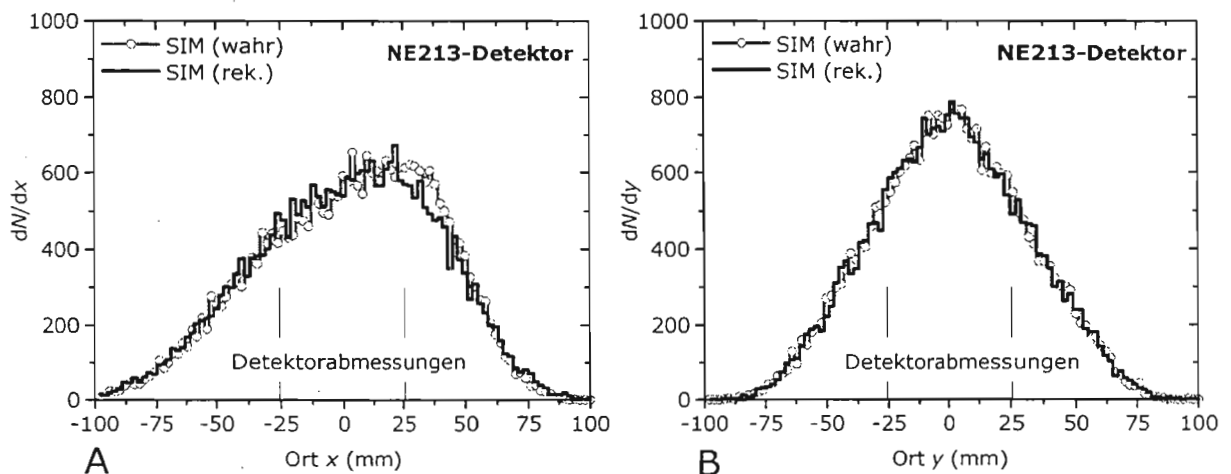


Bild 4.10: Vergleich der simulierten wahren und rekonstruierten Neutronenfluenzen auf dem NE213-Detektor. Abbildung (A) zeigt die Projektion in der Bezugsebene, Abbildung (B) senkrecht dazu.

Aus dem Vergleich in Bild 4.10 wird der Korrekturfaktor ($K_{W/R}$) bestimmt, mit dem die Messdaten korrigiert werden. Die Anzahl der Neutronen, die in den Messdaten gemäß der Rekonstruktion die Frontfläche des NE213-Detektors durchsetzen, wird mit diesem Faktor multipliziert, um die wahre Anzahl zu bestimmen.

Der Korrekturfaktor ist eine Funktion der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler und des Protonenstragglings, wobei sich die Unsicherheiten dieser Einflussgrößen übertragen. Die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler liegt im Mittel bei $(4 \pm 1,7)$ mm. Die Verteilung der Stragglingswinkel der Protonen beim Durchgang durch Materie wird mit der Molière-Theorie berechnet und daraus die Richtungsänderung der Protonen bestimmt. Die Unsicherheit der Breite der Verteilung wird mit $\pm 10\%$ angenommen.⁶²

Bei Variation der Ortsauflösung und des Protonenstragglings um ihre Standardunsicherheit schwankt der Wert des Korrekturfaktors $K_{W/R}$ zwischen 0,98 und 1,02. Unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten ergibt sich der Korrekturfaktor zu:

$$K_{W/R} = (1,00 \pm 0,03)$$

Auf der Fläche des NE213-Detektors hebt sich die Anzahl der Fehllokalisationen in diesem Fall gerade ideal auf. Der Korrekturfaktor hat aber durchaus seine Berechtigung, wie in dem Bild 4.10-A deutlich wird. Die rechten Flanken der Spektren unterscheiden sich, so dass der Korrekturfaktor deutlich von eins abweichen würde, wenn der Detektor z.B. um einen Detektorradius nach rechts gerückt worden wäre.

⁶² Vergleiche zwischen Molière-Rechnungen und Messungen finden sich z.B. in [ISH91]

Kapitel 5: Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors

5.1 Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit ($\bar{\epsilon}$)

Das Ziel der Messungen am Hochenergieneutronenstrahl war die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}$ des NE213-Detektors durch Exposition mit Neutronen aus der (n,p)-Streuung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Quotienten der Anzahl vom Detektor nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) und der Anzahl der Neutronen, die den Detektor getroffen haben (N_{EXP}):

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{N_{\text{EXP}}} \cdot \sum_{i=P_S}^{P_{\text{MAX}}} (N_{\text{DET}})_i \quad (17)$$

- $\bar{\epsilon}$ = Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors, gemittelt über die Detektorfrontfläche und das betrachtete Energieintervall
 $(N_{\text{DET}})_i$ = Anzahl nachgewiesener Neutronen im i-ten Pulshöhenintervall
 P_S, P_{MAX} = Pulshöhenschwelle, maximale Pulshöhe
 N_{EXP} = Anzahl der Neutronen, mit der der Detektor exponiert wurde

Da die gestreuten (n,p)-Neutronen nicht monoenergetisch sind, wird eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}$ über das betrachtete Energieintervall von etwa 40-50 MeV gemessen (siehe Bild 5.5). Dem Nenner in der Gleichung (17) entspricht bei der TCAP-Messeinrichtung die Anzahl der Neutronen, die gemäß ihrer rekonstruierten Trajektorie die Frontfläche des NE213-Detektors treffen. Diese Anzahl ist das Produkt aus der mittleren Fluenz auf der Frontfläche des NE213-Detektors und dessen Querschnittsfläche. Die Anzahl nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) wird aus den Messsignalen des NE213-Detektors definiert, wobei gefordert wird, dass die Pulshöhensignale oberhalb der Schwelle P_S liegen.

Aufgrund der Geometrie der TCAP-Messeinrichtung ist das Feld der gestreuten Neutronen divergent und inhomogen. Die Inhomogenität ist unter anderem eine Folge der unterschiedlichen Referenzstreuwinkel der Neutronen und Protonen.⁶³ Zudem bewirken die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel und die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler ein inhomogenes Kalibrierfeld. Die Divergenz des Feldes ergibt sich aus dem geringen Abstand zum Target.

⁶³ Der kreisförmige PilotU-Detektor wird wegen der unterschiedlichen Protonen- und Neutronenreferenzwinkel von 60,0° und -29,2° von den assoziierten Neutronen als Ellipse abgebildet.

In einem Parallelfeld wäre die Fluenz der Neutronen, die den Detektor trafen, für jede Ebene des Detektors gleich und damit eindeutig und unabhängig vom Abstand zur Quelle. Jedes Neutron, das die Frontfläche des Detektors durchquerte, würde dieselbe Strecke im Szintillatormaterial zurücklegen, so dass eine Wechselwirkung für alle Neutronen gleich wahrscheinlich wäre. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wäre trotzdem eine Funktion des Auftreffpunktes des Neutrons auf den Detektor, weil am Rande des Detektors entstehende Sekundärteilchen mit höherer Wahrscheinlichkeit den Szintillator verlassen, ohne ein hinreichend hohes Pulshöhensignal zu erzeugen.⁶⁴ Zudem existieren im allgemeinen Ortsabhängigkeiten des Lichttransports und der Empfindlichkeit des Photomultipliers. Über diese Effekte wird hier gemittelt, indem die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Neutron bestimmt wird, das den Detektor an einer beliebigen Stelle auf der Frontfläche trifft.

Bei einem divergenten Strahl (wie im vorliegenden Fall) ist die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit geringer als bei einem Parallelstrahl, weil die Neutronen, die den Detektor im Randbereich treffen, kürzere Wege im Szintillatormaterial zurücklegen⁶⁵, woraus geringere Wahrscheinlichkeiten für eine Kernwechselwirkung resultieren. Zudem haben die Sekundärteilchen, wegen des auf den Detektorrand gerichteten Impulsvektors des Neutrons, eine größere Entkommwahrscheinlichkeit.

Die Fluenz der Neutronen, die den Detektor durchqueren, ist wegen des divergenten Feldes eine Funktion des Abstandes von der Quelle. Damit hat die Bestimmung der Entfernung des Detektors zur Quelle einen Einfluss auf das Ergebnis der Nachweiswahrscheinlichkeit. Der mechanische Abstand zwischen NE213-Detektor und Target wurde mit einer Unsicherheit von wenigen Millimetern vermessen und liegt bei etwa 70 cm. Die Szintillatorzelle des Detektors hat aber selbst eine Länge von 10,2 cm, ist also von derselben Größenordnung. Es ist daher eine Vereinbarung erforderlich, auf welche Ebene des Detektors die Fluenz zu beziehen ist. In dieser Arbeit wird die Frontfläche des NE213-Detektors als Grundlage verwendet⁶⁶. Als Folge dieser Konvention tragen einige Neutronen zur Fluenz bei, die nur einen kurzen Weg im Szintillator zurücklegen. Diese Tatsache wird mit dem Hinweis auf die Divergenz des Kalibrierfeldes berücksichtigt.

Bei den im folgenden betrachteten Daten wurde bereits, wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, eine Auswahl auf den Hochenergiepeak im Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors und auf Protonen getroffen.

⁶⁴ Selbst für Neutronen, die den Szintillator nicht treffen, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht zwangsläufig null, weil evtl. in der Umgebung entstehende Sekundärteilchen den Szintillator erreichen können.

⁶⁵ Ausgehend von einer isotrop strahlenden Punktquelle betrifft das im Fall der TCAP-Messeinrichtung etwa 10% der Neutronen.

⁶⁶ Für eine Punktquelle kann eine Ebene des Detektors definiert werden, das sogenannte effektive Zentrum, an dem das Abstandsquadratgesetz der Zählrate erfüllt ist. Dieses Zentrum liegt für eine Punktquelle in etwa in der Mitte des Detektors [NOL01].

5.2 Bestimmung der Anzahl nachgewiesener Neutronen

Beschreibung des NE213-Detektors

Der sensitive Teil des NE213-Detektors ist eine zylindrische Zelle von 5,08 cm Durchmesser und 10,16 cm Länge (2x4 inch), die mit dem szintillierenden flüssigen⁶⁷ Kohlenwasserstoff „NE213“ gefüllt ist. Bei diesem Material ist die Abklingzeit des Szintillationslichtes eine Funktion der Ionisierungsdichte des Teilchens, das abgebremst wird. Durch Messung der Abklingzeiten als Funktion der Pulshöhen mit der Methode der Pulsformdiskriminierung („pulse shape discrimination“, PSD) ist die Identifizierung der im Szintillator freigesetzten Sekundärteilchen möglich [LEO94].

Die Zelle ist optisch mit einem Photomultiplier⁶⁸ gekoppelt und mit diesem zusammen in ein zylindrisches Gehäuse von etwa 10 cm Durchmesser und 40 cm Länge eingebaut. Der Photomultiplier des NE213-Detektors wird mit etwa 1800 V betrieben und ist mit einer Temperaturstabilisierung ausgestattet, wie sie schon in Kapitel 2.4.1 für den PilotU-Detektor beschrieben wurde (Feinregelung der Hochspannung auf gleichbleibende Signalhöhe des Lichtes einer pulsierend betriebenen Leuchtdiode als Referenzlichtquelle).

Von dem NE213-Detektor werden folgende Signale aufgezeichnet:

- Das Pulshöhensignal (PH) aus der neunten Dynode (mit zwei verschiedenen Verstärkungen).
- Ein Signal über die Pulsform der Anode (PS), das in der sogenannten PHPS-Matrix gegen die Pulshöhe aufgetragen wird, um Sekundärteilchen zu identifizieren.
- Die Flugzeit der Neutronen, gemessenen gegen ein Hochfrequenzsignal des Beschleunigers.
- Das Zeitspektrum des NE213-Detektors gegen das Triggersignal der Datenaufnahme (Koinzidenz). Der Zeitpunkt dieses Triggersignals wird vom PilotU-Detektor bestimmt.

Die folgenden Abbildungen in Bild 5.1 bis Bild 5.3 zeigen Spektren des NE213-Detektors aus den Strahlzeiten am Hochenergieneutronenstrahl im Juli und April 2000. Dargestellt sind die Daten von den Ereignissen, die in dem Protonenzweig im Hochenergiepeak des PilotU-Detektors liegen und in der ΔE - E -Matrix als Protonen identifiziert wurden. In den Flugzeitspektren des NE213-Detektors ist dementsprechend neben einem Untergrund von Zufallskoinzidenzen nur der Hochenergiepeak zu sehen, niederenergetische Neutronen sind bereits aussortiert. Die dargestellten Pulshöhenspektren sind mit γ -Quellen kalibriert und die dabei bestimmte Nullpunktverschiebung ist in den Spektren berücksichtigt worden. Die Flugzeitspektren wurden mit Zeitkalibriereinheiten skaliert.

⁶⁷ Bei Temperaturänderungen weicht ein Teil der Flüssigkeit in ein Zusatzvolumen aus, von dem aus kein Licht auf die Photokathode gelangt.

⁶⁸ Hersteller Phillips, Modelbezeichnung „XP2020“

5. Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors

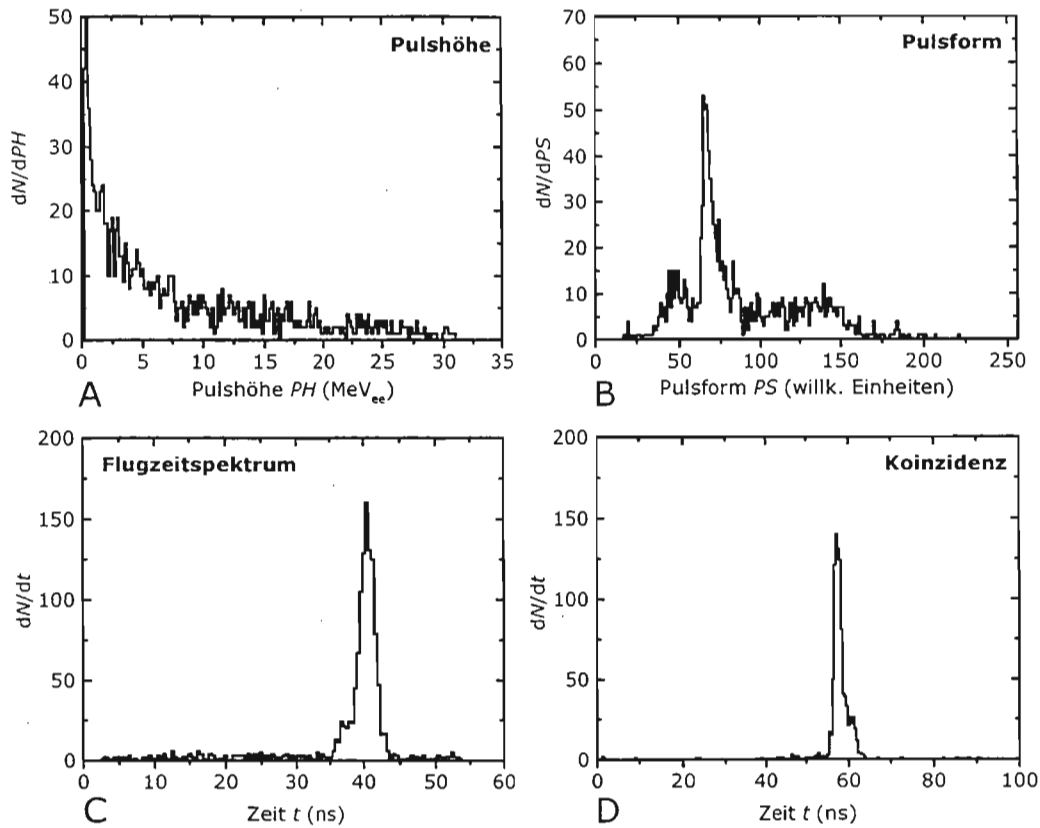


Bild 5.1: Spektren des NE213-Detektors aus der Messung UCL 4/00 mit der Auswahl auf die Ereignisse, die im Protonenzweig als Protonen erkannt sind und im Hochenergiepeak des Flugzeitspektrums des PilotU-Detektors liegen.

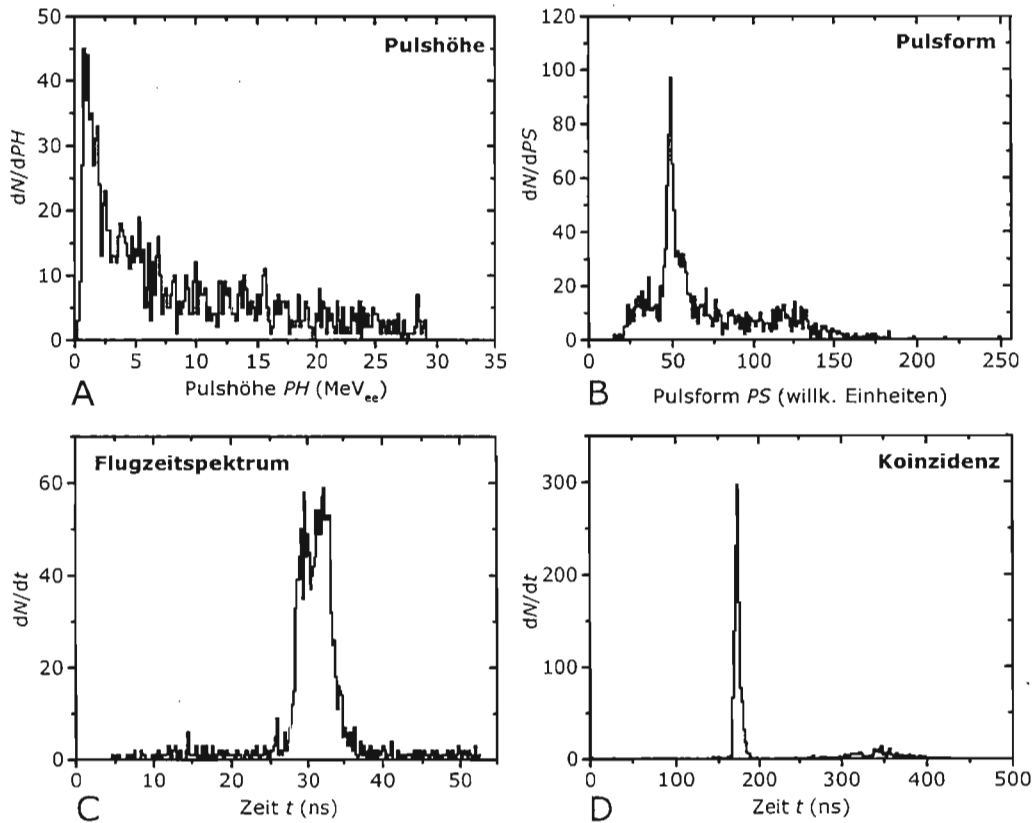


Bild 5.2: Spektren des NE213-Detektors aus der Messung UCL 7/00. Auswahl der Daten wie bei Bild 5.1.

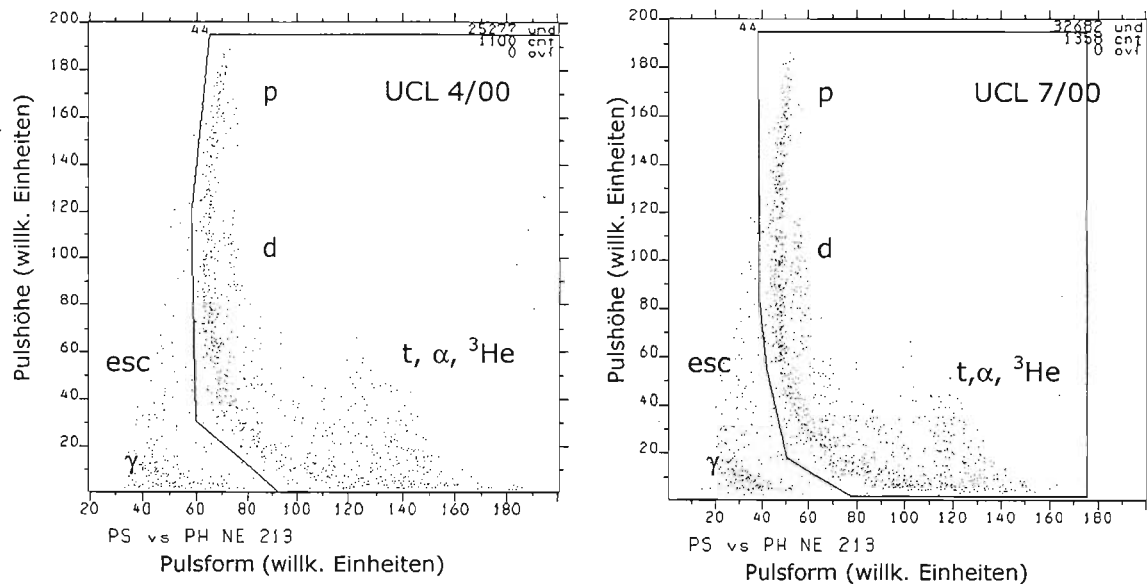


Bild 5.3: Matrix der Pulsform gegen die Pulshöhe des NE213-Detektors (PHPS-Matrix). Die Daten stammen aus den Strahlzeiten am Hochenergieneutronenstrahl UCL 4/00 und UCL 7/00. Die dargestellten Konturbedingungen dienen dazu, die γ -Ereignisse auszusortieren. (p)=Protonen, (d)=Deuteronen, (t)=Tritonen, (α)=Alphateilchen. (esc)="escape"-Teilchen, die nur einen Teil ihrer Energie im Szintillator deponiert haben.

Definition des Nachweises eines Neutrons mit dem NE213-Detektor

Mit den in Bild 5.1 bis Bild 5.3 gezeigten Daten des NE213-Detektors werden die Anforderungen definiert, die für den Nachweis eines Neutrons gefordert werden. Es wird davon ausgegangen, dass der NE213-Detektor ein Neutron detektiert hat, wenn das Ereignis

1. eine Pulshöhe oberhalb der Mindestpulshöhe von $2,5 \text{ MeV}_{ee}^{69}$ hat,
2. im Flugzeitpeak liegt und
3. in der PHPS-Matrix nicht als γ -Ereignis erscheint.

Die Notwendigkeit der Forderung einer Mindestpulshöhe ergibt sich aus der Verteilung neutroneninduzierter Pulshöhen [NOL93]. Die im Szintillator freigesetzten geladenen Sekundärteilchen zeigen ein breites Energiespektrum und können zudem bei Neutronenwechselwirkungen am Rande des sensitiven Volumens das Szintillationsmaterial auf kurzem Wege verlassen und beliebig kleine Pulshöhen am Ausgang des Detektors erzeugen. Die Pulshöhen des NE213-Detektors münden daher übergangslos in das elektronische Rauschen auf den Signalleitungen. Während einer Messung werden alle Pulshöhen oberhalb des Rauschens aufgezeichnet, die Anzahl der Ereignisse im Pulshöhenspektrum hängt damit von dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis ab. Um zu vergleichbaren Ergebnissen zu kommen, wird das Pulshöhenspektrum mit γ -Quellen kalibriert und bei der Auswertung per Software eine Schwelle auf die Pulshöhe gesetzt, die deutlich über der Hardwareschwelle der Messelektronik liegt.

⁶⁹ Die Lage der Schwelle bei $2,5 \text{ MeV}_{ee}$ ist in der Vergleichbarkeit mit vorhandenen Daten motiviert.

In der PHPS-Matrix werden, wie in Bild 5.3 gezeigt, die sogenannten γ -Ereignisse aussortiert. Das sind die Kernreaktionen, bei denen ein Neutron in einem elastischen Stoss einen Kern angeregt hat, ohne dass ein geladenes Teilchen emittiert wurde. Diese Ereignisse werden allgemein nicht in die Auswertung einbezogen, um Messungen direkt mit der Simulation *SCINFUL* vergleichen zu können [NOL93]. *SCINFUL* simuliert die Nachweiswahrscheinlichkeit von Szintillatoren, wobei allerdings der Anteil bei Kernreaktionen entstehender γ -Quanten unzureichend beschrieben wird.

Oberhalb der γ -Ereignisse liegen in der Matrix die Teilchen, die nur einen Teil ihrer Energie im Szintillator abgegeben haben („escape“-Teilchen). Diese Ereignisse werden mit aussortiert, weil sie von den γ -Quanten nicht eindeutig zu trennen sind.

Auffällig ist in dem Bild 5.2-C die Doppelstruktur des Flugzeitpeaks aus der zweiten Strahlzeit UCL 7/00. Diese Doppelstruktur ist die Folge einer Pulshöhenabhängigkeit des Diskriminators mit dem das Flugzeitsignal des Detektors aufbereitet wird (sog. „walk“). Diese Abhängigkeit ist leicht daran zu erkennen, dass einer der Peaks ausschließlich von großen und der andere nur von kleinen Pulshöhen stammt (nicht dargestellt). Mit der in Kapitel 3.3 beschriebenen Korrektur der Flugzeitdrift hat diese Doppelstruktur nichts zu tun. Für die Auswertung der Daten bleibt dieser Effekt ohne Folgen.

Zeitspektrum

Die Ereignisse, die in den Flugzeitspektren des NE213-Detektors (Bild 5.1-C und Bild 5.2-C) in den Maxima liegen, treten zeitlich koinzident mit den assoziierten Protonen im Protonenzweig auf⁷⁰ und sollten im Zeitspektrum des NE213-Detektors ebenfalls als Peak erscheinen. Wie in Bild 5.1-D und Bild 5.2-D zu sehen, tritt in den entsprechenden Zeitspektren auch jeweils ein Peak auf. In diesen Zeitpeaks sind aber bei beiden Strahlzeiten nicht alle Ereignisse enthalten, die im Flugzeitpeak liegen. Das ist ein Widerspruch, da die Flugzeitspektren und die Zeitspektren weitgehend miteinander verbundene Informationen enthalten.⁷¹

Das Zeitspektrum ist bei der Strahlzeit UCL 7/00 mit einem Messbereich von 500 ns aufgezeichnet worden und zeigt etwa 100 ns nach dem Koinzidenzpeak beginnend eine etwa 130 ns breite Verteilung von Ereignissen. Die im Zeitpeak fehlenden Ereignisse sind in dieser Verteilung enthalten. Bei der Strahlzeit UCL 4/00 wurde dieses Spektrum mit einem Messbereich von 100 ns aufgezeichnet, so dass eine analoge Verteilung außerhalb des Spektrums liegen würde und nicht erkannt werden könnte.

⁷⁰ Ereignisse im Flugzeitpeak des NE213-Detektors treten koinzident zum Protonenzweig auf, weil die dargestellten Daten im Flugzeitpeak des PilotU-Detektors liegen.

⁷¹ Die beiden Spektren können sich prinzipiell unterscheiden, weil das Zeitspektrum mit der Flugzeit der Protonen zusammenhängt (der betreffende TDC wird mit dem Triggersignal gestartet). Die Flugzeiten der Protonen variieren aber maximal nur um 10 ns, die auftretenden Unterschiede sind damit nicht zu erklären.

Für die weitere Auswertung stellt sich die Frage, ob das Fehlen der Ereignisse im Zeitpeak bewiesen werden kann. Hierauf gibt das Studium der Pulshöhenspektren eine Antwort.

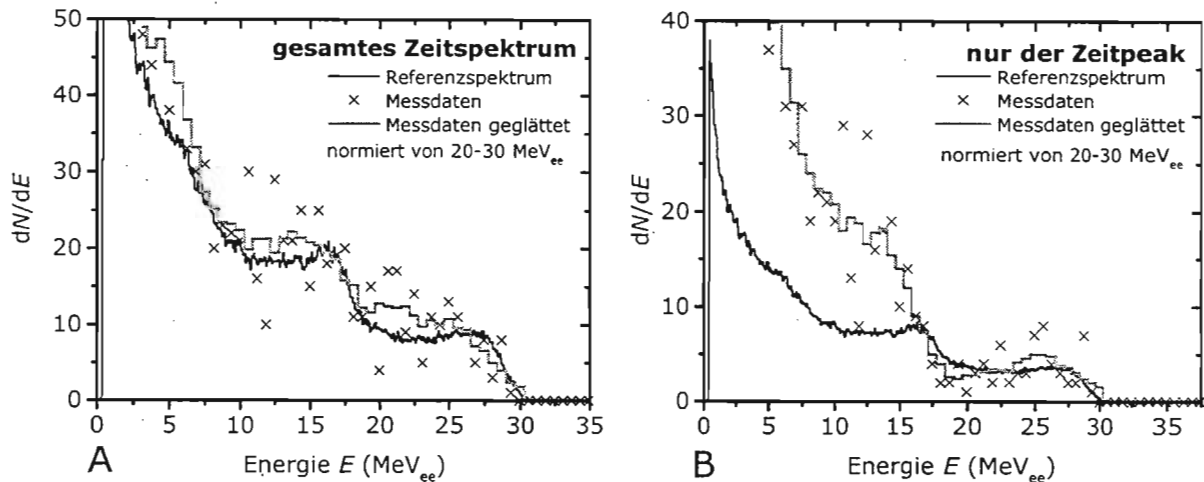


Bild 5.4: Pulshöhenspektrum des NE213-Detektors aus der Strahlzeit UCL 7/00 im Vergleich mit einem Referenzspektrum. In die Abbildung (A) gehen alle nachgewiesenen Ereignisse ein, in die Abbildung (B) nur diejenigen, die im Zeitpeak des Zeitspektrums des NE213-Detektors liegen.

In dem Bild 5.4 sind die Pulshöhenspektren des NE213-Detektors aus der Strahlzeit UCL 7/00 mit und ohne die Beschränkung auf die Ereignisse im Zeitpeak im Vergleich zu einem Referenzspektrum dargestellt. Für den Vergleich sind die Messdaten geglättet und die Fluenz ist in dem Bereich der Rückstossprotonen von 20 – 30 MeV_{ee} auf das Referenzspektrum normiert. Trotz der großen statistischen Unsicherheit ist eindeutig festzustellen, dass das gemessene Pulshöhenspektrum nur dann mit dem Referenzspektrum verträglich ist, wenn die Ereignisse aus dem gesamten Zeitspektrum eingehen (Bild 5.4-A). Aus dieser Erkenntnis wird für die weitere Auswertung beider Strahlzeiten der Schluss gezogen, dass bei den vorliegenden Messdaten der Peak im Zeitspektrum als Anforderung für ein gültiges Signal nicht herangezogen werden darf⁷². Das ist insofern unproblematisch, als dass das Zeitspektrum mit dem Flugzeitspektrum konsistente Information enthält und nur der Verifikation dienen sollte. Die Ursache für die fehlenden Ereignisse im Zeitspektrum des NE213-Detektors ist in einem elektronischen Problem bei der Signalverarbeitung zu vermuten⁷³, konnte jedoch nachträglich nicht mit Sicherheit ermittelt werden.

⁷² Alternativ könnte bei der Strahlzeit UCL 7/00, bei der die fehlenden Ereignisse in der hinter dem Peak liegenden Verteilung liegen, die Bedingung gestellt werden, dass ein Ereignis entweder im Peak oder in der Verteilung sein muss. In dem Fall würden 10 Ereignisse zusätzlich aussortiert.

⁷³ Fehlende Ereignisse im TDC treten häufig auf, wenn das digitale Eingangssignal die Spezifikationen (NIM-Signal, mindestens 10 ns breit) nur knapp erfüllt. Das erklärt aber nicht die nach dem Peak auftretende Verteilung.

Zufallskoinzidenzen

Damit die Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors bestimmt werden kann, ist der Detektor nicht in die Generierung des Triggersignals der Datenaufnahme eingebunden. Um dennoch elektronisch eine Koinzidenzbedingung des NE213-Detektors mit dem Protonenzweig zu erreichen, wird das „Gatesignal“ des ADC, mit dem die Signale (Pulshöhe, Pulsform und Flugzeit) des NE213-Detektor gemessen werden, aus der Vierfachkoinzidenz des Protonenzweiges (Triggersignal) abgeleitet. Die analogen Signale des NE213-Detektors werden verzögert⁷⁴, damit sie bei einer wahren Koinzidenz zeitlich hinter dem Triggersignal liegen und genügend Zeit bleibt, den ADC zu öffnen. Das ADC-Modul wertet dann jeweils das erste analoge Signal aus, das innerhalb der Zeitspanne des Gatesignals an den Eingängen anliegt.

Das einzige Signal des NE213-Detektors, das nicht mit dem ADC aufgezeichnet wird, ist die Koinzidenzinformation (Zeitspektrum). Dieses Signal wird mit einem TDC gemessen, der mit dem Triggersignal der Datenaufnahme gestartet und mit einem aus der Anode des NE213-Detektors abgeleiteten Signals gestoppt wird.

Da die ADC- und TDC-Module jeweils das erste Signal innerhalb der Zeitspanne des Gatesignals (bzw. im Fall des TDC nach dem START-Signal) auswerten, ist in den aufgezeichneten Daten ein gewisser Anteil von Zufallskoinzidenzen zu erwarten. Dieser hängt von der Einzelzählrate des NE213-Detektors (etwa 5 kHz) und von der Gatebreite des ADC-Moduls (etwa 2 μs) bzw. dem Messbereich des TDC-Moduls (100 ns bzw. 500 ns) ab. Im Fall des ADC ist mit etwa 1% Zufallskoinzidenzen zu rechnen ($2 \mu\text{s} \cdot 5 \text{ kHz}$), beim TDC ist der Anteil noch geringer.

Durch diese Zufallskoinzidenzen sind prinzipiell zwei Fehlermöglichkeiten gegeben. Zum einen kann eine Zufallskoinzidenz mit einer wahren Koinzidenz verwechselt werden, und zum anderen kann eine Zufallskoinzidenz, sofern sie zeitlich vor der wahren Koinzidenz liegt, den ADC und den TDC blockieren. Die erste Möglichkeit ist in der Praxis unbedeutend, weil die Signale der Zufallskoinzidenzen bis auf wenige Ausnahmen nicht den für den Nachweis eines Neutrons definierten Anforderungen an die Pulshöhe, die Pulsform und die Flugzeit genügen. Die Bedeutung des zweiten Falls ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit, dass eine Zufallskoinzidenz und eine wahre Koinzidenz in demselben Zeitintervall von 2 μs auftreten. Wegen der geringen Zählraten (wahre Koinzidenzen etwa $0,2 \text{ s}^{-1}$) ist auch dieser Fall ohne Bedeutung.

⁷⁴ Da die Vieldrahtzähler erst etwa 300 ns nach dem Teilchendurchgang ein Signal liefern, werden die analogen Signale aller anderen Detektoren ohnehin unter Ausnutzung von Signallaufzeiten in BNC-Kabeln um einige 100 ns verzögert.

Anzahl der nachgewiesenen Neutronen

Entsprechend der vorangegangenen Betrachtungen und der definierten Anforderungen für den Nachweis eines Neutrons ergeben sich

$$\text{für die Strahlzeit UCL 4/00} \quad \sum_{i=P_S}^{P_{MAX}} (N_{DET})_i = (656 \pm 40)$$

$$\text{und für die Strahlzeit UCL 7/00} \quad \sum_{i=P_S}^{P_{MAX}} (N_{DET})_i = (857 \pm 45)$$

nachgewiesene Neutronen.

Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus der statistischen Unsicherheit, aus der Kalibrierung der Pulshöhenspektren für das Setzen der Pulshöhenschwelle, aus der Festlegung der Grenzen des Flugzeitpeaks und aus der Selektion der γ -Ereignisse in der PHPS-Matrix. Die beiden letzten Punkte unterliegen einer gewissen Subjektivität, weil die Grenzen nicht eindeutig festzulegen sind. Die Unsicherheit die dadurch entsteht, wurde durch die möglichen Extremwerte abgeschätzt. Die Bestimmung dieser Messunsicherheiten ist im Anhang A.1.2 dargestellt.

5.3 Bestimmung der Fluenz assoziierter (n,p)-Neutronen

Die Rekonstruktion der Fluenz der gestreuten (n,p)-Neutronen ist die zentrale Aufgabe der TCAP-Messeinrichtung. Mit dem in Kapitel 3.6 beschriebenen Fortranprogramm werden die Neutronentrajektorien aus den Messdaten rekonstruiert und die Neutronen gezählt, die die Frontfläche des NE213-Detektors treffen. Das Ergebnis der Zählung wird von folgenden Eingangsgrößen beeinflusst:

Die Fluenz der gestreuten Neutronen wird aus den Trajektorien der Protonen rekonstruiert, die wiederum aus den mit den Vieldrahtzählern gemessenen Orten bestimmt werden. Die rekonstruierte Neutronenfluenz ist daher wesentlich von den Abständen der Vieldrahtzähler zum Target und von der Kalibrierung der mit den Vieldrahtzählern gemessenen Orte abhängig. Bei der Angabe der Entfernung der Vieldrahtzähler zum Target beruht die Unsicherheit neben dem rein mechanischen Abstand in der Frage, welches die abbildende Ebene der Detektoren ist. Diese liegt bei den verwendeten Vieldrahtzählern im Bereich zwischen der Sammelstufe und der Parallelplattenkathode. Die in diesem Bereich freigesetzten Primärionisationen erfahren die maximale Verstärkung und bestimmen primär den Ort der Ladungslawine. Als Verifikation der Abstände und der Kalibrierung der Vieldrahtzähler dient der Vergleich der Ortsspektren aus der Messung mit denen aus der Simulation. Bei erheblichen Abweichungen können die Spektren nicht so gut übereinstimmen, wie in dem vorangegangenen Kapitel gezeigt.

Das Fortranprogramm geht bei der Rekonstruktion der Neutronenfluenz von einem vorgegebenen Aufbau der Streukammer aus. Nach dieser Vorgabe stehen die Detektoren des Protonenzweiges unter $60,0^\circ$ gegen die Einfallsrichtung der Neutronen und der NE213-Detektor unter einem Winkel von $-29,2^\circ$ in einer Entfernung von $70,0$ cm zum Target. Falls der tatsächliche Aufbau der Detektoren von diesen Vorgaben abweicht, verändert das die Neutronenfluenz auf dem NE213-Detektor. Die Positionierung der Detektoren wird für die Unsicherheitsbetrachtung vereinfachend⁷⁵ aber zweckmäßig durch die Winkel ausgedrückt unter denen die Detektoren relativ zum Target stehen.

Die Position des Targets beeinflusst ebenfalls die Rekonstruktion, weil der Schnittpunkt der rekonstruierten Protonentrajektorie mit dem Target als Wechselwirkungsort und damit als Emissionsort des Neutrons angesehen wird. Dabei spielt auch der Winkel, um den die Flächennormale des Targets gegen die Protonenreferenzrichtung geneigt ist, eine Rolle.

Die Anzahl der assoziierten Neutronen, die gemäß ihrer rekonstruierten Trajektorien die Frontfläche des NE213-Detektors durchsetzen, ist damit von folgenden Eingangsgrößen abhängig:

- Kalibrierung der Vieldrahtzähler ($0,237 \pm 0,003$) mm/Kanal⁷⁶.
- Abstände derselben zum Target ($84,4 \pm 2,3$ mm) und ($235,4 \pm 2,3$ mm).
- Abstand des NE213-Detektors zum Target: ($700 \pm 2,1$) mm.
- Energie des Neutrons vor dem Stoss ($59,9 \pm 2,4$) MeV.
- Winkel der Targetnormalen gegen die Protonenreferenzrichtung ($17,7 \pm 1,7$)°.
- Protonen- und Neutronenreferenzrichtungen ($60,0 \pm 0,22$)° und ($-29,2 \pm 0,22$)°.

Für die so gewählten Eingangsgrößen ergeben sich für die beiden Strahlzeiten folgende Anzahlen von Neutronen, die gemäß ihrer rekonstruierten Neutronentrajektorien die Frontfläche des NE213-Detektors getroffen haben.

UCL 4/00: PE-Target: $N_{\text{REK,PE}} = (5641 \pm 280)$

C-Target: $N_{\text{REK,C}} = (290 \pm 21)$

UCL 7/00: PE-Target: $N_{\text{REK,PE}} = (7172 \pm 358)$

C-Target: $N_{\text{REK,C}} = (249 \pm 18)$

Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus denen der Eingangsgrößen und dem statistischen Einfluss. Die Bestimmung der Messunsicherheit ist im Anhang A.1.1 dargestellt.

Das Bild 5.5 zeigt die Energiespektren dieser Neutronen aus beiden Messungen.

⁷⁵ Insofern vereinfachend, als dass die Referenzrichtungen nur die Position der Detektoren in der Bezugsebene beschreiben und die Ausrichtung senkrecht zur Bezugsebene nicht differenziert betrachtet wird.

⁷⁶ Bezogen auf 12 bit Spektren.

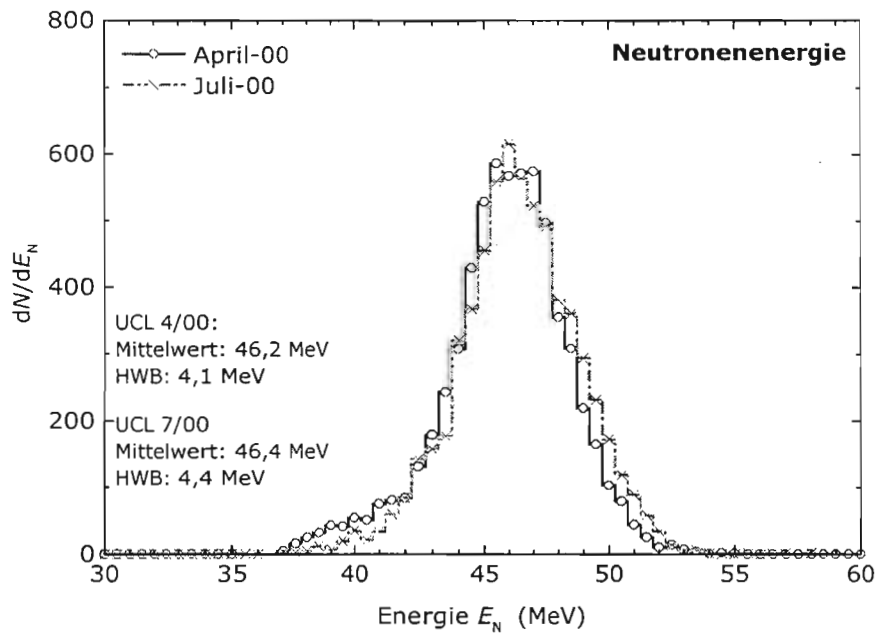


Bild 5.5: Energiespektren der Neutronen mit denen die Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors bestimmt wird. In die dargestellten Spektren gehen die Neutronen ein, die gemäß ihres rekonstruierten Richtungsvektors den NE213-Detektor getroffen haben. Die Neutronenergien wurden aus den rekonstruierten Streuwinkeln der Neutronen und den Energien der Neutronen vor dem Stoss nach Gleichung (2) bestimmt. Die Anzahl der Neutronen in dem Spektrum der Messung UCL 4/00 ist auf die Messung UCL 7/00 normiert.

5.4 Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors

Die Anzahl der assoziierten (n,p)-Neutronen, die den NE213-Detektor getroffen haben, ergibt sich aus der rekonstruierten Trefferzahl mit dem PE-Target $N_{\text{REK,PE}}$ abzüglich der normierten Anzahl der Treffer aus dem C-Target $N_{\text{REK,C}}$.

Gäbe es Abweichungen zwischen der wahren Fluenzverteilung der (n,p)-Neutronen und der rekonstruierten Verteilung würden diese durch den mit der Simulation bestimmten Korrekturfaktor $K_{\text{W/R}}$ berücksichtigt (siehe Kapitel 4.5). Im vorliegenden Fall hat $K_{\text{W/R}}$ den Wert $(1,00 \pm 0,03)$ und wirkt sich daher nur auf die Messunsicherheit aus.

Eine weitere Korrektur ist erforderlich, weil ein geringer Teil der (n,p)-Neutronen auf dem Weg vom Wechselwirkungsort zum NE213-Detektor in Kernreaktionen gestreut oder eingefangen wird und dadurch für die Kalibrierung verloren geht. Die wesentlichen Materieschichten, die die (n,p)-Neutronen durchqueren, sind das Target, das Austrittsfenster der Streukammer und die Luftschicht zwischen Streukammer und Detektor. Der Anteil der gestreuten Neutronen wird im Anhang A.2 anhand der totalen Wirkungsquerschnitte für Neutronen der mittleren Energie (45 MeV) für die entsprechenden Nuklide bestimmt und durch den Korrekturfaktor (K_V) berücksichtigt. Dabei wird vereinfachend davon ausgegangen, dass jedes (n,p)-Neutron nach einer weiteren Kernwechselwirkung so gestreut wird, dass es den NE213-Detektor nicht

erreicht. Diese Vereinfachung ist zulässig, da es sich insgesamt um eine sehr geringe Korrektur handelt. Der Korrekturfaktor ergibt sich unter den genannten Bedingungen zu ($K_V=0,988 \pm 0,002$) (vergleiche Anhang A.2).

Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}$ des NE213-Detektors ergibt sich somit in Erweiterung der Gleichung (17) aus folgendem Zusammenhang:

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{N_{EXP}} \cdot \sum_{i=P_S}^{P_{MAX}} (N_{DET})_i = \frac{\sum_{i=P_S}^{P_{MAX}} (N_{DET})_i}{(N_{REK,PE} - N_{REK,C} \cdot F_{PE/C}) \cdot K_{W/R} \cdot K_V} \quad (18)$$

- $(N_{DET})_i$ = Anzahl nachgewiesener Neutronen im i-ten Pulshöhenintervall
- N_{EXP} = Anzahl der Neutronen, die gemäß der Rekonstruktion den NE213-Detektor treffen
- P_S, P_{MAX} = Pulshöhen Schwelle, maximale Pulshöhe
- $N_{REK,PE}$ = Anzahl der Neutronen aus dem PE-Target, die laut Rekonstruktion den NE213-Detektor treffen
- $N_{REK,C}$ = Anzahl der Neutronen aus dem C-Target, die laut Rekonstruktion den NE213-Detektor treffen
- $F_{PE/C}$ = Normierungsfaktor zwischen dem C- und dem PE-Target (vergleiche Kapitel 3.5)
- $K_{W/R}$ = Korrekturfaktor zwischen der wahren und der rekonstruierten Fluenz (vergleiche Kapitel 4.5)
- K_V = Korrekturfaktor für den Verlust von (n,p)-Neutronen durch Streuung (vergleiche Anhang A.2)

Die mit der TCAP-Messeinrichtung bestimmte mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}$ des NE213-Detektors ergibt sich für das gegebene Neutronenfeld bei einer Pulshöhen Schwelle von 2,5 MeV_{ee} zu $(12,9 \pm 1,1)\%$ bzw. $(13,6 \pm 1,1)\%$.

Größe	Schätzwert	Unsicherheit des Schätzwertes (relative Unsicherheit)	Beitrag zur Unsicherheit von $\bar{\epsilon}$ (relativer Beitrag)
N_{DET}	656	40 (6%)	0,008 (39%)
$N_{REK,PE}$	5641	280 (5%)	0,007 (35%)
$N_{REK,C}$	290	21 (7%)	0,001 (4%)
$F_{PE/C}$	1,64	0,03 (2%)	0,0003 (1%)
$K_{W/R}$	1,00	0,03 (3%)	0,004 (19%)
K_V	0,988	0,002 (0,2%)	0,0002 (1%)

Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}_{2,5}$ (UCL 4/00): $(12,9 \pm 1,1)\%$

Größe	Schätzwert	Unsicherheit des Schätzwertes (relative Unsicherheit)	Beitrag zur Unsicherheit von $\bar{\epsilon}$ (relativer Beitrag)
N_{DET}	857	45 (5%)	0,007 (36%)
$N_{REK,PE}$	7172	358 (5%)	0,008 (38%)
$N_{REK,C}$	249	18 (7%)	0,001 (6%)
$F_{PE/C}$	3,16	0,06 (2%)	0,0003 (2%)
$K_{W/R}$	1,00	0,03 (3%)	0,004 (20%)
K_V	0,988	0,002 (0,2%)	0,0003 (1%)

Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}_{2,5}$ (UCL 7/00) $(13,6 \pm 1,1)\%$

Tabelle 5: Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors.

5.5 Diskussion

Die voneinander unabhängigen Messungen der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors mit der TCAP-Messeinrichtung liefern im Rahmen der Unsicherheit übereinstimmende Ergebnisse deren Mittelwert bei $(13,2 \pm 0,9)\%$ ⁷⁷ liegt. Dabei ist zu beachten, dass das Neutronenfeld deutlich divergent ist.

Dieses Ergebnis wird mit einer Rechnung des Programms *SCINFUL* für den NE213-Detektor verglichen. Dafür werden aus der Simulation der TCAP-Messeinrichtung die (wahren) Richtungsvektoren und die Energien der Neutronen herausgeschrieben, die den NE213-Detektor treffen. Diese Daten werden in *SCINFUL* eingelesen und die theoretische Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors für dieses divergente Neutronenfeld berechnet. Der Aufbau des NE213-Detektors wird in *SCINFUL* vereinfacht betrachtet, z.B. werden die Aluminiumhülle und der Ausgleichsschlauch⁷⁸ nicht berücksichtigt. Unter Berücksichtigung eines Korrekturfaktors von 1,07 ergibt sich für eine Pulshörschwelle von 2,5 MeV_{ee} eine theoretische Nachweiswahrscheinlichkeit von 12,1%. Der Korrekturfaktor stammt aus Vergleichen von *SCINFUL*-Rechnungen mit Messungen [NOL01] und kompensiert die unzureichende Beschreibung der C-Reaktionen in *SCINFUL*.

Nach Rechnungen mit *SCINFUL* verringert die gegebene Strahldivergenz die Nachweiswahrscheinlichkeit im Vergleich zu einem Parallelfeld etwa um den Faktor 0,90. Umgerechnet auf ein paralleles Feld ergibt sich daher eine mit der TCAP-Messeinrichtung gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit von $(14,7 \pm 1,0)\%$.

Eine weitere Vergleichsmöglichkeit bietet die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit im direkten Neutronenstrahl der UCL, bei der die Neutronenfluenz des Strahl mit dem PRT2 (vergleiche Kapitel 1.2) bestimmt wird. Eine solche Messung wurde bei einer Neutronenenergie von 44,9 MeV durchgeführt [NOL01]. Für einen vergleichbaren Detektor mit identischen Abmessungen ergab sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(13,8 \pm 0,8)\%$. Bei dem direkten Neutronenstrahl handelt es sich nahezu um ein reines Parallelfeld. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit auf Grundlage einer Fluenzmessung mit dem PRT2 (ca. 6%) stammt im wesentlichen (5%) aus der Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (n,p)-Streuung sowie aus der Strahlmonitorierung (2%) und kann nicht ohne weiteres verringert werden.

Das Bild 5.6 zeigt die mit *SCINFUL* berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors für eine Impulshörschwelle von 2,5 MeV_{ee} für ein paralleles Neutronenfeld als Funktion der Neutronenenergie mit und ohne die Korrektur der C-Reaktionen. Wie in

⁷⁷ Zur Bestimmung der Unsicherheit des Mittelwertes siehe Anhang A.1.3.

⁷⁸ Der Ausgleichsschlauch nimmt bei Temperaturerhöhung einen Teil der Szintillatorflüssigkeit auf.

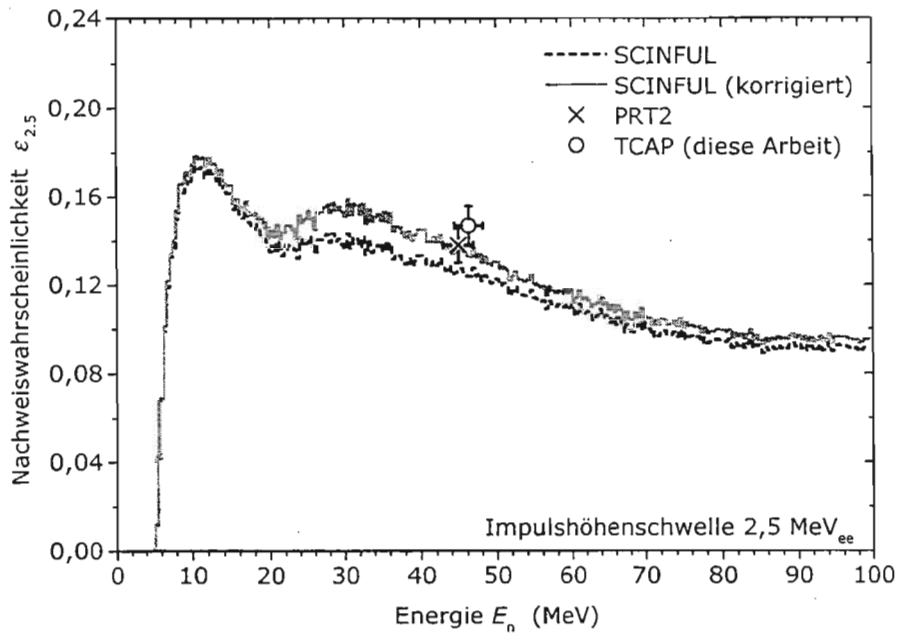


Bild 5.6: Mit der Simulation SCINFUL errechnete Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des NE213-Detektors in einem parallelen Feld bei einer Pulshöhenschwelle von $2,5 \text{ MeV}_{ee}$ als Funktion der Neutronenenergie. Die obere Kurve berücksichtigt eine Korrektur, die die unzureichende Beschreibung der C-Reaktionen in SCINFUL kompensiert. Diese Korrektur stammt aus dem Vergleich mit Messdaten [NOL01]. Der Datenpunkt „PRT2“ zeigt die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit eines vergleichbaren Detektors, wobei sich diese Messung auf die Bestimmung der Neutronenfluenz mit dem PRT2 bezieht. Der Datenpunkt „TCAP“ stellt den Mittelwert der Messungen mit der TCAP-Messeinrichtung dar, wobei dieser Wert mit dem Faktor $(0,9)^{-1}$ auf ein paralleles Neutronenfeld umgerechnet wurde. Der Umrechnungsfaktor stammt aus vergleichenden Rechnungen mit SCINFUL.

Bild 5.6 zu sehen, stimmt das Ergebnis der TCAP-Messeinrichtung mit der auf dem PRT2 beruhenden Messung und Rechnungen der Simulation SCINFUL gut überein.

Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors durch den Vergleich der Anzahlen N_{DET} und N_{EXP} nach Gleichung (18) handelt es sich um eine Auswertemethode, bei der die (n,p)-Streueignisse nicht individuell sondern in der Summe betrachtet werden. Dabei macht man sich den Sachverhalt zu nutze, dass die rekonstruierte Anzahl der Neutronen, die den NE213-Detektor treffen, mit der wahren Anzahl weitgehend übereinstimmt. Diese Annahme wird von dem Simulationsprogramm der TCAP-Messeinrichtung bestätigt. Die rekonstruierte Anzahl N_{EXP} entspricht der wahren Trefferzahl auf dem NE213-Detektor, die Auswahl der Neutronen unterscheidet sich hingegen von den wahren Treffern. Diese Methode der Auswertung hat den Nachteil, dass die Parameter, die die Anzahl der rekonstruierten Treffer auf dem NE213-Detektor beeinflussen, nur in den Nenner (N_{EXP}) der Nachweiswahrscheinlichkeit nach Gleichung (18) eingehen, während der Zähler (N_{DET}) davon unberührt bleibt.

Direkter als die Auswertung in der Summe wäre die individuelle Behandlung jedes einzelnen assoziierten Teilchenpaares, indem für jedes Neutron, das den NE213-Detektor trifft, bestimmt wird, ob der Detektor das Teilchen nachgewiesen hat. Dadurch wird implizit für den Nachweis eines Neutrons auf dem NE213-Detektor die zusätzliche Forderung gestellt, dass das Neutron den Detektor in der Rekonstruktion getroffen hat.

Diese Art der Auswertung kann nur dann durchgeführt werden, wenn für einen hinreichend großen Anteil der rekonstruierten Treffer sichergestellt ist, dass sie den Neutronendetektor tatsächlich getroffen haben. (Im Gegensatz zur Auswertung in der Summe können sich die Fehllokalisationen nicht aufheben.) Dafür ist eine sehr geringe Unsicherheit in der Ortsbestimmung der Neutronen (relativ zu den Detektorabmessungen) erforderlich. Diese Voraussetzung ist in den vorliegenden Messdaten nicht erfüllt, so dass dieser Weg der Auswertung nicht möglich ist. (Der Radius des NE213-Detektors beträgt 2,54 cm und die mittlere Abweichung zwischen den wahren und den rekonstruierten Positionen der Neutronen auf dem NE213-Detektor 1,6 cm, siehe Bild 4.10). Rechnungen mit der Simulation der TCAP-Messeinrichtung zeigen, dass selbst bei einer Optimierung der TCAP-Messeinrichtung⁷⁹ die mittlere Abweichung der Neutronenpositionen auf dem NE213-Detektor nicht kleiner als 4 mm wird.

Die relative Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors beträgt bei den vorliegenden Messungen mit der TCAP-Messeinrichtung 7%. Alle wesentlichen Unsicherheitsbeiträge können durch eine Optimierung der Messeinrichtung reduziert werden. Die wesentlichen Beiträge stammen aus der Unsicherheit der Anzahl der nachgewiesenen Neutronen (N_{DET}) und der Anzahl der Neutronen, die den Detektor getroffen haben (N_{EXP}) (je 35% - 40%) und aus der Unsicherheit des Korrekturfaktors $K_{W/R}$ (etwa 20%). Die Unsicherheit von N_{EXP} wiederum wird wesentlich durch die Unsicherheiten in der Bestimmung der Richtungsvektoren mit den Vieldrahtzählern verursacht. (Die größten Beiträge entstehen durch die Unsicherheit über die Lage der abbildenden Ebenen und durch die Kalibrierung der Vieldrahtzähler, vergleiche Tabelle 6 auf Seite 137). Die Unsicherheit von N_{DET} ist durch eine Reduzierung der statistischen Unsicherheit zu verringern, d.h. durch längere Messzeiten oder höhere Neutronenfluenz (vergleiche Tabelle 8 auf Seite 139). Die Unsicherheit des Kalibrierfaktors $K_{W/R}$ ist u.a. in der Ortsauflösung der Vieldrahtzähler begründet.

Mit Blick auf die weitere Entwicklung der TCAP-Messeinrichtung ist der naheliegende Schritt, auf die Sammelstufen in den Vieldrahtzähler zu verzichten. Dadurch werden drei Vorteile erreicht: Die Ortsauflösung verbessert sich um den Faktor vier, die Unsicherheit über die Lage der abbildenden Ebenen halbiert sich und das Winkelstragging der Protonen nimmt ab. Wenn gleichzeitig z.B. durch längere Messzeit die statistische Unsicherheit durch Erhöhung der Anzahl nachgewiesener (n,p)-Streueignisse verringert wird, kann die Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors mit deutlich geringerer Unsicherheit (voraussichtlich um 6%) bestimmt werden.

⁷⁹ Folgende realistisch erscheinende Optimierung wurde mit der Simulation untersucht: Geringeres Winkelstragging der Protonen (masseärmere Vieldrahtzähler, Targetdicke 250 μm), bessere Ortsauflösung der Vieldrahtzähler (1 mm), geringerer Abstand des NE213-Detektors zum Target (50 cm).

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung der TCAP-Messeinrichtung, einer Apparatur, mit der die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren nach der Methode der assoziierten Teilchen absolut bestimmt wird.

Die TCAP-Messeinrichtung nutzt die elastische Streuung schneller Neutronen ((n,p)-Streuung) eines kollimierten Neutronenstrahls an den ruhenden Protonen eines wasserstoffhaltigen Targets (Polyethylen, PE), um die Fluenz der gestreuten Neutronen anhand der assoziierten Rückstoßprotonen zu rekonstruieren. Durch die Rekonstruktion wird die Anzahl der Neutronen die den Neutronendetektor treffen absolut, d.h. ohne Bezug auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung, bestimmt. Der Kohlenstoffanteil aus dem PE-Target wird durch eine normierte Vergleichsmessung mit einem reinen Kohlenstofftarget abgezogen.

Die Richtungsvektoren der Rückstoßprotonen werden in der TCAP-Messeinrichtung mit zwei Vieldrahtproportionalzählern („multiwire proportional counter“, MWPC) gemessen. Durch eine anschließende ΔE -E-Messung mit einem Halbleiterdetektor (Transmissionsdetektor) und einen PilotU-Detektor (Stopp-Detektor) werden Protonen identifiziert und von anderen ebenfalls aus dem Target emittierten Teilchen unterschieden. Die Eigenschaften der in der TCAP-Messeinrichtung integrierten Detektoren wurden bei mehreren Messungen am Zyklotron der PTB untersucht. Bei diesen Messungen wurde festgestellt, dass die Vieldrahtzähler je nach Ausbaustufe bis zu 95% Nachweiswahrscheinlichkeit auf 19 MeV Protonen erreichen. Es wird gezeigt, dass die Ortsauflösung der Vieldrahtzähler eine Funktion der Pulshöhe ist und bei Verwendung der Sammelstufe ein Mittelwert von 4 mm erreicht wird. Beim Verzicht auf die Sammelstufe verbessert sich die Ortsauflösung auf 1 mm, während die Nachweiswahrscheinlichkeit etwa auf 75% sinkt. Es wird gezeigt, dass der Energieverlust, den Protonen beim Durchqueren der Vieldrahtzähler erfahren, auf der Grundlage von Reichweitentabellen simuliert werden kann.

Die Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors wurde in einem weißen Neutronenfeld am Zyklotron der PTB bestimmt, so dass mit γ -Quellen kalibrierte Impulshöhenspektren der Rückstoßprotonen in die entsprechende Energie der Protonen umgerechnet werden können.

Die TCAP-Messeinrichtung wurden bei mehreren kurzen Testmessungen am Hochenergie-neutronenstrahl der UCL in Louvain-la-Neuve (Belgien) erprobt und mit den dabei gewonnen Erkenntnissen optimiert. Im April und Juli 2000 wurden erstmalig zwei

Messungen an diesem Neutronenstrahl mit dem Ziel durchgeführt, die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutronendetektors (NE213-Szintillator) zu bestimmen. Diese Messungen werden analysiert und ausgewertet. Dabei wird über die relativistische Stoßkinematik die Neutronenfluenz auf dem NE213-Detektor aus den Richtungsvektoren der Rückstoßprotonen rekonstruiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\bar{\epsilon}$ wird über den Quotienten

$$\bar{\epsilon}(E_N, \vec{r}_N) = \frac{N_{\text{DET}}}{N_{\text{EXP}}(E_N, \vec{r}_N)}$$

definiert, wobei N_{DET} die Anzahl nachgewiesener Neutronen und N_{EXP} die Anzahl der Neutronen aus der (n,p)-Streuung ist, die den NE213-Detektor gemäß der Rekonstruktion treffen.

Die TCAP-Messeinrichtung wird mit einem FORTRAN-Programm nach der Monte-Carlo-Methode simuliert, wobei die wesentlichen physikalischen Vorgänge beim Transport der Protonen und bei der Rekonstruktion der Neutronentrajektorien aus den Richtungsvektoren der Protonen beschrieben werden. Der Energieverlust der Protonen beim Durchqueren der Materie (Target, Vieldrahtzähler und Halbleiterdetektor) wird auf der Grundlage von Reichweitentabellen (entnommen aus TRIM95) bestimmt, die Richtungsänderung der Protonen nach der Molière-Theorie bestimmt. Die Orts- und Energiespektren der Protonen und Neutronen aus den Messungen am Hochenergieneutronenstrahl werden von der Simulation der TCAP-Messeinrichtung richtig wiedergegeben, sofern eine energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler angenommen wird. Die Simulation wird u.a. genutzt, um die (simulierte) rekonstruierte mit der (simulierten) wahren Neutronenfluenz auf dem NE213-Detektor zu vergleichen. Bei den vorliegenden Daten ergeben sich nur geringe Unterschiede, so dass die rekonstruierte Anzahl von Neutronen, die den NE213-Detektor treffen (N_{EXP}) mit der wahren Anzahl innerhalb der Messunsicherheiten übereinstimmt.

Für den untersuchten NE213-Szintillator von 5,08 cm Durchmesser und 10,16 cm Länge ergibt sich bei einer mittleren Neutronenenergie von 46 MeV für eine Impulshöhenschwelle von 2,5 MeV_{ee} eine Nachweiswahrscheinlichkeit von (13,2 ± 0,9)% für das gegebene divergente Neutronenfeld. Nach vergleichenden Rechnungen mit dem Programm *SCINFUL* verringert die Strahldivergenz die Nachweiswahrscheinlichkeit im Vergleich zu einem Parallelfeld um den Faktor 0,90. Umgerechnet auf ein paralleles Feld ergibt sich daher eine Nachweiswahrscheinlichkeit von (14,7 ± 1,0)%. Das Ergebnis beider Messungen mit der TCAP-Messeinrichtung stimmt mit vergleichbaren Messungen, die sich auf das PRT2 stützen, sowie mit Rechnungen der Simulation *SCINFUL* gut überein.

Im Gegensatz zu anderen Methoden ist die Unsicherheit bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors mit der TCAP-Messeinrichtung (etwa

7%) nicht vom differentiellen Wirkungsquerschnitt der (n,p)-Streuung abhängig, sondern im wesentlichen in der Ortsbestimmung der Protonen mit den Vieldrahtzählern begründet und damit einer Optimierung zugänglich. Damit stellt die TCAP-Messeinrichtung eine wertvolle Ergänzung etablierter Methoden zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren dar.

Anhang

A.1 Bestimmung der Messunsicherheiten

A.1.1 Messunsicherheit der rekonstruierten Fluenz auf dem NE213-Detektor

(gemäß DKD-3 „Angabe der Messunsicherheiten bei Kalibrierungen“, [DKD98, GUM95])

Die Bestimmung der Anzahl der Neutronen, die gemäß ihres aus den Messdaten der Vieldrahtzähler rekonstruierten Richtungsvektors den NE213-Detektor treffen, ist eine Funktion mehrerer nicht korrelierter Eingangsgrößen.

Die Modellfunktion für die Bestimmung der Fluenz aus den Eingangsgrößen wird nicht geschlossen angegeben, sondern ist das Ergebnis eines Fortranprogramms, mit dem die Messdaten ausgewertet werden. Mit diesem Programm werden die Sensitivitätskoeffizienten c_i für Änderungen der Schätzwerte x_i um $+u(x_i)$ und $-u(x_i)$ berechnet.

Eingangsgrößen vom Typ A:

- **Kalibrierung der Vieldrahtzähler ($0,0237 \pm 0,0003$)mm/Kanal**

Die Kalibrierung wird anhand der in Kapitel 2.3.5 beschriebenen Messungen durchgeführt, wobei die Ergebnisse für beide Vieldrahtzähler (jeweils vier Werte von unterschiedlichen Positionen auf den Detektoren) als Messung eines einzigen Wertes angesehen werden (was aufgrund der geringen Abweichungen zwischen den Werten gerechtfertigt erscheint). Trotz der geringen Anzahl von Messpunkten ($n=8$) ist die Kalibrierung eine Typ A Eingangsgröße.

Eingangsgrößen vom Typ B:

- **Abstand des vorderen Vieldrahtzählers (MW1) zum Target**

Die geringe Unsicherheit des Abstandes des Vieldrahtzählers zum Target ($AMW1=84,4$ mm bezogen auf die Parallelplattenkathode) überlagert sich mit der deutlich größeren Unsicherheit über die Lage der abbildenden Ebene innerhalb des Detektors und wird gemeinsam mit dieser abgeschätzt. Für die Lage der abbildenden Ebene können aufgrund des Aufbaus des Detektors obere (a_+) und untere (a_-) Grenzen angegeben werden ($a_+:(AMW1+4$ mm) Parallelplattenanode und $a_-:(AMW1-4$ mm) Sammelstufe). Innerhalb dieser Variabilität wird die Wahrscheinlichkeitsdichte als konstant angenommen (Rechteckverteilung).

- **Abstand des hinteren Vieldrahtzählers (MW2) zum Target**

Siehe vorderer Vieldrahtzähler ($AMW2=235,4$ mm bezogen auf die Parallelplattenkathode)

- **Energie der primären Neutronen (Strahlenergie) E_{n_0}**

Die Energie der primären Neutronen beeinflusst die (n,p) -Streuung und geht bei der Rekonstruktion des (n,p) -Stoßes in die Fluenz der Neutronen auf dem NE213-Detektor ein. Während die mittlere Energie des Neutronenstrahls mit $(59,94 \pm 0,29)$ MeV angegeben werden kann, wird die Energie eines individuellen Neutrons von dem Energieverlust des Protons vor der Wechselwirkung im Lithiumtarget dominiert. Die Wege im Target können als gleichverteilt angesehen werden, woraus sich obere (kein Energieverlust) und untere (maximaler Energieverlust, 2,34 MeV) Grenzen ergeben mit konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte (Rechteckverteilung).

- **Protonenreferenzrichtung**

Bei der Datenauswertung wird von einer Protonenreferenzrichtung von $60,0^\circ$ ausgegangen (Winkel zwischen der Verbindungslinie Targetmittelpunkt - PilotU-Mittelpunkt und der Strahlrichtung). Fehlpositionierungen des Targets oder der Streukammer (und damit der Detektoren des Protonenzweiges) gehen in die Unsicherheit der Protonenreferenzrichtung ein. (Dabei werden Fehlpositionierungen senkrecht zur Referenzrichtung nicht differenziert betrachtet.) Die Unsicherheit dieses Winkels wird als normalverteilt angenommen mit einer Halbwertsbreite von $0,5^\circ$.

- **Winkel der Targetnormalen gegen die Protonenreferenzrichtung**

Bei der Position des Targets spielt auch der Winkel zwischen der Targetnormalen und der Protonenreferenzrichtung eine Rolle ($17,7^\circ$), für den hier eine gaußförmige Unsicherheit mit einer Halbwertsbreite von 4° angenommen wird.

- **Position des NE213-Detektors relativ zur Referenzneutronenrichtung**

Bei der Rekonstruktion der Neutronenfluenz auf dem NE213-Detektor wird davon ausgegangen, dass der Detektor an seiner Referenzposition (Detektormittelpunkt in der Referenzneutronenrichtung) steht. Die Position des Detektors wurde vor Beginn der Messungen überprüft. Dennoch kann die wahre Position des Detektors innerhalb der Messunsicherheiten von der Referenzposition abweichen. Die rekonstruierte Neutronenfluenz kann sich aufgrund dieser Unsicherheit über die Position des NE213-Detektors von der wahren Fluenz unterscheiden.

Das Feld der assoziierten Neutronen ist deutlich größer als der NE213-Detektor. Da nur die Anzahl Neutronen, die gemäß der Rekonstruktion den Detektor getroffen haben (nicht hingegen ihre Auswahl), entscheidend ist, wirkt sich die Position des NE213-Detektors nur geringfügig auf die rekonstruierte Fluenz aus.

Die Unsicherheit der Position des NE213-Detektors wird vereinfachend durch die Variation der Neutronenreferenzrichtung ($29,2^\circ$) beschrieben (keine differenzierte Betrachtung einer Positionsabweichung senkrecht zur Referenzrichtung). Dabei wird von einer gaußförmigen Häufigkeitsverteilung mit einer Halbwertsbreite von $0,5^\circ$ ausgegangen.

Durch die Berücksichtigung der Unsicherheit über die Position des Detektors bei der Rekonstruktion der Fluenz wird der Einfluss dieser Unsicherheit auf die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit erfasst.

- **Abstand des NE213-Detektors zum Target 698,6 mm**

Einmal gemessener Wert mit empirisch abgeschätzter gaußförmiger Messunsicherheit mit einer Halbwertsbreite von 5 mm. Die Standardmessunsicherheit beträgt demnach 2,12 mm.

- **Statistische Unsicherheit**

Die statistische Unsicherheit der Anzahl der Treffer auf dem NE213-Detektor ist keine Eingangsgröße für das Modell zur Fluenzbestimmung, sie wird aber dennoch der Einfachheit halber in das Messunsicherheitsbudget aufgenommen. Es wird davon ausgegangen, dass die Anzahl der Neutronen, die den NE213-Detektor treffen, einer Poissonverteilung unterliegt.

Größe X_i	Schätzwert x_i	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Verteilung	UCL 4/00 PE-Target		UCL 4/00 C-Target		UCL 7/00 PE-Target		UCL 7/00 C-Target	
				Sensitivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Sensitivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Sensitivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Sensitivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$
Kalibrierung der Vieldrahtzähler	0,237 mm/K	$3 \cdot 10^{-3}$ mm/K	N	43000 K/mm	129 (19%)	2000 K/mm	6,0 (15%)	54167 K/mm	163 (19%)	1333 K/mm	4,0 (13%)
Abstand MW1 zum Target	84,4 mm	2,31 mm	R	68 mm ⁻¹	157 (23%)	4,1 mm ⁻¹	4,1 (10%)	84 mm ⁻¹	194 (22%)	1,7 mm ⁻¹	3,9 (13%)
Abstand MW2 zum Target	235,4 mm	2,31 mm	R	60 mm ⁻¹	139 (20%)	3,9 mm ⁻¹	9,0 (23%)	78 mm ⁻¹	180 (21%)	2,0 mm ⁻¹	4,5 (15%)
mittlere Energie des Neutronenstrahls E_{n0}	59,9 MeV	0,68 MeV	R	0	0	0	0	0	0	0	0
Protonenreferenzwinkel	60,0 Grad	0,22 Grad	N	234 Grad ⁻¹	52 (8%)	4,5 Grad ⁻¹	1,0 (3%)	375 Grad ⁻¹	83 (10%)	9,1 Grad ⁻¹	2,0 (7%)
Neutronenreferenzwinkel	29,2 Grad	0,22 Grad	N	423 Grad ⁻¹	93 (14%)	11,4 Grad ⁻¹	2,5 (5%)	582 Grad ⁻¹	128 (15%)	2,3 Grad ⁻¹	0,5 (2%)
Winkel der Targetnormalen	17,7 Grad	1,7 Grad	N	12 Grad ⁻¹	20 (3%)	0,29 Grad ⁻¹	0,5 (1%)	10 Grad ⁻¹	18 (2%)	0	0
Abstand des NE213-Det. zum Target	700,5 mm	2,1 mm	N	12 mm ⁻¹	25 (4%)	0	0	10 mm ⁻¹	21 (2%)	0,2 mm ⁻¹	0,2 (1%)
Statistische Unsicherheit UCL4/00 (UCL 7/00): $N_{REK,PE} = 5641$ (7172) $N_{REK,C} = 290$ (249)			P	-	75 (11%)	-	17 (43%)	-	85 (10%)	-	16 (51%)
Ergebnis:				280		21		358		18	

Tabelle 6: Messunsicherheitsbudget für die Anzahl von Neutronen ($N_{REK,PE}$) bzw. ($N_{REK,C}$), die gemäß der Rekonstruktion den NE213-Detektor treffen. Die Unsicherheiten werden jeweils getrennt für das Polyethylentarget und das Kohlenstofftarget für die Messzeiten UCL 4/00 und UCL 7/00 bestimmt. (mm/K steht für mm/Kanal bezogen auf ein 12bit Spektrum, N steht für Normalverteilung, R steht für Rechteckverteilung, P für Poissonverteilung)

• Anmerkung

Im Falle einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt sich die Standardmessunsicherheit ($u(x_i)$) aus der Halbwertsbreite der Verteilung (HWB) mit

$$u(x_i) = \frac{HWB}{2\sqrt{-2\ln(\frac{1}{2})}} = \frac{HWB}{2,35482}$$

und im Falle einer gleichmäßigen Wahrscheinlichkeitsdichte zwischen zwei Extremwerten (a_+ und a_- , Rechteckverteilung) aus

$$u(x_i) = \sqrt{\frac{1}{12}(a_+ - a_-)^2}$$

A.1.2 Messunsicherheit der Anzahl nachgewiesener Neutronen

Die Anzahl mit dem NE213-Detektor nachgewiesener Neutronen hängt von folgenden nicht miteinander korrelierten Parametern ab:

- **Lage der Pulshöhenschwelle von 2,5 MeV_{ee} (Kalibrierung mit γ -Quellen)**

Das Pulshöhenspektrum des NE213-Detektors wird mit γ -Quellen kalibriert, um für die Auswertung eine fest definierte Pulshöhenschwelle setzen zu können. Im Anschluss an die Messungen werden daher bei unveränderter Verstärkung die Pulshöhenspektren von ^{88}Y und ^{22}Na aufgezeichnet. Anhand der Lage der Comptonkanten ergibt sich die Kalibrierung und der Offset des Spektrums. Bei der Auswertung werden die gemessenen Daten an theoretische Spektren angepasst, die mit dem Programm *GRES*P erstellt wurden. Unter Berücksichtigung des Offset ergibt sich für alle Energien derselbe Anpassungsfaktor (Faktor, mit dem das gemessene Spektrum gestaucht oder gestreckt werden muss, damit es mit dem simulierten Spektrum zusammenpasst). Aus dem Produkt des Anpassungsfaktors und der von der Simulation verwendeten Kalibrierung ($S_{\text{GRES}P}=10,0 \text{ keV}_{ee}/\text{Kanal}$) ergibt sich die Kalibrierung der gemessenen Spektren.

Die Pulshöhe des NE213-Detektors wird gleichzeitig mit hoher und niedriger Verstärkung aufgezeichnet. Die beiden Kanäle werden mit gemeinsam gemessenen Spektren eines Pulsers (ein elektronisches Modul, das äquidistante Pulshöhen erzeugt) aufeinander abgestimmt, wobei gleichzeitig der Offset der Spektren bestimmt wird.

Die Anpassung der gemessenen γ -Spektren an die simulierten Spektren erfolgt mit den Daten der hohen Verstärkung, weil bei der geringen Verstärkung nur wenige Kanäle belegt sind. Die so erhaltene Kalibrierung wird auf die niedrige Verstärkung umgerechnet, da in diesem Spektrum die Pulshöhenschwelle definiert wird (Rückstossprotonen mit großen Pulshöhen liegen außerhalb des Spektrums mit hoher Verstärkung). Die Unbestimmtheit der Kalibrierung ergibt sich aus Gauß'scher Fortpflanzung der Unsicherheit. Bei der Bestimmung der Pulshöhenschwellen wird konservativ eine Kanalbreite als Unbestimmtheit des Offsets angenommen.

	UCL 7/00	UCL 4/00
Offset ADC1 (geringe Verstärkung)	+1,7 Kanäle	+ 0,8 Kanäle
Offset ADC4 (hohe Verstärkung)	+3,6 Kanäle	+ 1,5 Kanäle
Faktor zwischen den Verstärkungen (F_{HGLG})	7,29 \pm 0,02	10,1 \pm 0,1
Anpassungsfaktor der γ -Quellen (F_{γ})	1,90 \pm 0,03	2,70 \pm 0,03

Die Kalibrierung F_{KAL} des Pulshöhenspektrums mit geringer Verstärkung (ADC1) ergibt sich aus

$$F_{\text{KAL}} = \frac{S_{\text{GRES}P} \cdot F_{\text{HGLG}}}{F_{\gamma}}$$

zu $(37,4 \pm 0,8) \text{ keV}_{ee}/\text{Kanal}$ für UCL 4/00 und zu $(38,4 \pm 0,7) \text{ keV}_{ee}/\text{Kanal}$ für UCL 7/00.

(Die Kalibrierungen beziehen sich auf 10bit-Spektren, die um den Offset verschoben sind).

Die Pulshöhenschwelle von 2,5 MeV_{ee} liegt nach dieser Kalibrierung in Kanal⁸⁰ (535 ± 19) für UCL 4/00 und Kanal⁸⁰ (521 ± 18) für UCL 7/00. Die Unsicherheit in der Kalibrierung ist normalverteilt.

- **Lage des Flugzeitpeaks**

In dem Flugzeitspektrum werden die Ereignisse ausgewählt, die im Peak liegen. Das Setzen der Grenzen des Flugzeitpeaks ist subjektiv (die Intervallbreite der gesetzten Grenzen dient als Parameter), es können aber obere und untere Grenzen angegeben werden. Innerhalb der Variabilität werden alle Werte als gleich wahrscheinlich angesehen (rechteckige Wahrscheinlichkeitsverteilung).

- **Kontur in der PHPS-Matrix (Aussortieren der γ -Ereignisse)**

Das Setzen der Kontur in der PHPS-Matrix, mit der die γ -Ereignisse ausgeschnitten werden, ist ein subjektiver Vorgang und von der Erfahrung des Experimentators abhängig. Die Form und Lage der Kontur ist schlecht in Parametern zu erfassen, daher wird kein Schätzwert und keine Standardmessunsicherheit angegeben. Statt dessen wurde die Änderung des Schätzwertes der Ergebnisgröße experimentell bestimmt, indem die Messung mit extremen Werten (sehr kleine und sehr große Kontur) wiederholt wurde. Die Hälfte der dabei auftretenden Änderung der Ergebnisgröße ist als Unsicherheitsbeitrag angegeben.

- **Statistische Unsicherheit**

Die statistische Unsicherheit ist keine Eingangsgröße bei der Bestimmung der Anzahl der nachgewiesenen Neutronen, sondern liefert nur einen Beitrag für die Unsicherheit des Ergebnisses. Es wird davon ausgegangen, dass die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen einer Poissonverteilung unterliegt.

Größe X_i	Schätzwert x_i	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Verteilung	Sensivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$
Pulshöhenschwelle	Kanal ⁸⁰ 535	19	Normal	0,171	7 (9%)
Breite TOF-Peak	600 Kanäle ⁸⁰	346	Rechteck	0,0636	22 (29%)
Kontur PHPS-Matrix	-	-	-	-	20 (27%)
Statistische Unsicherheit ($N_{DET}=656$)	-	-	Poisson	-	26 (35%)
Ergebnis:					40

Tabelle 7: Messunsicherheitsbudget der Anzahl nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) für die Messzeit UCL 4/00.

Größe X_i	Schätzwert x_i	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Verteilung	Sensivitätskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$
Pulshöhenschwelle	Kanal ⁸⁰ 521	18	Normal	0,243	9 (11%)
Breite TOF-Peak	1400 Kanäle ⁸⁰	462	Rechteck	0,053	25 (30%)
Kontur PHPS-Matrix	-	-	-	-	21 (25%)
Statistische Unsicherheit ($N_{DET}=857$)	-	-	Poisson	-	29 (35%)
Ergebnis:					45

Tabelle 8: Messunsicherheitsbudget der Anzahl nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) für die Messzeit UCL 7/00.

⁸⁰ Die Angaben beziehen sich auf 13bit-Spektren (wobei im Fall der Pulshöhen die Spektren nicht um den Offset verschoben sind).

A.1.3 Mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit aus beiden Strahlzeiten

Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors ergibt sich aus dem gewichteten Mittelwert der Einzelmessungen UCL 4/00 (Index „1“) und UCL 7/00 (Index „2“). Bei der Bestimmung der Unsicherheit der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit muss beachtet werden, dass die Unsicherheiten aus den Einzelmessungen teilweise miteinander korreliert sind [GUM95].

Um die Betrachtung der Unsicherheiten zu vereinfachen, werden nur die Faktoren aus Gleichung (18) berücksichtigt, die wesentlich zur Unsicherheit beitragen (vergleiche Tabelle 5). Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε ergibt sich in dieser Näherung aus

$$\varepsilon_i \approx \frac{N_{DET_i}}{N_{REK,PE_i} \cdot K_{W/R}} := \frac{a_i}{b_i \cdot c}$$

Diese Funktion wird durch ihre Taylorreihe dargestellt:

$$\varepsilon_i(x_i + \delta x_i) = \varepsilon_i(x_i) + \sum_i \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial x_i} \delta x_i + \dots \equiv \varepsilon_i + \delta \varepsilon_i$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial a_i} &= \frac{\varepsilon_i}{a_i}; \quad \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial b_i} = -\frac{\varepsilon_i}{b_i}; \quad \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial c} = -\frac{\varepsilon_i}{c}; \\ \delta \varepsilon_i &= \sum_i \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial x_i} \delta x_i = \varepsilon_i \left(\frac{\delta a_i}{a_i} - \frac{\delta b_i}{b_i} - \frac{\delta c}{c} \right) \\ \Rightarrow \delta \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \right) &= \frac{\varepsilon_1}{2} \left(\frac{\delta a_1}{a_1} - \frac{\delta b_1}{b_1} - \frac{\delta c}{c} \right) + \frac{\varepsilon_2}{2} \left(\frac{\delta a_2}{a_2} - \frac{\delta b_2}{b_2} - \frac{\delta c}{c} \right) \end{aligned}$$

Die Unsicherheiten der einzelnen Faktoren werden in korrelierte (Index ^K) und unkorrelierte (Index ^U) Anteile getrennt. Die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen N_{DET} ist zwischen den Messungen nicht korreliert. Der Korrekturfaktor $K_{W/R}$ ist bei beiden Messungen identisch und damit korreliert. Die Anzahl der rekonstruierten Treffer auf dem NE213-Detektor $N_{REK,PE}$ hat korrelierte und nicht korrelierte Anteile. Von den in Tabelle 6 aufgeführten Einflussgrößen werden die ersten drei, d.h. die Kalibrierung der Vieldrahtzähler und deren Abstand zum Target, als korreliert angesehen ($\Delta N_{REK,PE}^K = \Delta b^K = (129^2 + 157^2 + 139^2)^{1/2} \approx 246$ und $(\Delta N_{REK,PE}^K = \Delta b^K = (163^2 + 194^2 + 180^2)^{1/2} \approx 310$). Die relative korrelierte Unsicherheit ist bei beiden Messungen gleich ($\Delta r^K = 246/5641 \approx 310/7172 \approx 0,043$). Alle weiteren Größen in Tabelle 6 sind zwischen den Messungen nicht miteinander korreliert ($\Delta N_{REK,PE}^U = (52^2 + 93^2 + 20^2 + 25^2)^{1/2} \approx 134$ und $\Delta N_{REK,PE}^U = (83^2 + 128^2 + 18^2 + 21^2)^{1/2} \approx 177$).

Damit gilt:

$$\delta N_{DET1} = \delta a_1 = \delta a_1^U = 21; \quad \delta N_{DET2} = \delta a_2 = \delta a_2^U = 18; \quad \delta K_{W/R} = \delta c = \delta c^K = 0,03$$

$$\delta N_{REK,PE1} = \delta b_1 = \delta b_1^U + \delta b_1^K = \delta b_1^U + \delta r^K \cdot b_1 \quad \text{wobei } \delta r^K = \frac{\delta b_1^K}{b_1} = \frac{\delta b_2^K}{b_2}$$

$$\delta N_{REK,PE2} = \delta b_2 = \delta b_2^U + \delta b_2^K = \delta b_2^U + \delta r^K \cdot b_2$$

mit

$$\Rightarrow \delta \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \right) = \frac{\varepsilon_1}{2} \left(\frac{\delta a_1^U}{a_1} - \frac{\delta b_1^U + \delta r^K \cdot b_1}{b_1} - \frac{\delta c^K}{c} \right) + \frac{\varepsilon_2}{2} \left(\frac{\delta a_2^U}{a_2} - \frac{\delta b_2^U + \delta r^K \cdot b_2}{b_2} - \frac{\delta c^K}{c} \right)$$

= ...

$$= \frac{\varepsilon_1}{2} \left(\frac{\delta a_1^U}{a_1} - \frac{\delta b_1^U}{b_1} \right) + \frac{\varepsilon_2}{2} \left(\frac{\delta a_2^U}{a_2} - \frac{\delta b_2^U}{b_2} \right) + \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \right) \left(\delta r^K + \frac{\delta c^K}{c} \right)$$

$$\left(\Delta \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \right) \right)^2 := \left(\frac{12,9}{2} \right)^2 \cdot \left(\left(\frac{40}{656} \right)^2 + \left(\frac{134}{5641} \right)^2 \right) + \left(\frac{13,6}{2} \right)^2 \cdot \left(\left(\frac{45}{857} \right)^2 + \left(\frac{177}{7172} \right)^2 \right) + \left(\frac{12,9 + 13,6}{2} \right)^2 \cdot \left(0,043^2 + \left(\frac{0,03}{1,00} \right)^2 \right)$$

$$\Delta \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \right) = 0,9$$

A.2 Korrekturfaktor (K_V) für den Verlust von (n,p)-Neutronen

Einige Neutronen erfahren nach der (n,p)-Streuung eine weitere Wechselwirkung und können dadurch für die Kalibrierung verloren gehen. Die Anzahl der Neutronen, die gemäß der Rekonstruktion den Neutronendetektor treffen, wird um diesen Anteil korrigiert. Vereinfachend wird davon ausgegangen, dass kein Neutron nach einer zweiten Wechselwirkung den NE213-Detektor erreicht. Diese Näherung ist zulässig, da es sich um eine kleine Korrektur handelt.

Die Wechselwirkungen können im wesentlichen im Target selbst, in dem Austrittsfenster der Streukammer (200 μm Edelstahl) und in der Luftschicht zwischen Streukammer und NE213-Detektor (44 cm) stattfinden.

Die mittlere Weglänge der gestreuten Neutronen im Polyethylentarget wurde mit der Simulation zu 800 μm bestimmt.

Das Verhältnis wechselwirkender Neutronen (N') zur Gesamtanzahl (N_0) ergibt sich aus folgendem Zusammenhang (keine signifikante Schwächung des Strahls):

$$\frac{N'}{N_0} = \sigma_{total} \cdot \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \Delta x$$

mit σ_{total} = Totaler Wirkungsquerschnitt (cm^2) N_A = Avogadrokonstante
 ρ = Dichte (g/cm^3) A = Molare Masse (g/mol)
 Δx = Dicke der Schicht (cm)

	^1H	^{12}C	^{56}Fe	^{52}Cr	^{58}Ni	^{14}N	^{16}O
Totaler Wirkungsquerschnitt bei 45 MeV (barn)	0,19	1,02	2,52	2,48	2,57	1,16	1,31

Tabelle 9: Totale Wirkungsquerschnitte einiger Nuklide für Neutronen bei 45 MeV [LAN01].

Daraus folgt:

Target (1/3 C, 2/3 H)

$$\rho_{\text{PE}} = 1,0 \text{ g}/\text{cm}^3, A \approx 4,7 \text{ g}/\text{mol}, \Delta x = (0,08 \pm 0,02) \text{ cm}$$

mittlerer totaler Wirkungsquerschnitt von PE: $\sigma_{total} \approx 0,47$ barn

$$\frac{N'}{N_0} = 0,47 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 1,0 \text{ g}/\text{cm}^3}{4,7 \text{ g}/\text{mol}} \cdot (0,08 \pm 0,02) \text{ cm} \approx (4,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$$

Austrittsfenster (70,5% Fe, 19,5% Cr, 10,0% Ni)

$$\rho_{\text{STAHL}} = 7,8 \text{ g}/\text{cm}^3, A \approx 55,5 \text{ g}/\text{mol}, \Delta x = (0,02 \pm 0,005) \text{ cm}$$

mittlerer totaler Wirkungsquerschnitt von Stahl: $\sigma_{total} \approx 2,51$ barn

$$\frac{N'}{N_0} = 2,51 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 7,8 \text{ g}/\text{cm}^3}{55,5 \text{ g}/\text{mol}} \cdot (0,02 \pm 0,005) \text{ cm} \approx (4,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$$

Luft (78% N, 21% O)

$$\rho_{\text{LUFT}} = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ g}/\text{cm}^3, A \approx 14,3 \text{ g}/\text{mol}, \Delta x = (44 \pm 4) \text{ cm}$$

mittlerer totaler Wirkungsquerschnitt von Luft: $\sigma_{total} \approx 1,18$ barn

$$\frac{N'}{N_0} = 1,18 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ g}/\text{cm}^3}{14,3 \text{ g}/\text{mol}} \cdot (44 \pm 4) \text{ cm} \approx (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$$

In der Summe der drei Komponenten beträgt der Anteil gestreuter Neutronen $N'/N_0 = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$. Dem entspricht ein Korrekturfaktor

$$K_V = (0,988 \pm 0,002).$$

A.4 Rohdatenspektren

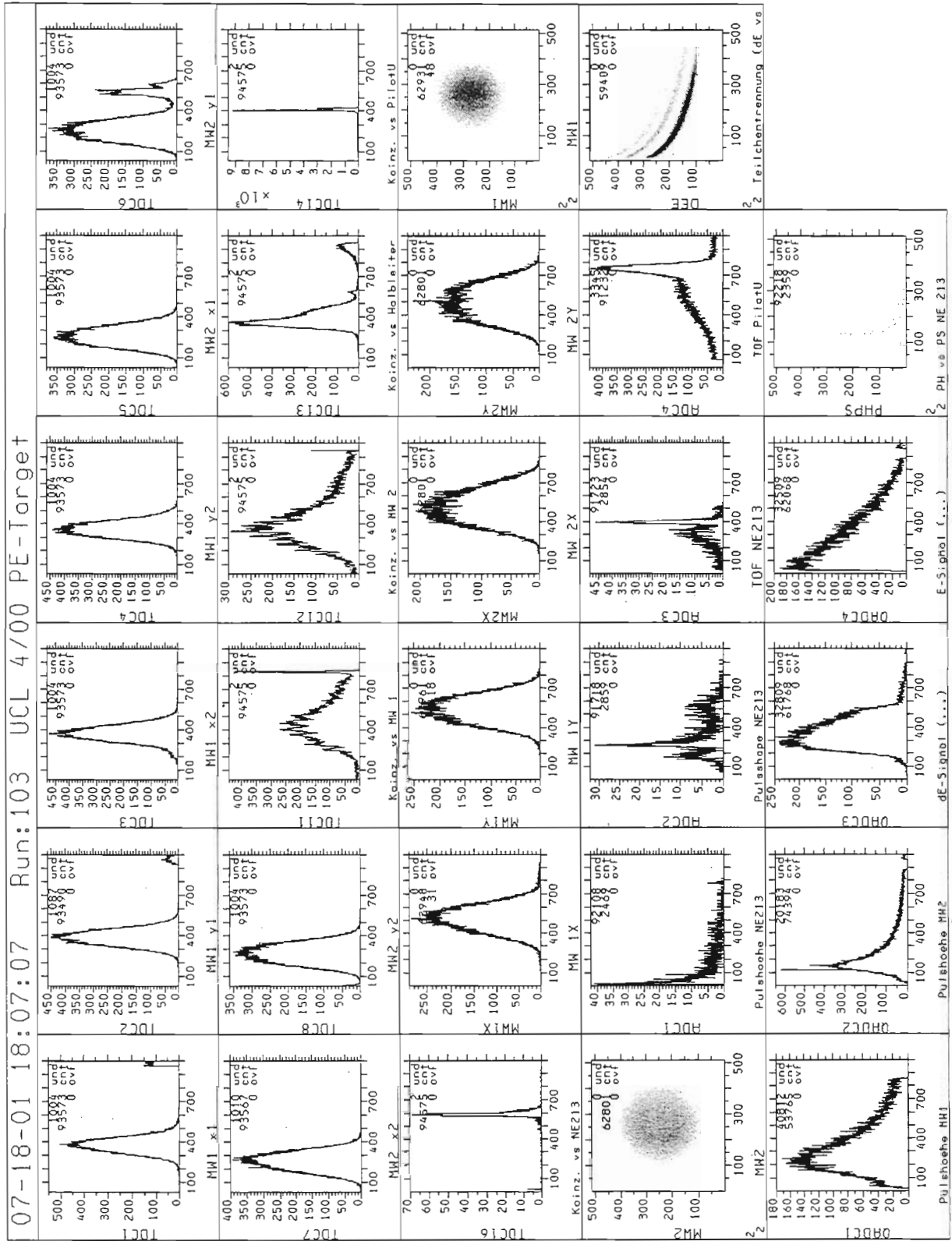


Bild A.1: Rohdatenspektren des Polyethylentargets aus der Strahlzeit UCL 4/00

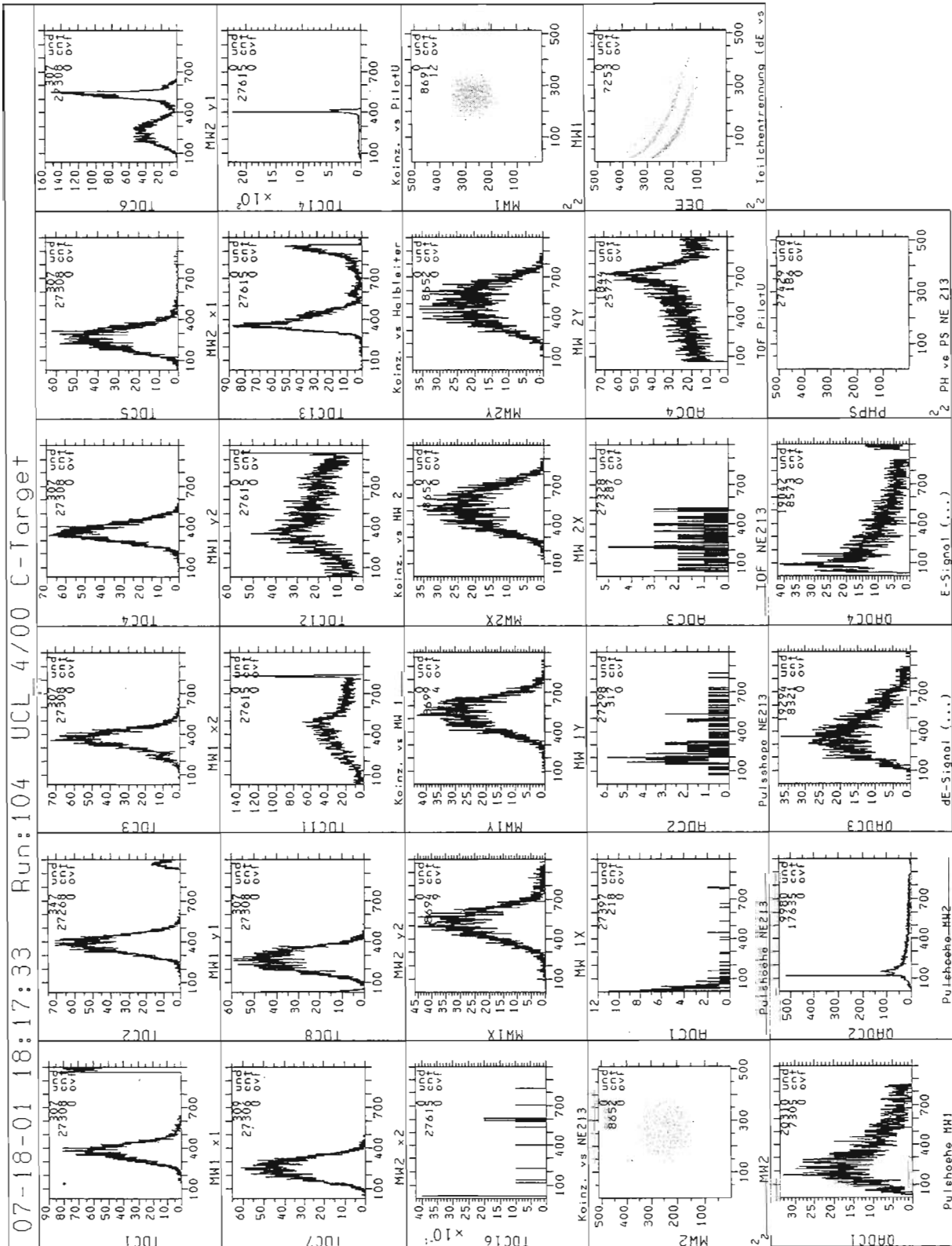


Bild A.2: Rohdatenspektren des Graphittargets aus der Strahlzeit UCL 4/00.

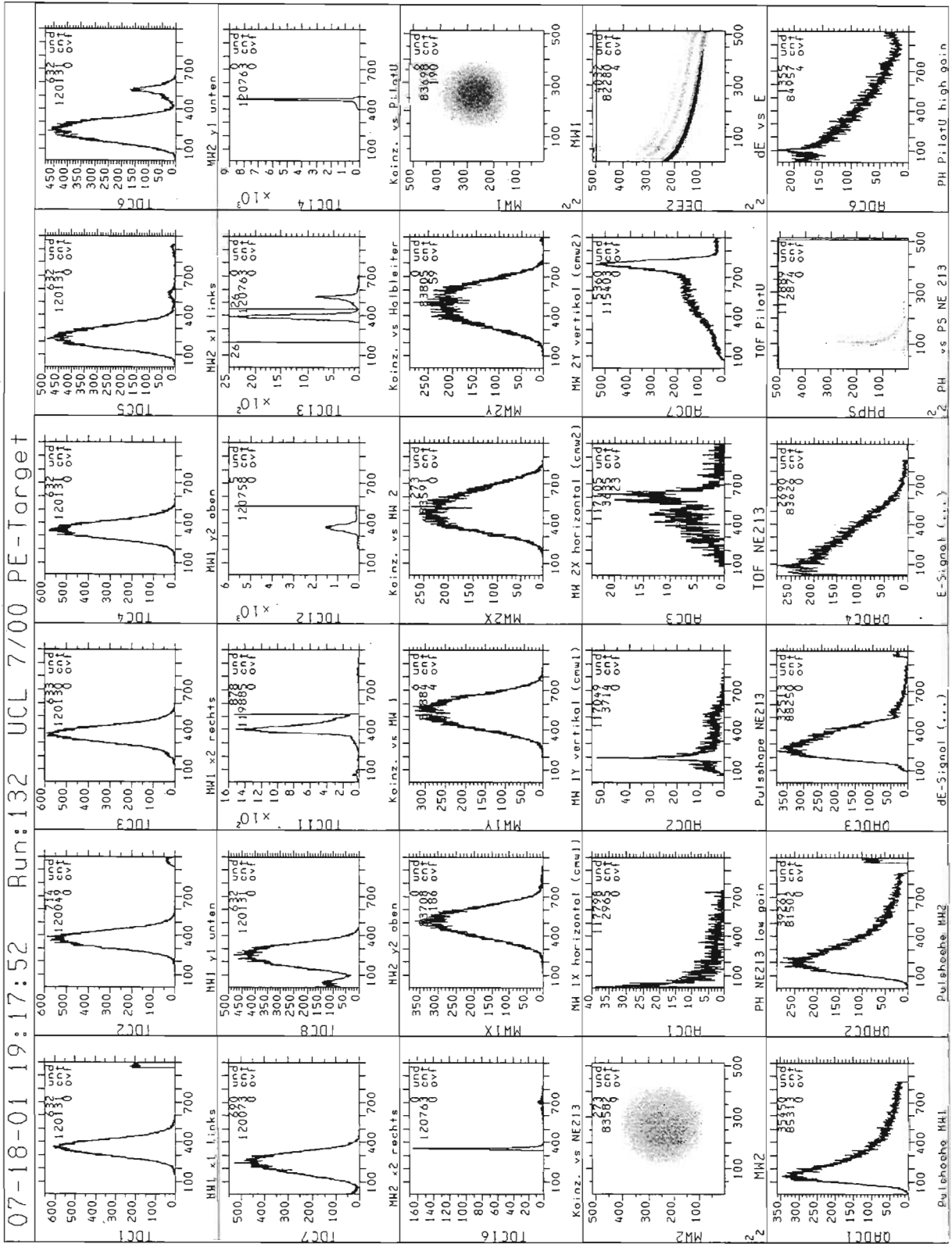


Bild A.3: Rohdatenspektren des Polyethylentargets aus der Strahlzeit UCL 7/00.

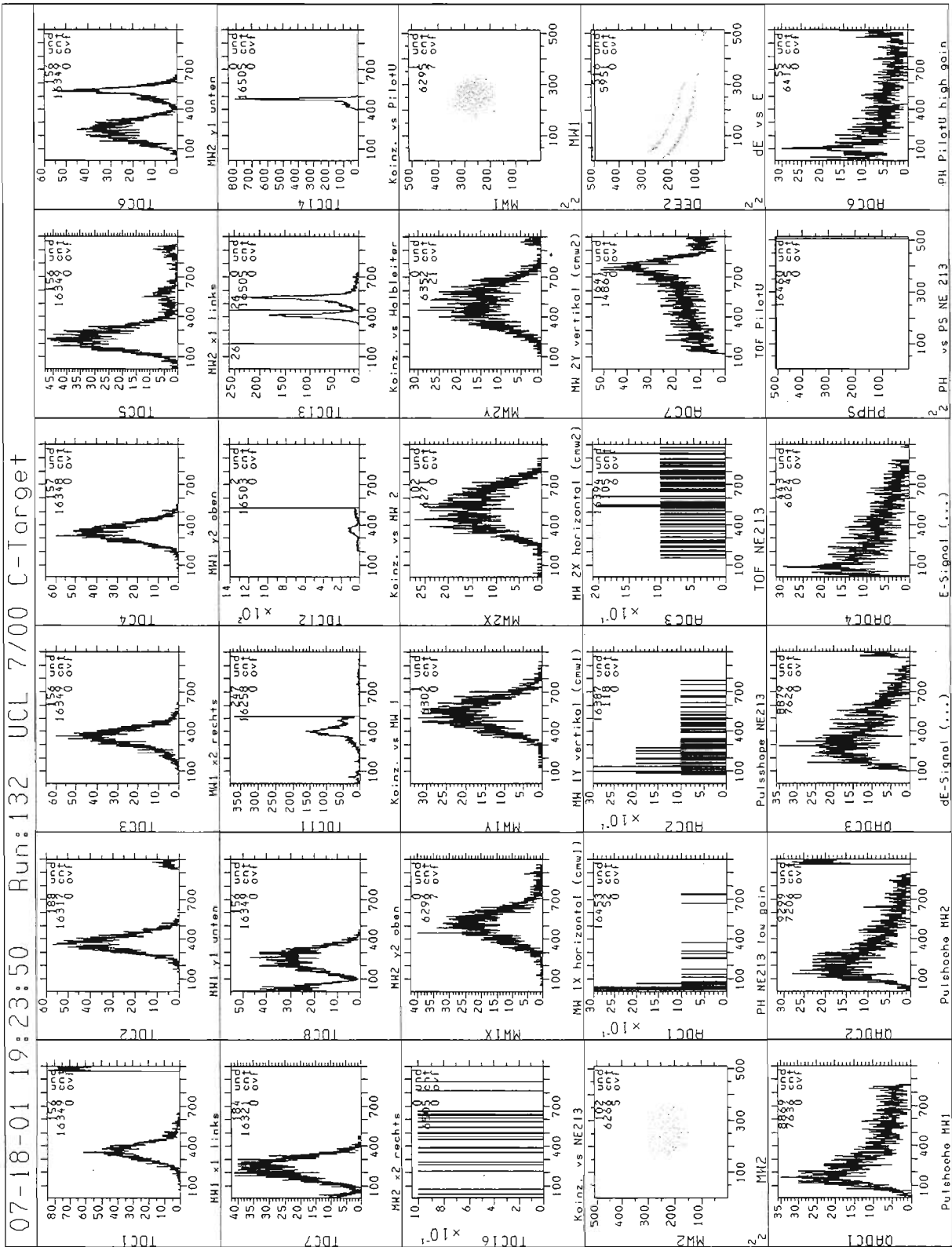


Bild A.4: Rohdatenspektren des Graphittargets aus der Strahlzeit UCL 7/00.

A.5 Verwendete Abkürzungen

PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
Peak	Maximum
TCAP	„Time-Correlated-Associated-Particles“
ADC	„analog digital converter“
QADC	Ladungsempfindlicher ADC
TDC	„time to digital converter“
MW	Vieldrahtzähler
eV_{ee}	Elektronenäquivalente Energie
l.u.	„light unit“ Lichteinheit, $1 \text{ MeV}_{ee} = 1 \text{ l.u.}$
NE213	NE213-Detektor
PE-Target	Polyethylentarget
C-Target	Kohlenstofftarget
Target	Radiator, Streuzentrum
UCL	Université-Catholique-Louvain (in Louvain-la-Neuve, Belgien)
(n,p)-Streuung	Elastische Streuung schneller Neutronen an (ruhenden) Protonen
(n,p)-Neutron	An einem Proton elastisch gestreutes Neutron
(n,p)-Proton	Rückstoßproton aus einer (n,p)-Streuung
γ	Gammaquant
α	Alphateilchen
E_n	Neutronenenergie
E_{n_0}	Energie der Neutronen aus dem primären Neutronenstrahl
HWB	Halbwertsbreite
p	Proton
d	Deuteron
t	Triton
$\Delta E-E$	Energieverlust und Energie
UMAC	„Utrecht Measurement, Analysis and Control program“
SCINFUL	„Scintillator Full Response to Neutron Detection“, Simulationsprogramm, [DIC88]
GRESF	„Gamma Response“, Simulationsprogramm, siehe [DIE01]
NRESP	„Neutron Response“, Simulationsprogramm, siehe [DIE82]
offset	Nullpunktverschiebung
SPEKT	Programm zur Analyse von Spektren, siehe [LES91]

A.6 Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Bild 1.1: Vergleich experimenteller (n,p)-Wirkungsquerschnitte mit der Streuphasenanalyse „VS35“	8
Bild 1.2: Gemessenes Pulshöhenspektrum eines Kohlenwasserstoffszintillators (NE213-Detektor)	10
Bild 1.3: Prinzipskizze der TCAP-Messeinrichtung.	14
Bild 1.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte von $^{12}\text{C}(n,xp)$ -Reaktionen und der (n,p)-Streuung	15
Bild 2.1: Vereinfachte Darstellung der TCAP-Streukammer.	17
Bild 2.2: Foto in das Innere der TCAP-Streukammer.	18
Bild 2.3: Explosionszeichnung eines einstufigen Vieldrahtzählers.	20
Bild 2.4: Auswertung der Kathodensignale der Vieldrahtzähler mit Zeitkodierung	22
Bild 2.5: Vereinfachte Explosionszeichnung eines erweiterten Vieldrahtzählers	24
Bild 2.6: Anodensignale eines erweiterten Vieldrahtzählers	26
Bild 2.7: Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler	28
Bild 2.8: Kalibriervorrichtung, mit der Messungen der Vieldrahtzähler kalibriert werden	30
Bild 2.9: Eindimensionales Spektrum eines Vieldrahtzählers	30
Bild 2.10: Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors (A) und des PilotU-Detektors (B).	32
Bild 2.11: ΔE -E- Matrix einer Messung am Hochenergieneutronenstrahl	32
Bild 2.12: Schematische Darstellung der Signale eines Phoswichdetektors.....	36
Bild 2.13: ΔE -E-Matrix des Phoswichdetektors.....	37
Bild 2.14: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors in einem weißen Neutronenspektrum	40
Bild 2.15: Pulshöhenspektren der Neutronen, die in den gewählten Flugzeitintervallen liegen	41
Bild 2.16: Anpassung einer GRESP-Rechnung an die Comptonkante einer ^{89}Y -Quelle	43
Bild 2.17: Kompressionsfaktor aus der Anpassung berechneter an gemessene Spektren	44
Bild 2.18: Beispiel der Anpassung einer NRESP Rechnung	45
Bild 2.19: Lichtausbeutefunktion des PilotU-Detektors.	46
Bild 2.20: Gemessenes Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors	49
Bild 2.21: Energieverlust der Protonen in den Vieldrahtzählern	51
Bild 2.22: Simulation des Energieverlustes der Protonen in den Vieldrahtzählern.....	52
Bild 2.23: Abbildung einer Lochmaske mit Protonen auf dem hinteren Vieldrahtzähler	54
Bild 2.24: Theoretische Abbildung dreier Bohrungen auf einem Vieldrahtzähler	54
Bild 2.25: Vergleich eines gerechneten und eines gemessenen Ortsspektrums	55
Bild 2.26: Ortsauflösung bei großen Pulshöhen im Vieldrahtzähler	57
Bild 2.27: Ortsauflösung bei mittleren Pulshöhen im Vieldrahtzähler	58
Bild 2.28: Ortsauflösung bei kleinen Pulshöhen im Vieldrahtzähler.....	59
Bild 2.29: Gemessene Ortsspektren des hinteren Vieldrahtzählers.....	60
Bild 3.1: Schematische Darstellung der Erzeugung des Neutronenstrahls an der UCL	62
Bild 3.2: Neutronenenergiespektren am Messplatz für hochenergetische (UCL)	63
Bild 3.3: Mit α -Teilchen auf einem Vieldrahtzähler abgebildete Kreuzmaske	66
Bild 3.4: Generierung des Triggersignals für die Datenaufnahme.....	69
Bild 3.5: Skizze der Elektronik für eine Messungen am Hochenergieneutronenstrahl	70
Bild 3.6: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors im primären Neutronenstrahl.....	72
Bild 3.7: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors im primären Neutronenstrahl.....	72
Bild 3.8: Verschiebung des Flugzeitsignals im Verlauf der Messzeit	74
Bild 3.9: Flugzeitdrift im Verlauf der etwa 60-stündigen Messzeit	75
Bild 3.10: Flugzeitspektrum der Messzeit UCL 7/00 ohne und mit der Korrektur der Flugzeitdrift.....	76
Bild 3.11: Pulshöhenspektren des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors	77
Bild 3.12: Flugzeitspektrum des PilotU-Detektors aus der Strahlzeit UCL 4/00	78

Bild 3.13: Zeitspektren der Vieldrahtzähler, des Halbleiterdetektors und des PilotU-Detektors	79
Bild 3.14: Zählraten der ²³⁸ U-Spaltkammer und des auf dem Lithiumtarget gemessenen Stroms.....	81
Bild 3.15: Veranschaulichung der Projektionsrichtungen bei der Darstellung der Ortsspektren	85
Bild 3.16: Ortsspektren der Protonen auf dem vorderen und dem hinteren Vieldrahtzähler.....	86
Bild 3.17: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor und dem Polyethylentarget.....	88
Bild 3.18: Projektionen der Neutronenfluenz am Ort des NE213-Detektors	89
Bild 3.19: Simulierte zweidimensionale Ortsverteilung der gestreuten Neutronen	90
Bild 3.20: Streuwinkel der Protonen (α_p) und Neutronen (α_n).....	91
Bild 3.21: Energie der Protonen aus dem Pulshöhenspektrum des PilotU-Detektors	92
Bild 3.22: Darstellung der mit dem PilotU-Detektor gemessenen Gesamtflugzeit.....	93
Bild 3.23: Energiespektren der Neutronen vor dem Stoß	94
Bild 4.1: Ortsspektren des vorderen und des hinteren Vieldrahtzählers	105
Bild 4.2: Rekonstruierte Ortsspektren der Protonen auf dem PilotU-Detektor und dem Target.....	106
Bild 4.3: Vergleich der gemessenen und der simulierten Streuwinkelverteilungen.....	107
Bild 4.4: Rekonstruierte Ortsspektren der gestreuten Neutronen.....	108
Bild 4.5: Energie der Protonen bei Erreichen des PilotU-Detektors	108
Bild 4.6: Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler in der Simulation	109
Bild 4.7: Simulation mit energieunabhängiger Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtzähler.....	110
Bild 4.8: Auswahl großer Streuwinkel.....	112
Bild 4.9: Auswahl kleiner Streuwinkel	113
Bild 4.10: Vergleich der simulierten wahren und rekonstruierten Neutronenfluenzen	115
Bild 4.11: Differenzen zwischen den „wahren“ und den rekonstruierten Orten der Neutronen	115
Bild 5.1: Spektren des NE213-Detektors aus der Messung UCL 4/00.....	120
Bild 5.2: Spektren des NE213-Detektors aus der Messung UCL 7/00.....	120
Bild 5.3: Matrix der Pulsform gegen die Pulshöhe des NE213-Detektors (PHPS-Matrix).....	121
Bild 5.4: Pulshöhenspektrum des NE213-Detektors aus der Strahlzeit UCL 7/00.....	123
Bild 5.5: Energiespektren der Neutronen die den NE213-Detektor getroffen haben	127
Bild 5.6: Mit der Simulation scINFUL errechnete Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des NE213-Detektors	130
Bild A.1: Rohdatenspektren des Polyethylentargets aus der Strahlzeit UCL 4/00.....	143
Bild A.2: Rohdatenspektren des Graphittargets aus der Strahlzeit UCL 4/00.	144
Bild A.3: Rohdatenspektren des Polyethylentargets aus der Strahlzeit UCL 7/00.....	145
Bild A.4: Rohdatenspektren des Graphittargets aus der Strahlzeit UCL 7/00.	146
Tabelle 1: Tabelle der verwendeten Nuklide.....	42
Tabelle 2: Halbwertsbreiten (HWB) der Gaußfunktionen, mit denen die GRESP-Spektren gefaltet wurden.	44
Tabelle 3: Daten aus der Anpassung von NRESP-Rechnungen.....	46
Tabelle 4: Physikalische Parameter der TCAP-Messeinrichtung und des NE213-Detektors	67
Tabelle 5: Nachweiswahrscheinlichkeit des NE213-Detektors.....	128
Tabelle 6: Messunsicherheitsbudget für die Anzahl von Neutronen ($N_{REK,PE}$) bzw. ($N_{REK,C}$),	137
Tabelle 7: Messunsicherheitsbudget der Anzahl nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) UCL 4/00.	139
Tabelle 8: Messunsicherheitsbudget der Anzahl nachgewiesener Neutronen (N_{DET}) UCL 7/00.	139
Tabelle 9: Totale Wirkungsquerschnitte einiger Nuklide für Neutronen bei 45 MeV [LAN01].	141

A.7 Literaturverzeichnis

- [ARN87] ARNDT, R.A., HYSLOP, J.S., ROPER, D., (1987). „Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1100 MeV“, *Phys. Rev. D*, **35**, 128-144.
- [ARN91] ARNDT, R.A. (1991). „Nucleon-nucleon elastic scattering analyses at VPI & SU,“ pp. 39-44 in *Proceedings of a specialists' meeting on neutron cross section standards for the energy region above 20 MeV* (OECD, Paris)
- [AJZ88] AJZENBERG-SELOVE, F. (1988), „Energy Levels of Light Nuclei“, *Nucl. Phys.* **A490**, 1-225.
- [BET53] BETHE, H.A. (1953). „Molière's theory of multiple scattering,“ *Phys. Rev.* **89**, 1256-1266.
- [BIC58] BICHEL, H. (1958). „Multiple scattering of protons,“ *Phys. Rev.* **112**, 182-185.
- [BIE95] BIERSACK, J.P., ZIEGLER, J.F. (1995). „TRIM95 Transport of Ions in Matter“, Rechenprogramm.
- [BRE90] BREDE, H.J., BEVERUNG, W., BÖTTGER, R. (1990). „An external pulsing system for the Louvain-la-Neuve cyclotron“, PTB Laborbericht, PTB 7.31-90-1, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.
- [BRE82] BRESKIN, A. (1982). „Progress on low-pressure gaseous detectors,“ *Nucl. Instrum. Methods* **196**, 11-21.
- [BRE77] BRESKIN, A., CHARPAK, G., DEMIERRE, C., MAJEWSKI, S., POLICARPO, A., SAULI, F. AND SANTIARD, J.C. (1977). „High-accuracy, bidimensional read-out of proportional chambers with short resolution times,“ *Nucl. Instrum. Methods* **143**, 29-39.
- [BRE84] BRESKIN, A., CHARPAK, G. AND MAJEWSKI, S. (1984). „On the Low-Pressure Operation of Multistep Avalanche Chambers,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **220**, 349.
- [CHA79] CHARPAK, G., SAULI, F. (1979). „Multiwire proportional chambers and drift chambers,“ *Nucl. Instrum. Methods* **162**, 405-428.
- [CHA70] CHARPAK, G., RAHM, J. AND STEINER, H. (1970). „Some developments in the operation of multiwire proportional counters,“ *Nucl. Instrum. Methods* **80**, 13-34.
- [CHA78] CHARPAK, G., PETERSEN, G., POLICARPO, A. AND SAULI, F. (1978). „Progress in High-Accuracy Proportional Counters,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **148**, 471-482.
- [CHA00] CHADWICK, M.B., JONES, D.T.L., MEULDERS, J.P., SCHUHMACHER, H., YOUNG, P.G. (2000). „Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection“, ICRU Report 63.
- [CIE82] CIERJACKS, S., SWINHOE, M.T., BUTH, L., HOWE, S.D. AND RAUPP, F. (1982). „The absolute detection efficiency of an NE 213 liquid scintillator for neutrons in the energy range 50 - 450 MeV,“ *Nucl. Instrum. Methods* **192**, 407-413.
- [DEB79] DEBEVEC, P.T., MOAKE, G.L. AND QUIN, P.A. (1979). „Measurement of the detection efficiency for 130 MeV neutrons of a cylindrical NE213 cell by the associated particle method,“ *Nucl. Instrum. Methods* **166**, 467-471.
- [DIC88a] DICKENS, J.K. (1988a). SCINFUL: A Monte Carlo Based Computer Program to Determine a Scintillator Full Energy Response to Neutron Detection for En Between 0.1 and 80 MeV: Program Development and Comparisons of Program Predictions with Experimental Data (Oak Ridge National Laboratory; Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge, TN)
- [DIC88b] DICKENS, J.K. (1988b). „Scintillator Full Response to Neutron Detection“, RSIC Peripheral Shielding Routine Collecton (Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge, TN)
- [DIE82] DIETZE, G., KLEIN, H. (1982). „NRESP4 and NEFF4 – MC-Codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE213-Scintillation Detectors“, PTB-ND-22 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig)
- [DIE01] DIETZE, G. (2001). Private Kommunikation, (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig)
- [DKD98] Deutscher Kalibrierdienst (1998). „DKD-3, Angabe der Messunsicherheit bei Kalibrierungen“ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig).
- [DRO78] DROSG, M. (1978). „Unified Absolute Differential Cross Sections for Neutron Production by the Hydrogen Isotopes for Charged Particle Energies between 6 and 17 MeV“, *Nucl. Sci. Eng.* **67**, 190-220.
- [DUP87] DUPONT, C., LELEUX, P., LIPNIK, P., MACQ, P. AND NINANE, A. (1987). „Study of a collimated fast neutron beam,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **A256**, 197-206.

- [FOW80] FOWLER, J.L., COOKSON, J.A., HUSSAIN, M., SCHWARTZ, R.B., SWINHOE, M.T., WISE, C. AND UTTLEY, C.A. (1980). „Efficiency calibration of scintillation detectors in the neutron energy range 1.5 - 25 MeV by the associated particle technique,“ *Nucl. Instrum. Methods* **175**, 449-463.
- [GAY90] Gayther, D.B. (1990). „International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission chamber Transfer instruments“, *Metrologia* **27**, 221-231.
- [GOT93] GOTTSCHALK, B., KOEHLER, A.M., SCHNEIDER, R.J., SISTERTON, J.M. AND WAGNER, M.S. (1993). „Multiple coulomb scattering of 160 MeV protons,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **74**, 467-490.
- [GUM95] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION (1995). „Guide to the expression of uncertainty in measurement“ (International Organization for Standardization, Geneva, CH), ISBN 92-67-10188-9
- [ISH82] ISHIWARI, R., SHIOMI, N., SAKAMOTO, N. (1982). „Geometrical effect on the measurement of stopping power: Angle-dependent energy loss of 7-MeV protons in metallic and organic thin foils“, *Phys. Rev.* **25**, 2524-2528.
- [KON98] KONING, A.J., BERSILLON, O. AND DELAROCHE, J.-P. (1998). „Nuclear Data for Accelerator-Driven Systems: Nuclear Models, Experiments, and Data Libraries“, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **414**, 49-67.
- [LAN01] Los Alamos National Laboratory (2001), T2 Nuclear Information Service, <http://t2/lanl.gov/>
- [LEO94] LEO, W.R. (1994). „Techniques for nuclear and particle physics experiments - A how-to approach“ (Springer-Verlag, Heidelberg), ISBN 3-540-57280-5, Lehrbuch, 2.Auflage.
- [LES91] LESIECKI, H. (1991). „PC-SPEKT Version V2.0 Benutzer-Handbuch“, Laborbericht PTB-6.33-91-5 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig).
- [MAS00] MASHNIK, S.G., CHADWICK, M.B., YOUNG, P.G., MACFARLANE, R.E. AND WATERS, L.S. (2000). „Li-7(p,n) nuclear data library for incident proton energies to 150 MeV“ (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA)
- [MOL48] MOLIERE, G. (1948). „Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II - Mehrfach- und Vielfachstreuung,“ pp. 78-97 in *Zeitschrift für Naturforschung*.
- [MUS95] MUSIOL, G., RANFT, J., REIF, R. AND SEELIGER, D. (1995). „Kern- und Elementarteilchenphysik,“ (Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main), ISBN 3-8171-1404-4, Lehrbuch, 2. korr. Auflage.
- [NOL92] NOLTE, R., SCHUHMACHER, H., BREDE, H.J. AND SCHREWE, U.J. (1992). „Measurement of High-Energy Neutron Fluences With Scintillation Detectors and Proton Recoil Telescopes,“ *Radiat. Prot. Dosim.* **44**, 101-104.
- [NOL93] NOLTE, R., BREDE, H.J., SCHREWE, U.J. AND SCHUHMACHER, H. (1993). „Neutron spectrometry with liquid scintillation detectors at neutron energies between 20 MeV and 70 MeV: a status report“, PTB-Bericht PTB-N-9 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig), ISBN 3-89429-328-4
- [NOL01] NOLTE, R., (2001) Private Kommunikation, (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig).
- [PAT91] PATICCHIO, V., D'ERASMO, G., FIORE, E.M., FIORE, L., GRION, N., GUARINO, G., PANTALEO, A. AND RUI, R. (1991). „Efficiency measurements of large volume organic scintillator counters to neutrons of energy from 54 to 360 MeV,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **305**, 150-157.
- [RAP90] RAPAPORT, J., FOSTER, C.C., GOODMAN, C.D., GOULDING, C.A., TADDEUCCI, T.N., HOREN, D.J., SUGARBAKER, E.R., GAARDE, C., LARSEN, J., CARR, J.A., PETROVICH, F. AND THREAPLETON, M.J. (1990). „(p,n) reaction on Li isotopes for $E_p = 60 - 200$ MeV,“ *Phys. Rev. C* **41**, 1920-1931.
- [SAID] Said is a code which allows users to access and compare databases, models and partial-wave solutions for elastic NN, πN , πd and K^+N scattering. Center for Nuclear Studies CNS, Department of Physics, The George Washington University, Ashburn, VA 20147, USA, <http://gwdac.phys.gwu.edu/>
- [SCH98] SCHUHMACHER, H. (1998). „Bestimmung der Neutronenfluenz mit dem Rückstoßprotonen-Teleskop PRT2“, Laborbericht PTB- 6.32-98-1 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig).
- [SCH99] SCHUHMACHER, H., BREDE, H.J., DANGENDORF, V., KUHFUSS, M., MEULDERS, J.P., NEWHAUSER, W.D. AND NOLTE, R. (1999). „Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 MeV to 70 MeV,“ *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **421**, 284-295.
- [THU99] THUN, J., KÄLLNE, J., VARIGNON, C., BLOMGREN, J., BORNE, F., ELMGREN, K., JONSSON, O. AND LECOLLEY, J.F. (1999). „The response of a liquid scintillator detector to neutrons of energies between 21 and 100 MeV“ (Uppsala University, Department of Neutron Research, Uppsala, Sweden)
- [TIT01] TITTELMEIER, K. (2001). „Stabilisierung von Szintillationsdetektoren“, Laborbericht PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig) in Vorbereitung.

Danksagung

Diese Arbeit wurde durch die Zusammenarbeit von Prof. Dr. Rolf Michel, Direktor des Zentrums für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover mit Herrn Dr. Horst Klein, Leiter des Fachbereichs „Neutronenstrahlung“ und Dr. Helmut Schuhmacher, Leiter des Labors „Neutronendosimetrie“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig ermöglicht.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Michel für die Möglichkeit zur Promotion, die Betreuung im Laufe des Projektes und die geleistete Unterstützung. Des Weiteren danke ich Prof. Michel für die Möglichkeit zur Teilnahme an Strahlenschutzkursen in seinem Institut.

Ich danke Herrn Dr. Klein und Herrn Dr. Schuhmacher für die Aufnahme in das Fachlaboratorium „Neutronendosimetrie“ und für die zur Verfügung gestellten Personal- und Sachmittel.

Für die umfangreiche Zusammenarbeit in diesem Projekt danke ich Herrn Dr. Ralf Nolte und Herrn Dr. Volker Dangendorf, die mit ihrem Engagement diese Arbeit ermöglicht haben. Insbesondere gilt mein ausdrücklicher Dank Herrn Dr. Nolte für unzählige Anregungen und Diskussionen.

Eine besondere Herausforderung stellten die zahlreichen Strahlzeiten am Hochenergie-neutronenstrahl der Université-Catholique-Louvain (UCL), Belgien, dar, die erst durch den aufopfernden Einsatz aller Beteiligten zum Erfolg wurden. An dieser Stelle danke ich auch Herrn Prof. Dr. Meuldèrs und seinen Mitarbeiterinnen von der UCL für die gute Zusammenarbeit.

Ich danke Herrn Dipl.-Ing. Mathias Weierganz und Herrn Dipl.-Ing. Michael Kuhfuß für die Unterstützung bei diversen Programmieraufgaben und die Hilfestellung bei Netzwerkfragen. Herrn Dipl.-Ing. Wilfried Wendt danke ich für die Entwicklung eines für die Messeinrichtung optimierten Breitbandverstärkers und für die Hilfe bei elektronischen Fragen. Herrn Wolfgang Heinemann danke ich für die Anfertigung unzähliger mechanischer Bestandteile der Streukammer und der Detektoren. Herr Heinemann hat es stets verstanden, trotz meiner Zeichnungen passende Werkstücke anzufertigen. Herrn Detlef Mügai und seinen Auszubildenden danke ich für die Anfertigung von Platinen und elektronischem Zubehör. Herrn Kai Tittelmeier danke ich für die umfangreiche Unterstützung.

Abschließend bedanke ich mich bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Fachbereichs „Neutronenstrahlung“ der PTB im Meitner- und Chadwickbau, die durch ihren Einsatz zum Erfolg des Projektes beigetragen haben.

Diese Arbeit wurde von der Europäischen Kommission finanziell gefördert (Projekt Nr. FI4P-CT95-0024).