

**Untersuchungen zu den Reaktionen
 $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ und $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$:**

**Winkelkorrelationen zwischen
den in der ternären Spaltung
emittierten Teilchen
und
Quaternäre Spaltung**

Dissertation

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Peter Jesinger
aus
Esslingen

2001

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juni 2001
Dekan: Prof. Dr. G.J. Wagner
1.Berichterstatter: Prof. Dr. F. Gönnenwein
2.Berichterstatter: Prof. Dr. G.J. Wagner
3.Berichterstatter: Prof. Dr. C. Wagemans, University of Gent, Belgium

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Ternäre Kernspaltung	3
1.2 Test der Zeitumkehrinvarianz im Zerfall des freien Neutrons . .	4
1.3 Tripel Korrelation in der ternären Kernspaltung	5
1.4 Paritätsverletzung in der ternären Kernspaltung	10
1.5 Links–Rechts Asymmetrie in der Kernspaltung	11
1.6 Vierfachkoinzidenzen in der Kernspaltung	11
2 Experimenteller Aufbau	15
2.1 Detektoranordnung	15
2.2 Die Kammer	17
2.3 Target	18
2.4 Detektoren	19
2.5 Elektronik	21
2.6 Datenaufnahme	25
2.7 Experiment in Grenoble	28
2.8 Spinflipper	29
2.9 Weitere Experimente	32

3	Auswertung und Resultate	35
3.1	Nachweis der Spaltfragmente	35
3.1.1	Trennung leichter und schwerer Fragmente	35
3.2	Nachweis der ternären Teilchen	37
3.2.1	Teilchendiskriminierung	37
3.2.2	Energiekalibrierung	42
3.2.3	Energieverluste	43
3.3	Energieverteilung der ternären Teilchen	44
3.3.1	α -Teilchen	44
3.3.2	Wasserstoffisotope	45
3.4	Korrelationskoeffizient D	48
3.5	Korrekturen	50
3.6	Abhängigkeit von D von der Masse der Spaltfragmente	55
3.7	Abhängigkeit von D von dem Typ des ternären Teilchens.	57
3.8	Abhängigkeit von D von der Energie der ternären Teilchen	57
3.9	Transversal polarisierter Neutronenstrahl	62
3.9.1	Paritätsverletzung der Spaltfragmente	63
3.9.2	Links–Rechts Asymmetrie der ternären Teilchen	66
3.9.3	Paritätsverletzung der ternären Teilchen	67
3.9.4	Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente	68
3.10	Ortsauflösung des PIN-Diodenfeldes	69
3.11	Quaternäre Spaltung	74
3.11.1	Berechnung der Ausbeute	77
3.11.2	Ausbeute von ^8Be	85
3.11.3	Energieverteilung in der quaternären Spaltung	88
3.11.4	Ausbeute der α - α -Koinzidenzen	93
3.11.5	Korrelationen in der Energieverteilung	94
3.11.6	Energieverteilung des ^8Be	95
3.12	α -Triton Koinzidenzen und $^7\text{Li}^*$	97

4 Diskussion	103
4.1 Asymmetrien in der Kernspaltung	103
4.2 Quaternäre Spaltung	114
4.2.1 ^8Be -Ausbeute	115
4.2.2 ^7Li -Ausbeute	115
4.3 Ausblick	117
Zusammenfassung	119
Danksagung	123
Literaturverzeichnis	125
Lebenslauf	129

Einleitung

Am Hochflußreaktor des Instituts Laue Langevin (ILL) in Grenoble wurde ein neuartiges Experiment zur ternären Kernspaltung von ^{233}U und ^{235}U mit polarisierten kalten Neutronen durchgeführt.

Ziel des Experiments ist es, eine Dreifachkorrelation zu messen, die sich aus dem Spin des die Spaltung auslösenden Neutrons, der Flugrichtung des leichteren der beiden Hauptspaltfragmente und der Flugrichtung des ternären Teilchens zusammensetzt. Das Experiment ist an die Messung des Korrelationskoeffizienten D im Zerfall des Neutrons angelehnt. Eine Korrelation aus zwei polaren Vektoren (den Impulsen von leichtem Spaltfragment $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ und ternären Teilchen $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}$) und einem axialen Vektor (dem Neutronenspin $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$) in der Form

$$\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}]$$

ändert ihr Vorzeichen unter dem Zeitumkehroperator, nicht aber unter dem Paritätsoperator. Wird im Experiment eine Abhängigkeit der Ereignisrate von dieser Vektorkorrelation gefunden, kann das auf eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz hindeuten. Jedoch können auch Wechselwirkungen im Ablauf des Spaltprozesses zu derartigen Korrelationen führen. Zur Optimierung der Empfindlichkeit wird bei dieser Messung der Spin der polarisierten Neutronen senkrecht zu der aus den Detektoren für Spaltfragmente und ternäre Teilchen aufgespannten Ebene eingestellt.

Die zur Messung dieser Korrelation nötige Apparatur wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik der TU Darmstadt in Tübingen vorbereitet und gebaut, das Experiment in zwei jeweils etwa 50-tägigen Meßzeiten am ILL in Grenoble durchgeführt.

Als Nebenprodukt kann mit dem gleichen Experimentaufbau auch die Paritätsverletzung in der ternären Kernspaltung beobachtet worden. Dazu wird der

Spin der polarisierten Neutronen parallel zur den Detektoren für die Spaltfragmente ausgerichtet. Dann kann eine Korrelation zwischen Neutronenspin $\hat{\sigma}$ und Impuls eines spezifischen Spaltfragments \hat{p}_{LF} der Form

$$\hat{\sigma} \cdot \hat{p}_{\text{LF}}$$

untersucht werden. Die Paritätsverletzung ist in der binären Kernspaltung bereits sorgfältig untersucht. Mit diesem Experiment konnte die Korrelation zum ersten Mal direkt auch in der ternären Kernspaltung gemessen werden.

Wird der Spin der Neutronen parallel zu den Detektoren für die ternären Teilchen ausgerichtet, so erlaubt die gleiche Meßapparatur die Messung der Links-Rechts Asymmetrie in der Kernspaltung. Dort wird eine Korrelation zwischen dem Impuls der die Spaltung auslösenden Neutronen \hat{p}_n , dem Spin der Neutronen $\hat{\sigma}$ und dem Impuls eines spezifischen Spaltfragments \hat{p}_{LF} in der Form

$$\hat{p}_{\text{LF}} \cdot [\hat{\sigma} \times \hat{p}_n]$$

untersucht. Auch diese Korrelation ist aus der binären Spaltung bekannt, konnte mit diesem Experiment aber auch erstmals in der ternären Spaltung gemessen werden.

Die hohe Anzahl an registrierten Spaltereignissen erlaubte es weiterhin, nach Ereignissen zu suchen, bei denen in Koinzidenz zu den beiden Spaltfragmenten zwei leichte geladene Teilchen in den Detektoren registriert werden. Die beiden leichten Teilchen können das Zerfallsprodukt von ^8Be sein, das als ternäres Teilchen in der Spaltung entstehen kann, und aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit im Flug in zwei α -Teilchen zerfällt und von den Detektoren als zwei Teilchen nachgewiesen wird. Weitere Quellen für derartige Ereignisse können auch ^9Be und ^7Li sein, die in angeregten Zuständen als ternäre Teilchen erzeugt werden und dann auch in zwei Teilchen zerfallen, bevor sie die Detektoren erreichen. Eine weitere besonders interessante Quelle für Vierfachkoinzidenzen ist die echte quaternäre Spaltung, in der vier geladenen Teilchen direkt in einem einzigen Spaltprozess entstehen. Dieser letztere Prozess ist bei Anregungsenergien nahe der Spaltschwelle schwerer Kerne ein bisher wenig untersuchter Zerfallsmodus, der äußerst selten ist und im vorliegenden Experiment erstmalig als unabhängiger Prozess neben dem Zerfall eines primären ^8Be in zwei α -Teilchen nachgewiesen werden konnte.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Ternäre Kernspaltung

Seit etwa 1946 ist bekannt, daß neben dem Fall, bei dem ein Kern bei der Spaltung in zwei Fragmente zerplatzt[mei39, hahn39], auch in seltenen Fällen drei geladene Teilchen entstehen können[san47]. Wird die Spaltung durch thermische Neutronen induziert, ist die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung von drei Teilchen in der Spaltung von Uran etwa 0.2% relativ zur binären Spaltung, d.h. in etwa jedem 500 sten Spaltprozess entsteht ein drittes, ternäres Teilchen. Dieses Teilchen ist z.B. bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen mit etwa 90% Wahrscheinlichkeit ein α -Teilchen mit einer mittleren kinetischen Energie von 16 MeV und einer annähernd gaußförmigen Energieverteilung mit einer Halbwertsbreite von etwa 10 MeV. Aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie, und damit auch großen Reichweite in Materie, werden diese Teilchen auch als „long range alphas“ (LRA) bezeichnet. Zu etwa 7% entsteht in der ternären Spaltung ein Triton. Es sind aber auch schwerere ternäre Teilchen bis hin zur Masse 34 und Kernladungszahl 14, dem Silizium, beobachtet worden [wöst99].

Abbildung 1.1 zeigt eines der ersten Bilder, in dem ein ternäres Spaltereignis auf einer photographischen Platte sichtbar gemacht wurde. Deutlich sind die Spuren der beiden Spaltfragmente zu erkennen, die im Winkel von annähernd 180° auseinanderfliegen, und die viel längere Spur des ternären Teilchens, mit einem Winkel von etwa 90° relativ zu den Fragmenten.

Diese für die ternäre Spaltung charakteristischen Winkelbeziehungen lassen den

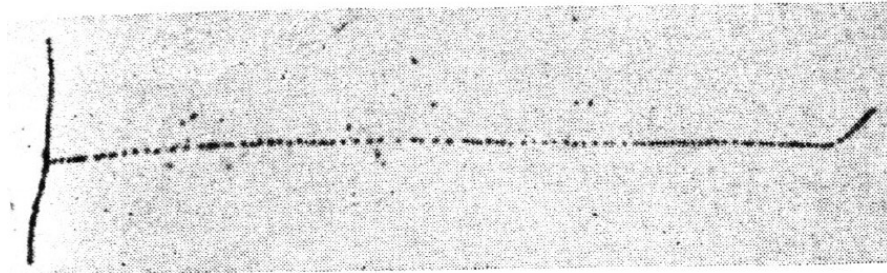


Abb. 1.1: Ternäre Spaltung mit einer photographische Platte sichtbar gemacht.[san47]

Schluß zu, daß die leichten Teilchen von Nukleonen des Halses gebildet werden, der bei der Einschnürung des spaltenden Kerns entsteht.

1.2 Test der Zeitumkehrinvarianz im Zerfall des freien Neutrons

Schon seit langem werden Experimente durchgeführt, um den D -Koeffizienten im Zerfall des freien Neutrons zu messen[jack57]. Er ist definiert über die Relation für die Ereignisrate N :

$$N \sim (1 + D \cdot \hat{\sigma} \cdot [\hat{p}_e \times \hat{p}_\nu])$$

wobei die Einheitsvektoren $\hat{\sigma}$ die Spinstellung des Neutrons, \hat{p}_e und \hat{p}_ν die Emissionsrichtungen des Elektrons und des Neutrinos angeben. Die Konstante D ist ein Maß für die Stärke der Korrelation. Diese Korrelation aus zwei polaren Vektoren (den Impulsen von Neutrino und Elektron) und einem axialen Vektor verletzt nicht die Parität, aber die Zeitumkehrinvarianz. Wird also ein Wert ungleich Null für D gemessen, kann das eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz bedeuten. Allerdings sind auch andere Wechselwirkungen im Ausgangskanal denkbar, die einen Wert von D ungleich Null hervorbringen.

Bisher wurden hier noch keine signifikanten Abweichungen von Null gemessen[sold00]. Die Grenzen sind $D < 3 \cdot 10^{-3}$ für Experimente mit freien Neutronen[stein76, ero78] und $D < 1 \cdot 10^{-3}$ für ein Experiment an ^{19}Ne [hall84].

Wechselwirkungen im Ausgangskanal können eine D entsprechende Korrelation simulieren, die nichts mit der Verletzung der Zeitumkehrinvarianz zu tun hat und somit ein Limit für eine mögliche Messung der Verletzung setzt.

Man erwartet hierfür Werte von $D_{\text{FSI}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ an ^{19}Ne und $D_{\text{FSI}} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ für den Zerfall des freien Neutrons. Von der Theorie werden Werte für die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz in der Größenordnung von 10^{-4} vorhergesagt[moh75, her83, her89].

1.3 Tripel Korrelation in der ternären Kernspaltung

Eine ähnliche Korrelation aus zwei polaren und einem axialen Vektor wie beim Zerfall des Neutrons läßt sich auch in der ternären Kernspaltung finden. Hier wird die Korrelation in der Zerfallsrate

$$N \sim (1 + D \cdot \hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}]) \quad (1.1)$$

untersucht. Der Impuls des Elektrons ist durch den Impuls eines speziellen Spaltfragments, z.B. des leichten ersetzt, und der Impuls des Neutrinos durch den des ternären Teilchens. Alle Vektoren in Gleichung (1.1) sind dabei auf die Länge eins normiert. Auf diese Analogie zum β -Zerfall des Neutrons und damit die Möglichkeit, eventuell die Zeitumkehrinvarianz in der ternären Kernspaltung zu untersuchen, hat zuerst K. Schreckenbach hingewiesen[schr88, schr93].

Das Produkt der Vektoren

$$B = \hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}] \quad (1.2)$$

ist für jedes Spaltereignis eine Zahl zwischen -1 und $+1$. Der Korrelationskoeffizient D gibt an, ob die beobachtete Zählrate von dieser Korrelation B abhängt. Für $D = 0$ ist die Zählrate von der Korrelation B unabhängig.

Der Erwartungswert $\langle B \rangle$ von B ist der Mittelwert aller möglichen B mit ihrer jeweiligen Häufigkeit gewichtet. Die Verteilung dieser Werte hängt unter anderem von der Verteilung der Emissionswinkel zwischen dem leichten Fragment und dem ternären Teilchen ab. Hier ist aus der Literatur bekannt [wage91], daß der mittlere Winkel bei der Verteilung etwa 82° und die Halbwertsbreite der Verteilung bei etwa 20° liegt.

Abbildung 1.2 zeigt die Monte Carlo Simulation der Verteilung der möglichen Werte für B . Hier ist die Verteilung der B -Werte simuliert unter der Annahme, daß das ternäre Teilchen immer im Winkel von 90° relativ zum leichten Fragment emittiert wird, und daß es keine Korrelation zwischen Neutronenspin und den Impulsen der geladenen Teilchen gibt. Dann ist das Kreuzprodukt aus den

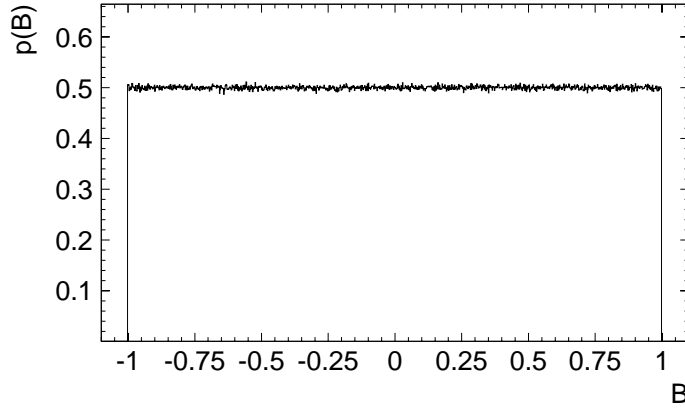


Abb. 1.2: Verteilung der Werte von $B = \hat{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}})$, unter der unrealistischen Annahme, daß der Winkel zwischen den Emissionsrichtungen von ternärem Teilchen und leichtem Fragment 90° beträgt, und daß keine Korrelation zwischen dem Neutronenspin und der Flugrichtung der geladenen Teilchen besteht.

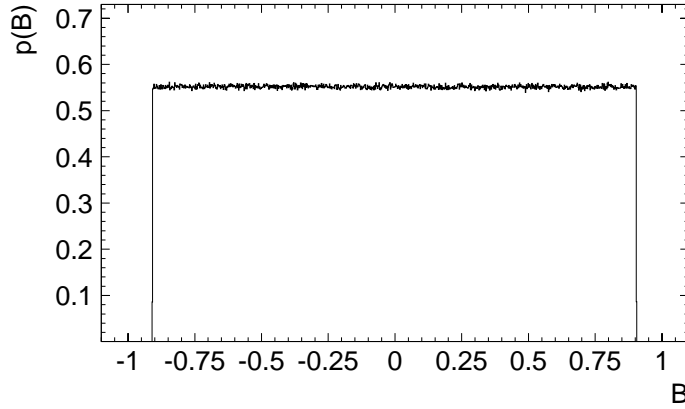


Abb. 1.3: Verteilung der Werte von $B = \hat{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}})$, unter der unrealistischen Annahme, daß der Winkel des ternären Teilchens relativ zum leichten Fragment 65° beträgt. Es wird angenommen, daß keine Korrelation zwischen dem Neutronenspin und der Flugrichtung der geladenen Teilchen besteht.

Einheitsvektoren $\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}}$ und $\hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}}$ wieder ein Einheitsvektor, im folgenden $\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF} \times \text{TP}}$ genannt. B ist das Skalarprodukt aus diesem Vektor $\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF} \times \text{TP}}$ und dem Spin des Neutrons. Damit ist

$$B = \hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{\text{LF} \times \text{TP}} = \cos \vartheta,$$

wobei ϑ der Winkel zwischen dem Vektor $\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF} \times \text{TP}}$ und $\hat{\sigma}$ ist. Diese beiden Vektoren sind unabhängig, und damit kommen alle möglichen Werte von $\cos \vartheta$ mit der gleichen Häufigkeit vor. Der Erwartungswert $\langle B \rangle$ für B ist in diesem

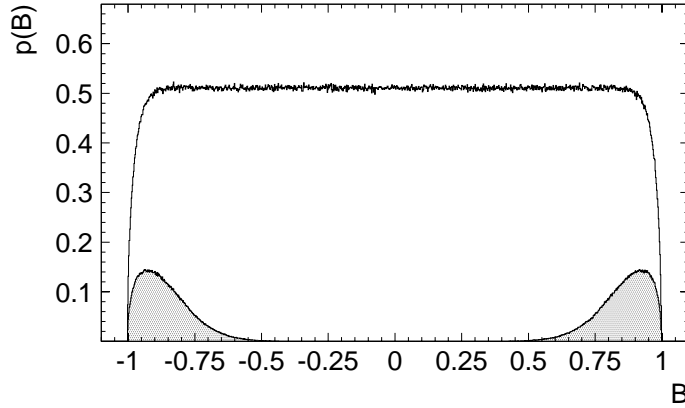


Abb. 1.4: Verteilung der Werte von $B = \hat{\sigma} \cdot (\hat{p}_{\text{LF}} \times \hat{p}_{\text{TP}})$ bei einer realistischen Winkelverteilung der ternären Teilchen relativ zur Emissionsrichtung des leichten Fragments. Die schraffiert im Bereich nahe -1 und $+1$ eingezeichnete Verteilungskurve zeigt den von den im Experiment installierten Detektoren abgedeckten Bereich. Wiederum wird angenommen, daß keine Korrelation zwischen Neutronenspin und Flugrichtung der geladenen Teilchen besteht.

Fall gleich Null.

Als nächstes ist in Abbildung 1.3 die Verteilung der B -Werte simuliert unter der Annahme, daß das ternäre Teilchen immer im Winkel von 65° relativ zum leichten Fragment emittiert wird. In diesem Fall ist das Kreuzprodukt aus den Vektoren \hat{p}_{LF} und \hat{p}_{TP} ein Vektor der Länge $\sin 82^\circ = 0.906$, und damit kann der Wert B als Skalarprodukt aus Spin und diesem Vektor $\hat{p}_{\text{LF} \times \text{TP}}$ nur noch die Werte von -0.906 bis 0.906 annehmen. Wenn keine Korrelation zwischen Spin und Emissionsrichtung der geladenen Teilchen existiert, treten alle möglichen Werte für B mit der gleichen Häufigkeit auf. Auch in diesem Fall ist der Erwartungswert $\langle B \rangle$ für B wiederum gleich Null.

Als drittes ist in Abbildung 1.4 die Verteilung der B -Werte simuliert unter der Annahme, daß das leichte Fragment gaußförmig verteilt mit einem mittleren Winkel von 82° und einer Halbwertsbreite der Verteilung von 20° emittiert wird. Jetzt ist das Kreuzprodukt aus \hat{p}_{LF} und \hat{p}_{TP} ein Vektor dessen Länge im Mittel 0.990 beträgt, es kann jedoch in einigen Fällen bis zu 1 werden. Damit sind für B wieder alle Werte von -1 bis $+1$ möglich, jedoch sind die Werte, bei denen der Betrag von B größer als 0.990 wird, stark unterdrückt. Wiederum ist der Erwartungswert $\langle B \rangle$ für B gleich Null, da ohne Korrelation mit dem Neutronenspin die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bestimmter positiver Wert von B auftritt gleich groß ist wie die Wahrscheinlichkeit, daß der gleiche Betrag

mit dem negativen Vorzeichen auftritt.

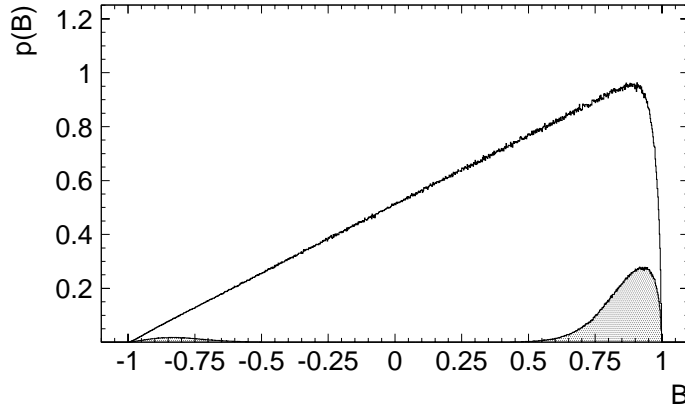


Abb. 1.5: Verteilung der Werte von $B = \hat{\sigma} \cdot (\hat{p}_{\text{LF}} \times \hat{p}_{\text{TP}})$ bei einer realistischen Verteilung der ternären Teilchen relativ zur Emissionsrichtung des leichten Fragments. In dieser Simulation ist der Korrelationskoeffizient $D = 1$ gesetzt. Damit werden Ereignisse mit positivem B gegenüber solchen mit negativem B bevorzugt. Die schraffiert im Bereich von $+1$ und -1 eingezeichnete Verteilungskurve zeigt wiederum den von den im Experiment installierten Detektoren abgedeckten Bereich.

Sobald allerdings eine Korrelation zwischen Spin und den Impulsen der geladenen Teilchen angenommen wird, ändert sich das Bild. Nach Gleichung (1.1) und (1.2) wird angesetzt $N(B) = 1 + D \cdot B$. Im Extremfall einer maximalen Korrelation ($D = \pm 1$) bedeutet dies, daß für $B = +1$ die Zählrate $N(1)$ gegenüber dem Experiment ohne Korrelation mit dem Neutronenspin verdoppelt und für $B = -1$ die Zählrate $N(-1)$ gleich Null ist. Insgesamt bleibt die Zählrate konstant, die Ereignisse sind nur „umverteilt“. Abbildung 1.5 zeigt das Ergebnis dieser Simulation, wieder mit einer gaußförmig angenommenen Winkelverteilung der ternären Teilchen relativ zu den Spaltfragmenten. In diesem Fall ist der Erwartungswert $\langle B \rangle$ von B nicht mehr gleich Null, denn es gibt mehr Ereignisse, bei denen B positiv ist, als Ereignisse mit negativem B .

Wenn der Winkel zwischen ternärem Teilchen und leichtem Spaltfragment für alle Ereignisse fest bei 90° liegt, besteht zwischen dem quantenmechanischen Erwartungswert $\langle B \rangle$ und dem Korrelationskoeffizienten D der Zusammenhang

$$\langle B \rangle = \frac{1}{3} \cdot D.$$

Auch bei einer realistischen Winkelverteilung zwischen ternärem Teilchen von leichtem Spaltfragment, bei der die Relativwinkel gaußförmig um einen mittleren Winkel von 82° mit einer Halbwertsbreite von 20° verteilt sind, gilt der

obige Zusammenhang in guter Näherung. $\langle B \rangle$ entspricht dem Schwerpunkt der in den Abbildungen 1.2 bis 1.5 eingezeichneten Verteilungen.

Die Observable B aus Gleichung (1.2) kann man umschreiben in

$$B = \hat{\sigma} \cdot [\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}}] = \hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}} \cdot [\hat{\sigma} \times \hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}}].$$

Anschaulich kann man sich dann die Korrelation so vorstellen, daß im Beispiel von Abbildung 1.5 bei $D = +1$ die ternären Teilchen bevorzugt in eine Raumhälfte eines durch die Ebene aus Spin und leichtem Fragment geteilten Raum emittiert werden.

Im Experiment können aufgrund der Detektoranordnung nicht alle Winkel zwischen Fragmenten und ternären Teilchen mit gleicher Wahrscheinlichkeit registriert werden. Ereignisse, bei denen das ternäre Teilchen in die gleiche Richtung wie eines der Fragmente fliegt werden so z.B. überhaupt nicht registriert, da der Fragmentdetektor keine ternären Teilchen nachweisen kann und umgekehrt.

Wird als Extrembeispiel ein Experiment mit punktförmigen Detektoren angenommen, die im rechten Winkel zueinander und zum Neutronenspin stehen, sind nur die Meßwerte $B_+ = +1$ und $B_- = -1$ möglich.

Im realen Experiment werden Detektoren verwendet, die im rechten Winkel zueinander und zum Neutronenspin stehen, aber eine endliche Ausdehnung haben. Der von derartigen Detektoren registrierte Bereich von B -Werten kann mit einer Monte-Carlo Simulation bestimmt werden. Der für die im vorliegenden Experiment verwendete Detektorgeometrie bestimmte Bereich ist in Abbildung 1.4 und 1.5 mit eingezeichnet. Diese Detektoren sind also immer noch hauptsächlich auf große Werte für B empfindlich, können aber auch noch Ereignisse registrieren, bei denen die drei Vektoren $\hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}}$, $\hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}}$ und $\hat{\sigma}$ nicht mehr genau senkrecht zueinander stehen.

Die Winkelverteilung der gemessenen Asymmetrie kann man bei festgehaltener Spinrichtung allgemein als

$$W(\hat{\sigma}, \hat{\mathbf{p}}_{\text{LF}}, \hat{\mathbf{p}}_{\text{TP}}) d\Omega_{\text{pf}} d\Omega_{\text{pt}} \sim (1 + D \cdot B) W(\theta_{\text{ft}}) d\Omega_{\text{pf}} d\Omega_{\text{pt}}$$

angeben, wobei $W(\theta_{\text{ft}})$ alle anderen Abhängigkeiten der Winkelverteilung wie z.B. die Korrelation zwischen leichtem Fragment und ternären Teilchen enthält. Weitere Asymmetrien wie z.B. paritätsverletzende oder Links-Rechts Asymmetrien sind hierbei nicht berücksichtigt.

1.4 Paritätsverletzung in der ternären Kernspaltung

Die Verletzung der Parität wurde in der Kernspaltung zum ersten Mal an ^{233}U beobachtet [dan77]. Dabei wurde die Spaltreaktion mit thermischen polarisierten Neutronen ausgelöst. Die Verletzung der Parität zeigt sich in einer Korrelation in der Emissionsrichtung eines bestimmten Fragments (z.B. des leichten) mit der Spinrichtung des Neutrons. Die Stärke der Verletzung wird als Asymmetriekoeffizient $\alpha_{\text{LF}}^{\text{PNC}}$ angegeben, der durch die Gleichung

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}})d\Omega_{\text{f}} \sim \left(1 + \alpha_{\text{LF}}^{\text{PNC}} \cdot (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}})\right) d\Omega_{\text{f}}$$

definiert ist, wobei $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ wiederum die Polarisationsrichtung des Neutrons und $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ die Flugrichtung des leichten Fragments angibt.

Die ersten theoretischen Erklärungen, warum eine Paritätsverletzung in der Kernspaltung beobachtet werden kann, wurde von Sushkov und Flambaum[sush82] sowie von Bunakov und Gudkov[bun83] gegeben. Die wichtigsten Punkte dieses Erklärungsansatzes sind, daß es im Compoundkern, also nach dem Einfang des Neutrons, aufgrund der schwachen Wechselwirkung zu einer Mischung von benachbarten Zuständen mit entgegengesetzter Parität kommen kann. Dies kann dann im Ausgangskanal als Asymmetrie in der Emissionsrichtung der Spaltfragmente relativ zur Neutronenpolarisation beobachtet werden. Mit dem obigen Ansatz ist die Asymmetrie maximal, wenn der Neutronenstrahl parallel zu der Emissionsrichtung der Fragmente polarisiert ist.

Die Größenordnung der beobachteten Asymmetrien für verschiedene spaltende Systeme ist mit $\sim 10^{-4}$ für einen Prozeß wie die Kernspaltung, der hauptsächlich auf der starken bzw. der elektromagnetischen Wechselwirkung beruht, überraschend hoch. Die Größenordnung kann jedoch über verschiedene Verstärkungsmechanismen erklärt werden.

Diese Paritätsverletzung tritt auch in der ternären Kernspaltung auf. Dabei geht die Emissionsrichtung des ternären Teilchens nicht in die Korrelation ein. Es wird lediglich gefordert, daß ein ternäres Teilchen in Koinzidenz mit den Fragmenten registriert wird. Bisherige Messungen zeigen, daß die Größe der Paritätsverletzung im Falle der ternären Spaltung vergleichbar mit dem binären Fall ist[belo91, goen94].

1.5 Links–Rechts Asymmetrie in der Kernspaltung

Ähnlich der Paritätsverletzung kann in der Kernspaltung mit polarisierten Neutronen noch eine weitere Asymmetrie beobachtet werden, die sogenannte „Links–Rechts Asymmetrie“. Die Asymmetrie läßt sich durch die Korrelation

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}})d\Omega_f \sim \left(1 + \alpha_{\text{LF}}^{\text{LR}} \cdot (\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{n}}])\right) d\Omega_f$$

beschreiben, also einer Asymmetrie in der Emissionsrichtung der Spaltfragmente $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ relativ zu einer aus Neutronenspin $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ und Impuls des Neutrons $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{n}}$ aufgespannten Ebene[sush82, bun83]. Wiederum sind alle eingeführten Vektoren auf die Länge eins normiert. Die Asymmetrie erhält die Parität.

Die Grundlage dieser Asymmetrie ist die Interferenz zwischen s- und p-Wellen im Compoundkern nach Einfang einer ebenen Neutronenwelle.

Mit dem obigen Ansatz kann hier ein maximaler Wert der Asymmetrie beobachtet werden, wenn der Neutronenstrahl senkrecht zum Impuls der Neutronen polarisiert ist, und wenn die Fragmente senkrecht zu der aus diesen beiden Vektoren aufgespannten Ebene nachgewiesen werden.

Messungen zeigen für diese Asymmetrie in der binären Kernspaltung Werte in der gleichen Größenordnung wie für die Paritätsverletzung gefunden (etwa 10^{-4}). Auch hier spielen die gleichen Verstärkungsfaktoren eine Rolle.

Die Größe dieser Asymmetrie wurde bisher noch nicht in der ternären Kernspaltung gemessen.

1.6 Vierfachkoinzidenzen in der Kernspaltung

In der Literatur wird auch über Ereignisse berichtet, bei denen vier geladene Teilchen nachgewiesen werden[kapo72, kata73, fomi97]. Die Abbildungen 1.6 und 1.7 zeigen zwei Bilder von Kernspuremulsionen, in denen vier Spuren von einem Punkt ausgehen.

Ein mögliche Erklärung solcher Vierfachereignisse ist, daß als ternäres Teilchen ein ^8Be Kern entsteht. Dieser Kern ist instabil mit einer sehr kurzen Halbwertszeit von $7 \cdot 10^{-17}$ s. Diese Zeit ist lang relativ zur Beschleunigungsphase der ternären Teilchen und der Fragmente (ca. 10^{-20} s), aber kurz relativ zur Flugzeit der Teilchen vom Target zum Detektor (1 ns). Das bedeutet, daß das

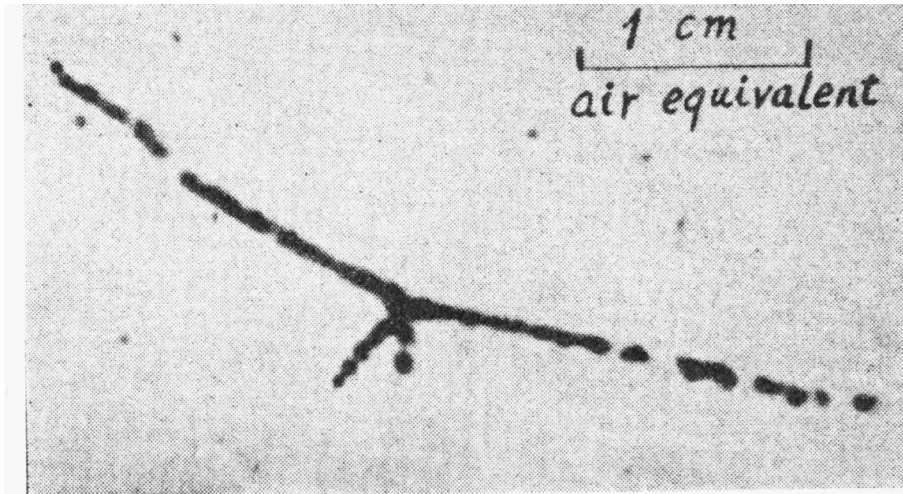


Abb. 1.6: Photographische Platte, bei der Spuren von vier Teilchen sichtbar sind[san47].

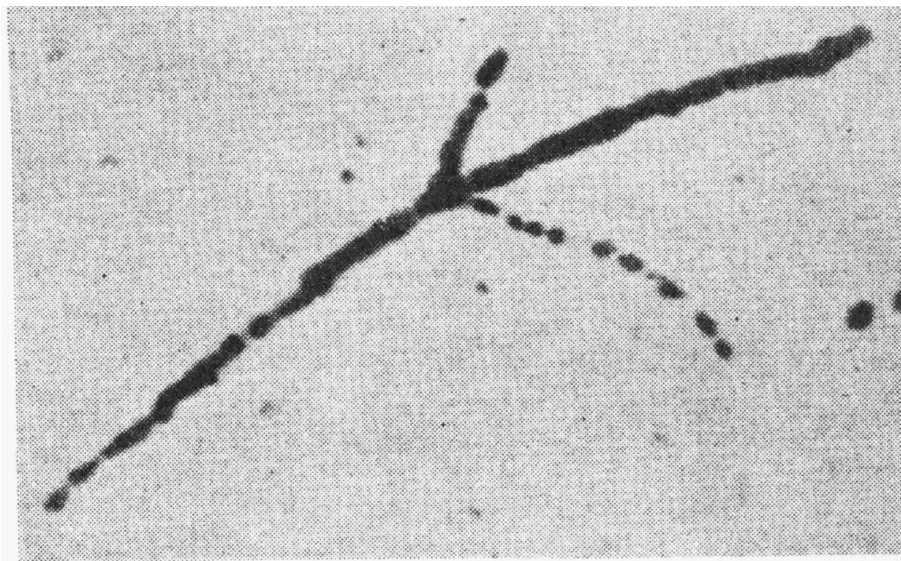


Abb. 1.7: Weiteres Beispiel, in dem Spuren von vier Teilchen sichtbar sind[san47].

^8Be noch im Flug, aber schon voll beschleunigt in zwei α -Teilchen zerfällt, und in den Detektoren als zwei zeitlich korrelierte Teilchen beobachtet werden kann. In Wirklichkeit können also diese beobachteten quaternären Spaltereignisse ternäre Ereignisse sein, bei denen das primäre leichte Teilchen in zwei sekundäre Teilchen zerfällt.

Der relative Winkel φ , unter dem die beiden Restkerne aus dem Zerfall von

beispielsweise ${}^8\text{Be}$ beobachtet werden, ist nach [and69]

$$\varphi = 2 \cdot \sqrt{\frac{Q}{E_{\text{Be}}}} \cdot \sin \vartheta, \quad (1.3)$$

dabei ist Q die beim Zerfall freiwerdende Energie, E_{Be} die kinetische Energie des Berylliums vor dem Zerfall, und ϑ der Winkel zwischen der Impulsrichtung des Berylliums vor dem Zerfall und der Zerfallsachse im Schwerpunktsystem des Be. Nach dem Zerfall haben die beiden entstehenden Restkerne nicht die gleiche Energie. Der maximal Energieunterschied der beiden entstehenden α -Teilchen beträgt

$$E_{\alpha 1} - E_{\alpha 2} = 2\sqrt{Q/E_{\text{Be}}} \cdot \sin \vartheta.$$

Beim Zerfall von ${}^8\text{Be}$ ist $Q = 94$ keV. Bei einer kinetischen Energie von $E_{\text{Be}} = 20$ MeV des ternären ${}^8\text{Be}$ ergibt das einen maximalen Winkel von 7.8° . Die Energien der beiden entstehenden α -Teilchen unterscheiden sich dabei maximal um 2.74 MeV.

Zwei leichte geladene Teilchen, die in Koinzidenz zu Spaltfragmenten registriert werden, können aber auch dann auftreten, wenn in der Spaltung ${}^7\text{Li}$ in einem angeregten Zustand als ternäres Teilchen entsteht. Der angeregte Kern ${}^7\text{Li}^*$ ist teilcheninstabil und zerfällt in ein Triton und ein α -Teilchen, die dann als solche in den Detektoren nachgewiesen werden können.

Auch ${}^9\text{Be}$ kann als ternäres Teilchen in einem angeregten Zustand entstehen. Die Zustände mit einer Anregungsenergie von $E^* = 2.8$ MeV und 3.05 MeV zerfallen mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand von ${}^8\text{Be}$ und ein Neutron. Das ${}^8\text{Be}$ zerfällt dann wiederum in zwei α -Teilchen, die als solche von den Detektoren gesehen werden.

Weiterhin können aber als besonders interessante Möglichkeit auch vier geladene Teilchen direkt in der Spaltung entstehen. Dabei ist der größte Teil der Masse wieder in den beiden Spaltfragmenten enthalten. Die zwei leichteren Teilchen, die dann wie bei der ternären Spaltung aus den Halsnukleonen bei der Szission des Compoundkerns gebildet werden, sollten mit größter Wahrscheinlichkeit beides α -Teilchen sein. Für diese Teilchen erwartet man, daß sie wie die leichten Teilchen in der ternären Spaltung im Coulomb-Feld der beiden Fragmente unabhängig voneinander beschleunigt werden. Man wird also für beide Teilchen eine Winkelverteilung mit einem Maximum bei etwa 82° relativ zum leichten Fragment erwarten. Ansonsten sollten die beiden leichten Teilchen

aber keine Winkelkorrelation zueinander zeigen, es sollten also kleine und große Relativwinkel der beiden leichten Teilchen auftreten können.

Die Unterscheidung zwischen all diesen Möglichkeiten kann somit zum einen über die Teilchenidentifikation der registrierten Teilchen, und zum anderen über die Winkelverteilung der beiden leichten Teilchen relativ zueinander erfolgen.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Die Experimente zur ternären und quaternären Kernspaltung wurden am Hochflußreaktor des Instituts Laue–Langevin (ILL) in Grenoble durchgeführt. Insgesamt standen zwei Reaktorzyklen zu je 50 Tagen als Strahlzeit zur Verfügung.

2.1 Detektoranordnung

Ziel des Experiments ist es, eine Dreifachkorrelation in der ternären Kernspaltung zu messen. Die Meßgröße, an der man interessiert ist, setzt sich aus

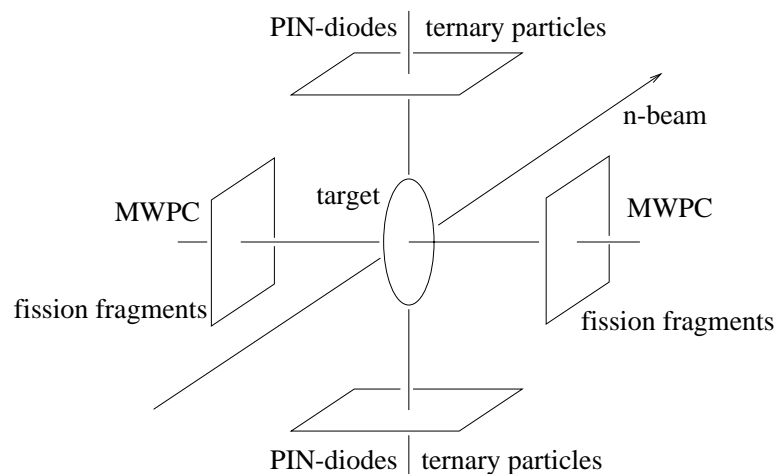


Abb. 2.1: Anordnung der Detektoren in der Kammer.

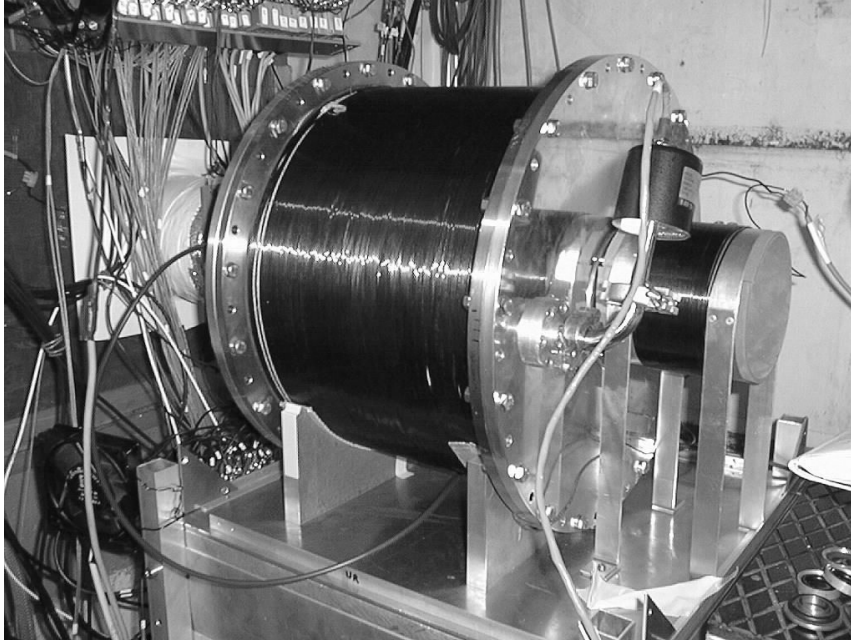


Abb. 2.2: Die in Tübingen gebaute Meßkammer am Experimentierplatz in Grenoble. Zu sehen ist der Flansch mit den Gasdurchführungen und Drucksensoren. Der Neutronenstrahl geht von links nach rechts durch die Kammer. Die gesamte Kammer ist mit Kupferdraht zur Erzeugung eines magnetischen Feldes umwickelt.

Neutronenspin $\hat{\sigma}$, Impuls des Spaltfragments \hat{p}_{LF} und Impuls des ternären Teilchens \hat{p}_{TP} in der Form

$$\hat{\sigma} \cdot [\hat{p}_{LF} \times \hat{p}_{TP}]$$

zusammen. Sobald zwei dieser Vektoren parallel zueinander stehen, verschwindet diese Korrelation aus geometrischen Gründen. Eine mögliche Korrelation der Vektoren kann man am besten beobachten, wenn alle drei Vektoren senkrecht zueinander stehen, da dann das in der Korrelation enthaltene Vektor- und Skalarprodukt maximal ist. Im Experiment werden deshalb die Detektoren für die ternären Teilchen und die Spaltfragmente im rechten Winkel zueinander und beide senkrecht zum Spin der polarisierten Neutronen angeordnet. Im Meßaufbau von Abbildung 2.1 stehen Target und Teilchendetektor in einer Ebene senkrecht zum Neutronenstrahl und die Neutronen sind longitudinal polarisiert.

2.2 Die Kammer

Die Meßkammer, in der die Gasetektoren für die Spaltfragmente, die Halbleiterzähler für die ternären Teilchen und das Target eingebaut sind, wurde in Tübingen geplant und gebaut. Sie ist zylinderförmig, mit einem Mantel aus Edelstahl (Wandstärke 3 mm) und zwei Flanschen aus Aluminium. Der Innendurchmesser des Zylinders beträgt 400 mm, die Länge ist 304 mm. Die Flansche sind 12 mm dick. Der Neutronenstrahl geht zentral entlang der Längsachse durch die Kammer. Um die Streuung und Abschwächung des Neutronenstrahls beim Ein- und Austritt aus der Kammer möglichst gering zu halten, besitzen beide Flansche in der Mitte eine Bohrung mit einem Durchmesser von 86 mm. Hier kann ein dünneres Neutronenfenster montiert werden. Verwendet wurde wiederum Aluminium aber mit einer Dicke von nur 1.5 mm. Ein Vorteil von Aluminium ist seine kurze Halbwertszeit von 2.2 min nach der Aktivierung durch Neutronen. Außerdem ist der Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen sehr klein, so daß der Strahl durch diese Fenster kaum geschwächt wird. Wichtig ist außerdem, daß die Polarisierung der Neutronen nicht gestört wird, weshalb ein nichtmagnetisches Material verwendet werden muß.

In einem der Flansche sind zwei Vakuumdurchführungen eingelassen, durch die die Kammer evakuiert und mit Gas für die Fragmentdetektoren gefüllt werden kann. Die Druckwerte in der Kammer wurden kontinuierlich gemessen und in den Kontrollraum des Reaktors übertragen. Dort wurde überwacht, daß keine Grenzwerte über bzw. unterschritten wurden. Der zweite Flansch ist mit vakuumdichten elektrischen Durchführungen bestückt, die für die Detektoren benötigt werden. Insgesamt sind 44 elektrische Durchführungen vorhanden. In Abbildung 2.2 ist ein Bild der am ILL in Grenoble aufgebauten Kammer zu sehen.

Laut den Sicherheitsvorschriften für Arbeiten mit Urantargets wurde die gesamte Kammer bei der Materialprüfanstalt in Stuttgart auf ihre Druckfestigkeit geprüft. Dabei wurde an die auf etwa 10^{-4} mbar evakuierte Kammer von außen ein Überdruck von 1.1 bis 1.2 bar angelegt und nach etwa 10 Minuten das Vakuum im Inneren überprüft und keine signifikante Veränderung festgestellt.

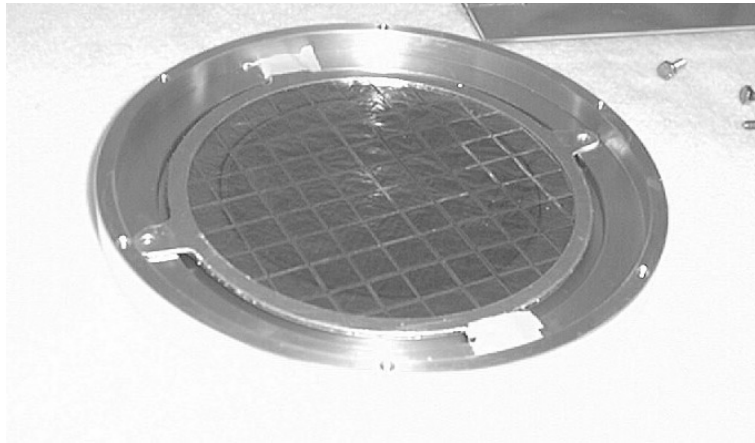


Abb. 2.3: Das in der zweiten Strahlzeit verwendete ^{235}U -Target. Zu sehen sind auch die Stege des stützenden Kupfernetzes.

2.3 Target

Während der ersten Strahlzeit von Januar bis März 1998 wurde ^{233}U als Target verwendet. Das Uran ist beidseitig mit einer Schichtdicke von jeweils etwa $0.1\ \mu\text{m}$ auf eine etwa $0.2\ \mu\text{m}$ dicke Titanfolie aufgedampft. Die Folie wird durch ein Kupfernetz gestützt und von einem Aluminiumrahmen gehalten. Der Durchmesser der aktiven Fläche ist 80 mm. Das Target ist so dünn, daß Spaltfragmente das gesamte Target ohne größeren Energieverlust durchdringen können, d.h. es können beide Spaltfragmente, die bei der Spaltung in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden, das Target verlassen und in Detektoren nachgewiesen werden.

Die Gesamtmasse an Uran betrug etwa 6 mg mit einer Aktivität von 2.4 MBq. Aufgrund dieser hohen Aktivität waren die Sicherheitsanforderungen sehr hoch. So mußte die Kammer z.B. während des gesamten Experiments von zwei zusätzlichen Hüllen umgeben sein. Die erste Hülle war ein geschlossener Plexiglaskasten, der eng an die Meßkammer angelegt war. Die zweite Hülle war ein Plexiglashaus (Maße $2 \times 3 \times 2\ \text{m}^3$), das unter Unterdruck stand, wobei die Abluft auf radioaktive Kontamination überprüft wurde. Die Strahlungsmeßwerte wurden im Kontrollraum des Reaktors auf α -Aktivität kontinuierlich überwacht. Schließlich wurde aus Gründen des Strahlenschutzes und des Feuerschutzes um das Plexiglashaus noch ein Blockhaus aus Schwerbetonbausteinen (50 cm Wandstärke) und Bor-Parafinesteinen aufgebaut.

In der zweiten Strahlzeit von Mai bis Juli 1999 wurde an ^{235}U gemessen. Dieses Target (siehe Abbildung 2.3) hatte etwa die gleiche Masse und Größe wie das ^{233}U Target der ersten Strahlzeit, jedoch aufgrund der längeren Halbwertszeit von ^{235}U im Vergleich zu ^{233}U eine wesentlich niedrigere Aktivität von lediglich einigen kBq.

2.4 Detektoren

Die Spaltfragmente werden mit Vieldraht-Proportional-Zählern (Multiwire Proportional Counter, MWPC) detektiert. Ein MWPC besteht aus dünnen Drähten, die in einem Aluminiumrahmen eingespannt sind. Im Experiment wurde ein Rahmen mit einer Innengröße von $156 \times 156 \text{ mm}^2$ verwendet. Die $20 \mu\text{m}$ dicken goldbeschichteten Wolframdrähte sind in einem Abstand von 1 mm parallel gespannt.

Als Zählgas wird Tetrafluorkohlenstoff (CF_4) verwendet. Es ist nicht brennbar und entspricht damit den strengen Sicherheitsvorschriften am ILL. In Vorversuchen am Institut in Tübingen wurde ein Druck von etwa 10 mbar als optimal ermittelt. Bei höheren Drücken nimmt die Signalamplitude an den Drähten sehr schnell ab, und bei kleineren Drücken kann keine ausreichende Hochspannung angelegt werden.

Wie später noch genauer besprochen wird, liefern die Multiwire-Detektoren im wesentlichen Stoppsignale für eine Flugzeitmessung. Es ist deshalb wichtig, eine möglichst schnelle Anstiegszeit des Detektorsignals zu erreichen. In Vorversuchen zeigte sich, daß die Gasqualität für ein schnelles Detektorsignal von entscheidender Bedeutung ist. Die Kammer wurde deshalb vor dem Experiment mehrere Tage bei höherer Temperatur ausgeheizt, um Gaseinschlüsse in der Kammerwand zu minimieren. Im Laufe des Experiments war ein leichter Druckanstieg um etwa 1 mbar zu verzeichnen, die Signalanstiegszeiten wurden etwas langsamer, jedoch war die Gasqualität bis zum Schluß der jeweils 6-wöchigen Experimentierzeiten am ILL noch ausreichend, um schwere und leichte Fragmente trennen zu können.

Für den Nachweis der ternären Teilchen standen PIN-Dioden zur Verfügung. Zwei Felder von je 19 PIN-Dioden kamen in der ersten Strahlzeit zum Einsatz (siehe Abbildung 2.4), in der zweiten Strahlzeit waren es zweimal 20 PIN-Dioden in anderer geometrischer Anordnung. Beide Male wurden die Dioden im

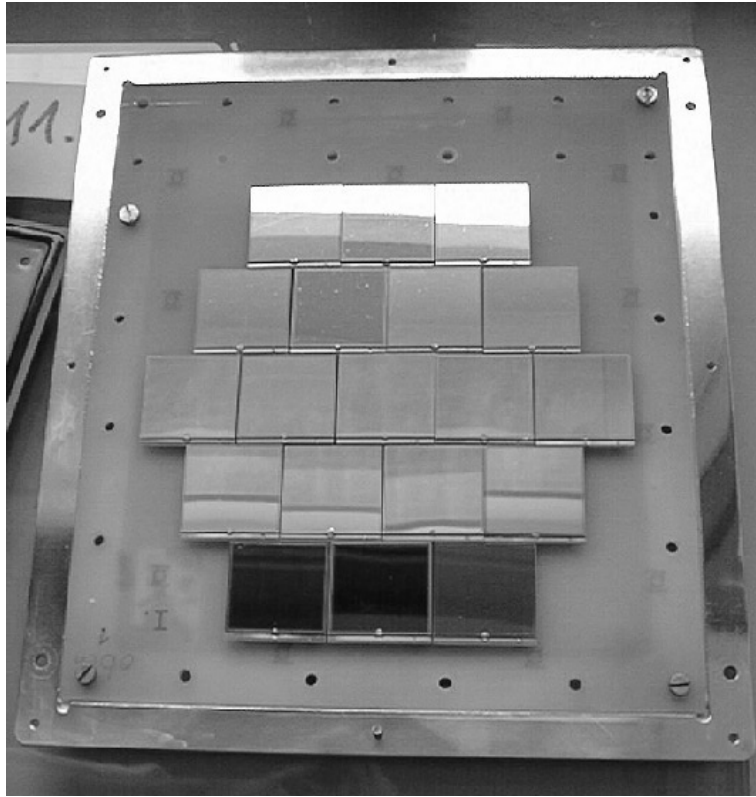


Abb. 2.4: Eines der in der ersten Strahlzeit verwendeten PIN-Dioden Felder. Insgesamt sind 19 Dioden in fünf Reihen auf einer Trägerplatine angeordnet.

Rahmen einer Kollaboration vom dem Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt zusammen mit der nötigen Elektronik zur Verfügung gestellt. Jede Diode hat eine aktive Fläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Vor diesen Dioden schirmt eine $30 \mu\text{m}$ bzw. in der zweiten Strahlzeit $25 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie Spaltfragmente und niederenergetische α -Teilchen aus dem radioaktiven Zerfall des Urans ab. Der Großteil der höherenergetischen leichten Teilchen aus der Kernspaltung kann dagegen die Al-Folie passieren und in die PIN-Dioden eindringen.

Abbildung 2.1 zeigt die Anordnung der Detektoren in der Kammer. Die beiden Multiwire Detektoren für die Spaltfragmente sind links und rechts des Targets angebracht, und stehen parallel zu der Ebene des Targets im Abstand von jeweils 8.75 cm . Die PIN-Dioden als Detektoren für ternäre Teilchen sind oberhalb und unterhalb des Targets befestigt. Sie haben einen Abstand von 10.4 cm vom Zentrum des Targets. Der Neutronenstrahl geht in dieser Anord-

nung von vorne nach hinten durch das Target und trifft das Target daher an einer Schmalseite.

2.5 Elektronik

Das Blockschaltbild der Elektronik für die Teilchendetektoren und die Datenaufnahme ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

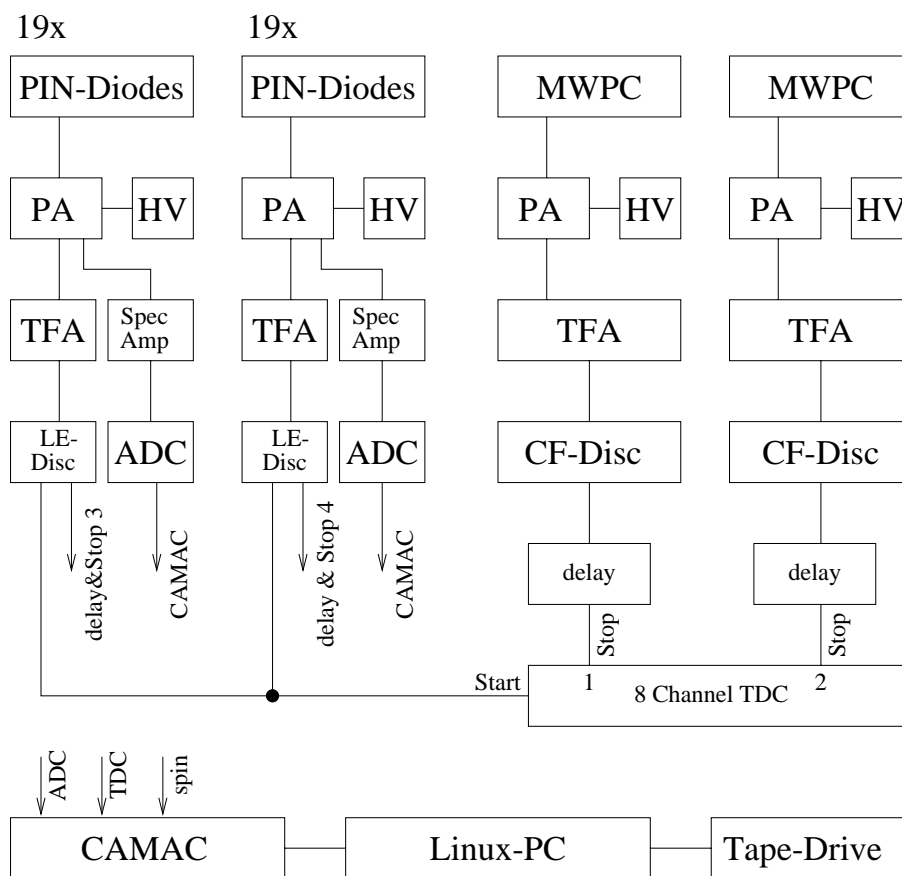


Abb. 2.5: Übersichtsplan der Meßelektronik für Energie und Zeitmessung.

Direkt an der Kammer ist für jede einzelne PIN-Diode und für beide MWPC Detektoren je ein eigener Vorverstärker montiert. Die Vorverstärker für die MWPC sind Eigenentwicklungen aus Tübingen. Es handelt sich um schnelle stromempfindliche Vorverstärker, die die hohe Zählrate an Spaltfragmenten (etwa 10^6 Ereignisse pro Sekunde) verarbeiten können. Am Ausgang steht ein

Zeitsignal zur Verfügung, das für die Anwendung der MWPC als Stoppdetektor einer Flugzeitmessung gut geeignet ist.

Die Vorverstärker der PIN-Dioden wurden am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt entwickelt. Sie besitzen sowohl einen Zeit- als auch einen Energieausgang.

Jede PIN-Diode wird separat mit Hochspannung versorgt. Die Hochspannung wird dabei so eingestellt, daß der Spannungsabfall an jeder Diode 100 Volt beträgt.

Der Experimentierbereich mit der Meßkammer im Zentrum des Blockhauses für den Strahlenschutz ist bei geöffnetem Neutronenstrahl nicht zugänglich. Der größte Teil der Elektronik ist daher außerhalb des Experimentierbereichs aufgebaut. Das hat den Vorteil, daß alle Einstellmöglichkeiten auch während das Experiment läuft zugänglich sind.

Alle Zeitsignale, sowohl der der MWPC-Detektoren als auch der PIN-Dioden werden zuerst von je einem Timing-Filter Verstärker (TFA) auf die für die Diskriminatoren nötigen Pegel angepaßt. Hier standen für alle Kanäle Eigenentwicklungen der TU Darmstadt (Institut für Kernphysik) zur Verfügung.

Für die beiden Multiwire-Detektoren wurde dann ein Constant Fraction Diskriminator für die Erkennung der Spaltfragmente verwendet. Die Spaltfragmente erzeugen in den Multiwire Detektoren sehr viel größere Signale als andere ionisierende Teilchen, wie z.B. natürliche α 's oder ternäre Teilchen, und sind deshalb mit einem Diskriminator einfach zu erkennen.

Die durch eine Aluminiumfolie abgeschirmten PIN-Dioden werden, wie bereits erwähnt, nur noch von ternären Teilchen erreicht, natürliche α 's und Spaltfragmente verlieren ihre ganze Energie in der Abschirmfolie. Darum reicht hier ein einfacher Diskriminator, um die ternären Teilchen vom Untergrund zu trennen. Insgesamt kamen drei jeweils 16-Kanal Diskriminatoren von Lecroy zum Einsatz.

Eine logische ODER-Verknüpfung aller PIN-Dioden-Diskriminatoren diente als Trigger für die gesamte Datenerfassung. Dieses Signal wurde unter anderem als Startsignal für die Zeitmessung mit einem 8-Kanal TDC von Lecroy verwendet. Bei diesem TDC werden alle 8 Kanäle durch einen Impuls gestartet. Lediglich fünf Kanäle wurden für die Datenaufnahme benötigt. Gestoppt wurden die einzelnen Kanäle dann durch unterschiedliche Signale (siehe Abbildung 2.1 und 2.5):

- Kanal 1 wird durch Spaltfragmente auf der rechten Seite gestoppt.
- Kanal 2 durch Spaltfragmente auf der linken Seite.
- Kanal 3 durch ternäre Teilchen, die nach oben fliegen.
- Kanal 4 durch ternäre Teilchen, die nach unten fliegen. Diese beiden Signale sind die logische Oder-Verknüpfung aller PIN-Dioden jeweils eines PIN-Diodenarrays.
- Kanal 5 dadurch, daß an zwei PIN-Dioden ein Signal oberhalb der Triggerschwelle registriert wurde.

Die Signale von Kanal 1 und Kanal 2 wurden so verzögert, daß das Stoppsignal der schnellsten der Fragmente einige Nanosekunden nach dem Startsignal durch ein ternäres Teilchen am TDC eintraf. Das Signal an Kanal 3 und 4 ist auch um einige Nanosekunden gegenüber dem Startsignal verzögert. Mit Hilfe von Kanal 3 und 4 kann entschieden werden, ob das ternäre Teilchen, das den TDC getriggert hat, nach unten oder nach oben geflogen ist.

Über ein 48-Kanal Koinzidenz-Register wird für jedes Ereignis die Nummer der PIN-Diode, die die Zeitmessung gestartet hat, ermittelt. Nach einem registrierten ternären Teilchen wird ein Gategenerator gestartet, der für etwa 100 ns das Gate des Koinzidenzregisters öffnet. Diese Zeit steht zur Verfügung, um nach weiteren leichten Teilchen und damit nach quaternärer Spaltung zu suchen. Nach Ablauf dieses Zeitfensters wird ein zweiter Gategenerator gestartet, der für etwa 100 μ s das ganze Datenaufnahmesystem blockiert. Diese Zeit wird vom TDC für das Wandeln der Daten und für das Auslesen der Daten über den Camac-Bus benötigt.

Das Koinzidenzregister liefert an seinem Ausgang eine Spannung, die der Anzahl der registrierten Impulse an den verschiedenen Eingängen proportional ist. Pro Eingang, an dem ein Impuls anliegt, erhöht sich die Spannung um 0.1 V. Ein auf etwa 0.15 V eingestellter Diskriminator liefert ein Signal, falls innerhalb der Torzeit zwei ternäre Teilchen an zwei unterschiedlichen PIN-Dioden registriert werden. Dieses Signal bildet das Stoppsignal für Kanal 5 des TDC's und kann für die Suche nach der quaternären Spaltung ausgenutzt werden. Mit dieser Schaltung ist auch die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des ersten ternären Teilchens (Kanal 3 oder 4 werden gestoppt) und dem zweiten Teilchen (Kanal 5 wird gestoppt) bekannt.

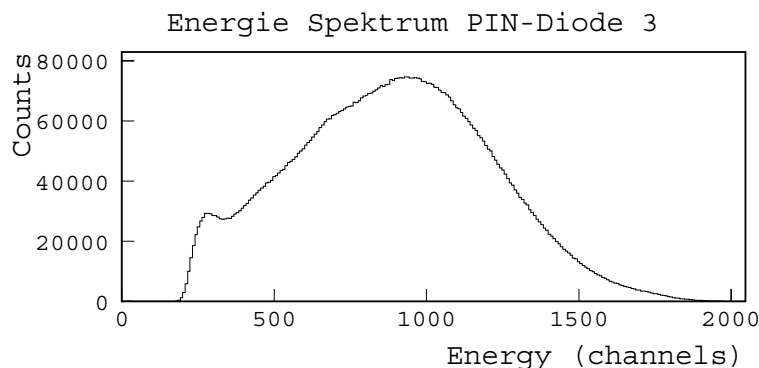


Abb. 2.6: Energiespektrum einer PIN-Diode, die auch höherenergetische ternäre Teilchen vollständig stoppen kann.

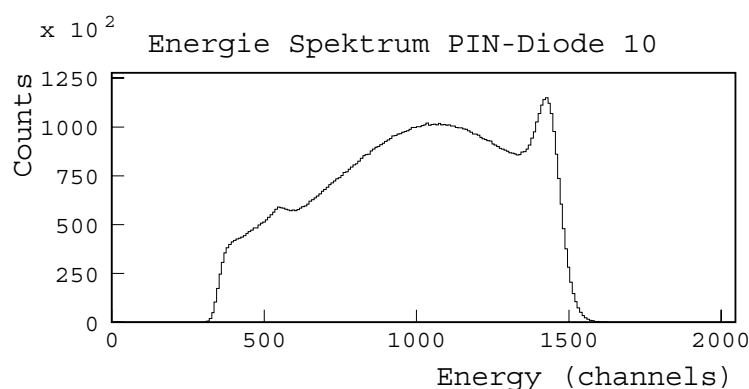


Abb. 2.7: Energiespektrum einer PIN-Diode, bei der die Verarmungszone zu dünn ist, um hochenergetische ternäre Teilchen vollständig stoppen zu können.

In der ersten Meßzeit wurde bei etwa der Hälfte der PIN-Dioden und in der zweiten Meßzeit an allen Dioden auch die deponierte Energie der Ereignisse gemessen. Dazu wurde das Energiesignal des entsprechenden Vorverstärkers über einen Spektroskopieverstärker und einen Ortec ADC digitalisiert. Leider waren von den in der ersten Meßzeit eingesetzten PIN-Dioden nur wenige hinreichend dick, um auch die hochenergetischsten ternären Teilchen zu stoppen. Abbildung 2.6 zeigt das Energiespektrum einer Diode, die alle ternären Teilchen vollständig stoppen kann, während die Überhöhung bei etwa Kanal 1450 in Abbildung 2.7 daher kommt, daß diese PIN-Diode hochenergetische Teilchen nicht mehr vollständig abbremst. Die Form des Spektrums kommt dadurch zustan-

de, daß Teilchen, deren Energie zu hoch ist, nur einen Teil ihrer Energie ΔE in der PIN-Diode verlieren. Da der Braggpeak für leichte ternäre Teilchen wie z.B. das α -Teilchen bei etwa 450 keV liegt, nimmt die in der Diode deponierte Energie ΔE mit größerer Teilchenenergie sogar noch ab. Das Spektrum wird ab einer bestimmten Energie also „zurückgebogen“, d.h. Teilchen mit größerer Energie werden in niedrigeren Kanälen einsortiert.

In der zweiten Meßzeit im Sommer 1999 standen wiederum vom Institut für Kernphysik der TU Darmstadt PIN-Dioden zur Verfügung, deren Dicke ausreichend war um auch α -Teilchen mit den höchsten in der ternären Spaltung vorkommenden Energien von etwa $E_{\alpha_{\max}} \approx 30$ MeV vollständig zu stoppen. Hier waren alle Kanäle mit der entsprechenden Elektronik ausgestattet, um die Energie der Teilchen zu messen.

Neben besseren Dioden konnte in der zweiten Strahlzeit eine an der TU Darmstadt entwickelte Technik zur Teilchenidentifizierung in PIN-Dioden eingesetzt werden, die sich insbesondere bei der Analyse der quaternären Spaltung als äußerst fruchtbar erwies. Die Technik wird in Abschnitt 3.2 beschrieben.

2.6 Datenaufnahme

Das Datenaufnahmesystem wurde im Rahmen dieser Arbeit in Tübingen entwickelt. Die Datenaufnahme wird von einem PC gesteuert, der unter dem Betriebssystem Linux läuft. Jedes einzelne von der Camac-Elektronik registrierte Ereignis wird per Interrupt dem PC gemeldet, ausgelesen, verarbeitet und auf Band geschrieben. Der PC bekommt vom Camac-Kontroller per LAM-Signal gemeldet, daß ein fertig konvertiertes Ereignis zum Auslesen vorliegt, und liest zuerst die fünf Kanäle des TDC's und das Koinzidenzregister. Dieses Koinzidenzregister enthält die Nummer jeder PIN-Diode, die ein Teilchen registriert hat. Mit einer Tabelle wird bestimmt, ob eine der angesprochenen PIN-Dioden einem ADC zur Energiemessung zugeordnet ist, und bei Bedarf wird auch dieser ADC mit ausgelesen. Bevor die Daten auf Band geschrieben werden, wird das Ereignis daraufhin analysiert, wieviele PIN-Dioden angesprochen haben. Falls nur eine einzige PIN-Diode angesprochen hat, kann die Information verlustfrei reduziert werden. So ist es nicht nötig, den Wert des Koinzidenzregisters (48 bit) zu speichern, sondern aus diesem Wert wird die Nummer der angesprochenen PIN-Diode (Nummer 1-38) ausgerechnet, die in 6 bit gespeichert

werden kann. Auch braucht der Wert des TDC Kanals 5, der nach Zweifach-Koinzidenzen sucht, nicht gespeichert werden. Weiterhin reicht es aus, aus den TDC Kanälen 3 und 4 zu bestimmen, auf welchem PIN-Diodenarray das Ereignis registriert wurde, und dann die Seite des Arrays in einem Bit `pin_s` (Seite 0 oder Seite 1) zu speichern. Dadurch läßt sich ein Ereignis auf 32 bit, also auf 4 Byte komprimieren und platzsparend auf Band speichern. Tabelle 2.1 zeigt

Bit	Anzahl der Bits	Name	Bedeutung
0	1	<code>spin</code>	Neutronenspin
1	1	<code>inhibit</code>	Inhibit Signal
2	11	<code>tdc_s1</code>	TDC Wert des linken Multiwire-Detektors
13	11	<code>tdc_s2</code>	TDC Wert des rechten Multiwire-Detektors
24	1	<code>pin_s</code>	Ternäres Teilchen oben/unten
25	6	<code>pin_nr</code>	Nummer der angesprochenen PIN-Diode
31	1	<code>error</code>	Fehlermeldung vom Spinflipper

Tabelle 2.1: Dateiformat zur Speicherung eines Ereignisses.

das dabei verwendete Datenformat. Dabei gibt `spin` den Zustand des Spinflippers (Ein- bzw. Ausgeschaltet) und damit die Stellung des Neutronenspins wieder (siehe Abschnitt 2.8). `inhibit` wird von einem externen Gategenerator erzeugt und ist für etwa 10 ms nach jedem Zustandswechsel des Spinflippers auf Logisch Eins gesetzt. In der Online-Datenanalyse und der späteren Auswertung werden Ereignisse, bei denen dieses Bit auf Eins gesetzt ist, nicht berücksichtigt. Somit ist sichergestellt, daß nach einem Ein- und Ausschalten des Spinflippers alle Magnetfelder wieder stabil anliegen, und die Neutronen mit der geänderten Polarisation am Experiment angekommen sind. `tdc_s1` und `tdc_s2` geben die gemessenen Flugzeiten der Fragmente zum linken bzw. rechten Multiwire-Detektor wieder (siehe Abbildung 2.1). Falls das oberste Bit (Bit 10) in einem dieser Werte gesetzt ist, wurde innerhalb des auf etwa 100 ns eingestellten Zeitfensters am betreffenden Detektor kein Fragment detektiert. Falls beide TDC-Werte gültig sind, wird aus `tdc_s1` – `tdc_s2` die Flugzeitdifferenz der beiden detektierten Fragmente bestimmt, und damit entschieden, ob das schwere oder das leichte Fragment nach links oder rechts geflogen ist. `pin_nr` enthält die Nummer der PIN-Diode, die das ternäre Teilchen detektiert hat. Die PIN-Dioden des Arrays oberhalb des Targets sind dabei von 1 bis 19 durchnummeriert, das untere Array von 21 bis 39. Anhand der Nummer

kann also auch bestimmt werden, ob das ternäre Teilchen nach oben oder nach unten geflogen ist. Zusätzlich ist die Information auch in der Variable `pin_s` verfügbar. Zuletzt gibt die Variable `error` noch eine eventuelle Fehlermeldung des Spinflippers an, die z.B. auftritt, falls die Ströme in den Spulen des Spinflippers nicht den eingestellten Nominalwerten entsprechen und damit defekt sein könnten. Ereignisse, bei denen dieses Bit gesetzt ist, werden in der Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

Block	Bit	Anzahl der Bits	Name	Bedeutung
1	0	1	<code>spin</code>	Neutronenspin
	1	1	<code>inhibit</code>	Inhibit Signal
	2	11	<code>null</code>	Null als Kennung
	13	11	<code>null</code>	Null als Kennung
	24	1	<code>null</code>	Null als Kennung
	25	6	<code>null</code>	Null als Kennung
	31	1	<code>error</code>	Fehlermeldung vom Spinflipper
2	2	11	<code>tdc_s1</code>	TDC Wert des linken Multiwire-Detektors
	13	11	<code>tdc_s2</code>	TDC Wert des rechten Multiwire-Detektors
3	0	16	<code>co_reg_a</code>	16 bit des Koinzidenzregisters
	16	11	<code>tdc_a1</code>	TDC Wert PIN-Diodenarray oben
4	0	16	<code>co_reg_b</code>	16 bit des Koinzidenzregisters
	16	11	<code>tdc_a2</code>	TDC Wert PIN-Diodenarray unten
5	0	16	<code>co_reg_c</code>	16 bit des Koinzidenzregisters
	16	11	<code>tdc_ac</code>	TDC Wert 2fach Koinzidenz

Tabelle 2.2: Dateiformat zur Speicherung eines Ereignisses, falls mehr als eine PIN-Diode ein ternäres Teilchen registriert hat.

Sobald allerdings mehr als eine PIN-Diode ein Teilchen registriert hat, reichen diese vier Bytes nicht mehr aus, alle Informationen abzuspeichern. Dann wird ein Ereignis in einer erweiterten Form nach Tabelle 2.2 abgespeichert. Dieses Format speichert ein Ereignis in fünf Blöcken mit je vier Bytes, insgesamt werden also 20 Bytes benötigt. Dabei wird das vollständige Koinzidenzregister abgespeichert, das in den drei Variablen `co_reg_a`, `co_reg_b` und `co_reg_c` enthalten ist. Es umfaßt insgesamt 48 bit, wobei jedes Bit, das auf Eins gesetzt ist, für eine PIN-Diode steht, die von einem ternären Teilchen getroffen wurde. In dem hier vorliegenden Falle, daß mehr als eine PIN-Diode angesprochen hat,

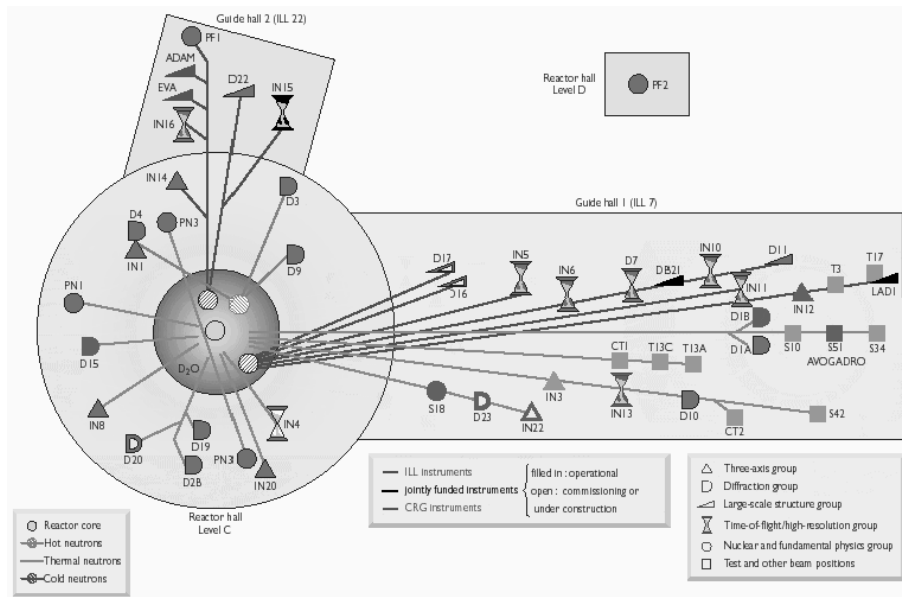


Abb. 2.8: Übersicht über die Strahlpositionen am ILL in Grenoble. Das hier beschriebene Experiment wurde an der Strahlposition PF1, in der Abbildung links oben, durchgeführt [ill98].

ist in `tdc_ac` die Zeit verfügbar, die zwischen dem Ansprechen der ersten und zweiten PIN-Diode vergangen ist.

In der zweiten Meßzeit waren die PIN-Dioden mit zusätzlicher Elektronik ausgestattet, die es erlaubt, die Signalanstiegszeiten in den Dioden zu messen und damit eine Teilchendifferenzierung vorzunehmen (siehe Abschnitt 3.2.1). In dieser Meßzeit wurde für die Datenaufnahme eine speziell an dieses Experiment angepaßte Version des Datenaufnahmesystems MIDAS [ritt00] verwendet.

2.7 Experiment in Grenoble

Die Messungen wurden am ILL in Grenoble durchgeführt. Die erste Strahlzeit war dabei von Januar bis März 1998, die zweite Strahlzeit von Mai bis Juli 1999. Die Neutronenquelle, der Forschungsreaktor am ILL, enthält ein Brennelement mit 9 kg zu 93% angereichertem ^{235}U . Der Fluß thermischer Neutronen nahe des Reaktorkerns ist dabei etwa $\Phi = 5 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$.

Zu jeder Strahlzeit mußte die gesamte experimentelle Anordnung (Mechanik, Vakuumausrüstung, Gasversorgung, Elektronik, Strahlenschutz- und Alarmein-

richtungen) größtenteils aus Tübingen bzw. Darmstadt nach Grenoble transportiert und dort komplett auf- und wieder abgebaut werden.

Das Experiment wurde an der Strahlposition PF1 durchgeführt (siehe Abbildung 2.8). Die Position PF1 befindet sich außerhalb des Reaktorgebäudes in einer Experimentierhalle, etwa 60 m vom Reaktorkern entfernt am Ende eines Neutronenleiters. Die Neutronen werden mit einem „bent supermirror“ polarisiert. Das Prinzip ist, daß Neutronen einer Spinrichtung totalreflektiert längs der mit magnetisierten Eisenschichten belegten gebogenen Glasplatten geleitet werden, während die Neutronen der anderen Spinrichtung durch Streuung verloren gehen [byr94]. Bei geeigneter Biegung und Länge des Polarisators wird dabei ein Polarisationsgrad von annähernd 100% erreicht. Am Experiment stand ein Fluß von $\Phi = 3 \cdot 10^8 / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ polarisierter Neutronen mit einer mittleren Wellenlänge von 4.5 \AA zur Verfügung. Die Neutronenstrahl hat einen rechteckigen Querschnitt mit einer Fläche von $6 \times 12 \text{ cm}^2$.

Um eine Depolarisation des Neutronenstrahls auf dem weiteren Flugweg zum Experiment zu verhindern, und um am Experiment eine definierte Spinausrichtung zu haben, wird der ganze Experimentaufbau ab dem Ausgang des Polarisators von einem magnetischen Führungsfeld umgeben. Dieses Feld wird teils durch Permanentmagnete realisiert, teils durch große Kupferspulen, mit denen die Kammern und die evakuierten Aluminiumrohre, die die Kammern verbinden, umwickelt sind. Das Führungsfeld muß stärker als das überall vorhandene Erdmagnetfeld sein. Bei den Kupferspulen wurde versucht, den Strom möglichst gering einzustellen, um eine Erwärmung der Kammern möglichst niedrig zu halten.

Mit Hilfe dieser Führungsfelder kann der Spin der Neutronen auch beliebig ausgerichtet werden. Der Neutronenspin folgt der Richtung des magnetischen Führungsfeldes, solange sich das Magnetfeld adiabatisch, d.h. nicht zu rasch ändert. Dieser Effekt wird auch ausgenutzt, um die Neutronenpolarisation von einer transversalen Polarisation am Ausgang der Polarisators in eine longitudinale Polarisation in den Kammern zu drehen.

2.8 Spinflipper

Hinter dem Polarisator und etwa einen Meter vor der Meßkammer ist ein Spinflipper installiert, der es erlaubt, die Polarisation des Neutronenstrahls

umzukehren[byr94]. Es ist im wesentlichen eine Stromwand, also eine „magnetische Wand“ im Neutronenstrahl, bei der vor und hinter der Wand das Magnetfeld antiparallel orientiert ist.

Bei eingeschaltetem Spinflipper ändert sich die Richtung des Magnetfeldes für die Neutronen beim Durchflug durch den Flipper so schnell, daß sie der Magnetfeldänderung von 180° nicht folgen können. Damit geht die Neutronenpolarisation bei eingeschaltetem Spinflipper von einer Einstellung parallel zu den magnetischen Feldlinien in eine Einstellung antiparallel zu den Feldlinien über und ist daher um 180° gedreht.

Der Spinflipper kann mit Hilfe eines elektronischen Schalters sehr schnell ein- und wieder ausgeschaltet werden. Da im Experiment mit thermischen Neutronen gearbeitet wird, die eine Geschwindigkeit von etwa 2000 m/s haben, dauert es einige Millisekunden, bis die Neutronen die Flugstrecke von 2 bis 3 m vom Spinflipper bis in die hinterste Kammer zurückgelegt haben. Darum wird die Datenaufnahme nach jeder Zustandsänderung des Spinflippers für etwa 10 ms gesperrt. Nach dieser Zeitspanne liegen auch wieder stabile Magnetfelder am Spinflipper an.

Der Spinflipper wird während des Experiments im Sekundentakt ein- und ausgeschaltet. Er ist das zentrale Element im Experiment zur Messung der Asymmetrien. Das Ein- und Ausschalten des Spinflippers dreht die Polarisation der Neutronen am Target um, ohne andere Strahlparameter wie Intensität oder räumliche Verteilung des Neutronenflusses zu ändern. Das kann dadurch kontrolliert werden, daß man die Zählrate jedes einzelnen Detektors mißt und nachprüft, ob sie unabhängig von der Einstellung des Spinflippers ist. Voraussetzung hierbei ist, daß der Flipper quazgenau gesteuert wird.

Die zu messende Asymmetrie nach Gleichung (1.1) sollte sich als Zählratenunterschied in der koinzidenten Zählrate aus jeweils einem Fragmentdetektor und einem Detektor für ternäre Teilchen bei entgegengesetzten Einstellungen des Neutronenspins zeigen. Da dann nur Zählraten von einer Detektorkombination bei verschiedenen Einstellungen des Neutronenspins miteinander verglichen werden, spielen Unterschiede in der Geometrie (also z.B. im abgedeckten Raumwinkel von zwei verschiedenen Detektoren für Fragmente oder ternäre Teilchen) keine Rolle.

Die im Experiment beobachtete Zählrate kann gemäß den Gleichungen (1.1) und (1.2) in der Form

$$N(B) = N_0 \cdot (1 + D \cdot B)$$

geschrieben werden. N_0 ist die mittlere Zählrate aus allen möglichen Einstellungen, die von der verwendeten Detektorgeometrie registriert werden kann. N_0 ist auch die Zählrate, die man bei einem unpolarisierten Strahl mit gleichem Fluß beobachtet würde.

$N(B)$ gibt dann also eine Abweichung der Zählrate von der mittleren Zählrate an. D ist der Asymmetriekoeffizient.

In einem idealen Experiment, in dem der Neutronenstrahl zu 100% longitudinal polarisiert ist, und in dem punktförmige Detektoren exakt im rechten Winkel zueinander und zur Polarisation stehen, und in dem auch sonst keine der später zu besprechenden Korrekturen angewendet werden müssen, wird die Asymmetrie aus der Gleichung

$$D_{\text{exp}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (2.1)$$

über den Vergleich von Zählraten N_{\uparrow} und N_{\downarrow} bei ein- bzw. ausgeschaltetem Spinflipper bestimmt. Diese Gleichung kann einfach nachgerechnet werden, wenn man berücksichtigt, daß je nach Spineinstellung in der idealisierten Anordnung B nur die Werte $B = +1$ bzw. $B = -1$ einnehmen kann:

$$\begin{aligned} \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} &= \frac{N(1) - N(-1)}{N(1) + N(-1)} \\ &= \frac{N_0}{N_0} \cdot \frac{(1 + D) - (1 - D)}{(1 + D) + (1 - D)} \\ &= D. \end{aligned}$$

Stehen die Detektoren nicht mehr genau senkrecht zueinander oder senkrecht zum Spin des polarisierten Neutrons, sind aber weiterhin als infinitesimal klein angenommen, kann für jede möglich Winkeleinstellung der Detektoren zueinander und zum Spin ein B nach (1.2) ausgerechnet werden. Für eine derartige Detektorkombination mit beliebigem B werden als Zählraten für die beiden Spinstellungen

$$N_{\uparrow} = 1 + D \cdot B$$

und

$$N_{\downarrow} = 1 - D \cdot B$$

gemessen. Damit ist für diese Detektorkombination nach (2.1)

$$D_{\text{exp}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{(1 + D \cdot B) - (1 - D \cdot B)}{(1 + D \cdot B) + (1 - D \cdot B)} = \frac{2 \cdot (D \cdot B)}{2} = D \cdot B.$$

Für eine Detektorkombination, bei der B kleiner als Eins ist, wird also auch ein kleinerer Wert für D_{exp} gemessen. Darauf muß korrigiert werden. Der Zusammenhang zwischen dem physikalischen Asymmetriekoeffizienten D und seinem Meßwert D_{exp} ist:

$$D = \frac{D_{\text{exp}}}{B}.$$

Diese Korrektur ist auch für ausgedehnte Detektoren notwendig. Dabei muß über alle möglichen Werte für B gemittelt werden, die für eine gegebene Detektorenanordnung möglich sind, und diese möglichen B Werte müssen noch entsprechend ihren im Experiment vorkommenden Häufigkeiten gewichtet werden. Dieser Korrekturfaktor wird mit einer Monte-Carlo Simulation des Experiments berechnet.

2.9 Weitere Experimente

Da die Neutronen durch ein einziges Experiment praktisch nicht „verbraucht“ werden, d.h. der Fluß hinter einer Kammer nur um wenige Prozent geschwächt ist, konnten drei Experimente gleichzeitig hintereinander aufgebaut am gleichen Strahl durchgeführt werden. Das vorliegende Experiment stand dabei am nächsten zur Neutronenquelle, da hier das Target mit dem größten Durchmesser stand, das einen Neutronenstrahl großen Querschnitts benötigte. Für die nachfolgenden Experimente wurde der Neutronenstrahl eingengt.

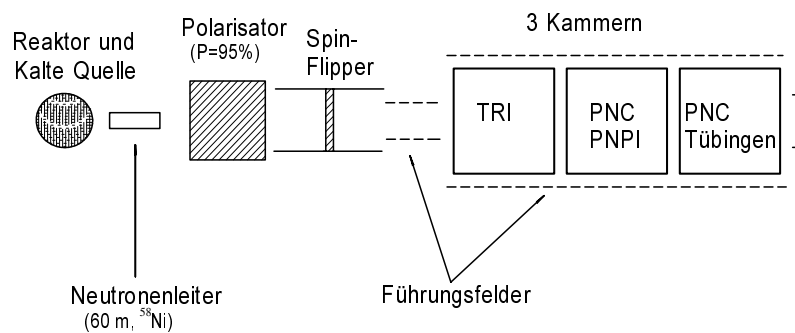


Abb. 2.9: Übersicht über das Gesamtexperiment, mit freundlicher Genehmigung von A. Kötzle [köt99]. Das hier vorgestellte Experiment ist mit TRI bezeichnet.

Die beiden folgenden Experimente dienen beide der Messung der Paritätsverletzung (PNC) in der binären Kernspaltung. Dieser Effekt ist schon länger

bekannt und wurde in der mittleren Kammer, die vom PNPI in Gatchina gebaut wurde, für mehrere spaltbare Isotope gemessen.

Das dritte und im Strahl letzte Experiment wurde ebenfalls in Tübingen geplant und vorbereitet und hatte zum Ziel, die Massenabhängigkeit der Paritätsverletzung in der Spaltung von ^{233}U mit kalten Neutronen zu bestimmen [köt99].

Abbildung 2.9 zeigt einen Überblick über den gesamten Experimentaufbau.

Kapitel 3

Auswertung und Resultate

3.1 Nachweis der Spaltfragmente

3.1.1 Trennung leichter und schwerer Fragmente

In der binären Spaltung, die mit thermischen Neutronen ausgelöst wird, fliegen beide Spaltfragmente in ihrem Schwerpunktsystem aufgrund des Impulserhaltungssatzes entgegengesetzt auseinander. Bei den hier untersuchten Actiniden ist die Spaltung typischerweise asymmetrisch, d.h. es entstehen zwei Fragmente deutlich unterschiedlicher Masse. Aufgrund des Impulserhaltungssatzes hat dann das leichtere der beiden Fragmente eine höhere Geschwindigkeit als das schwere. Bei der ternären Spaltung entsteht neben den beiden Hauptfragmenten noch ein drittes Teilchen, meistens ein α -Teilchen mit einer mittleren Energie von etwa 16 MeV. Dessen Impuls ist klein im Vergleich zu den Impulsen der Spaltfragmente mit einer mittleren Energie von etwa 100 MeV und einer 20-40 mal größeren Masse. Damit kann also auch bei der ternären Spaltung aus dem Vergleich der Geschwindigkeiten schweres und leichtes Fragment identifiziert werden.

Um demnach zu unterscheiden, ob ein leichtes oder schweres Fragment von einem Detektor registriert wurde, wird die Flugzeitdifferenz beider Fragmente in der Meßanordnung von Abbildung 2.1 mit Vieldrahtzählern gemessen. Die Identifizierung ist nur möglich, wenn beide Multiwire-Detektoren je ein Fragment eines Spaltprozesses registrieren. Damit das Verfahren auch bei einem größeren Target und bei Detektoren, die einen großen Raumwinkelbereich abdecken, funktioniert, müssen beide Detektoren möglichst genau den gleichen

Abstand vom Target haben, und parallel zu diesem stehen. Die Flugzeit eines Fragments allein ist keine gute Kenngröße zur Identifizierung eines Fragments, da die Flugzeit neben der Geschwindigkeit auch von der Flugstrecke zwischen Target und Detektor abhängt und letztere wiederum eine Funktion des Emissionswinkels ist. Aber auch die Geschwindigkeit für sich genommen ist keine eindeutige Funktion der Fragmentmasse.

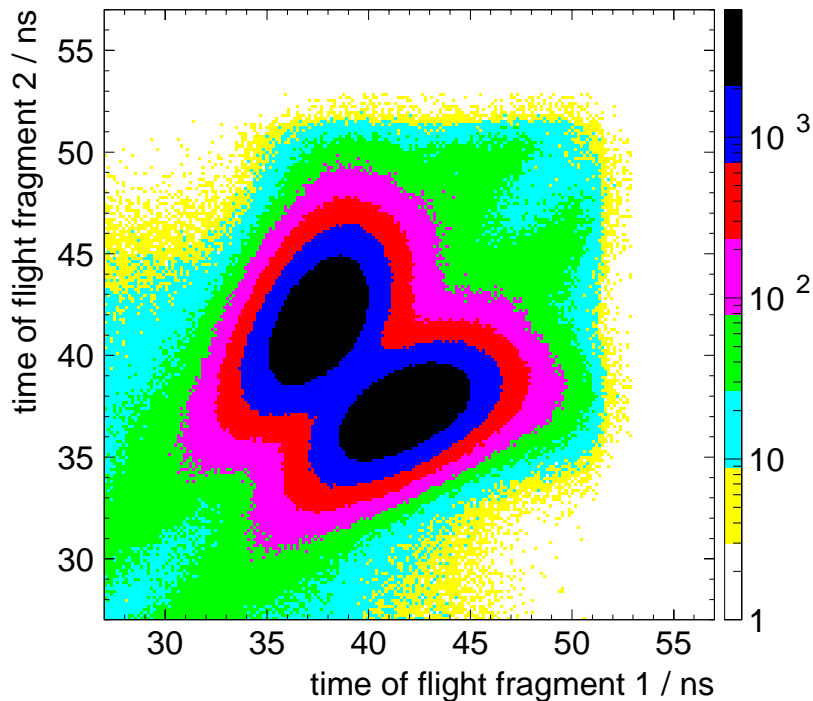


Abb. 3.1: Verteilung der Flugzeiten der beiden Spaltfragmente als Scatterplot. Die Flugzeitmessungen wurden durch ein ternäres Teilchen gestartet, die absolute Zeitdifferenz zwischen Start und Stopp kann nicht bestimmt werden, daher ist der Nullpunkt willkürlich gewählt.

Abbildung 3.1 zeigt in einem logarithmischen Plot die gemessene Flugzeitverteilung der beiden Spaltfragmente. Einträge oberhalb der Winkelhalbierenden entsprechen Ereignissen, bei denen das Fragment 1 schneller war, und damit als leichtes Fragment identifiziert wird. Bei Einträgen unterhalb war das Fragment 2 schneller und sollte damit das leichte Fragment sein. Da das hier besprochene Experiment nur an ternären Spaltereignissen interessiert ist, wird die Flugzeitmessung durch den Nachweis eines ternären Teilchens an den entsprechenden Detektoren gestartet. Der Zeitpunkt der Spaltung kann mit dieser Anordnung nicht absolut bestimmt werden, die Flugzeitmessung enthält einen unbekanntem Zeitoffset.

Die beiden Maxima der Verteilung entsprechen der Asymmetrie in der Spaltung. Die Maxima sind klar getrennt. Es gibt aber einen gewissen Überlappbereich, in dem nicht mehr klar unterschieden werden kann, ob ein leichtes oder schweres Fragment in Abbildung 2.1 nach links oder rechts geflogen ist. Im Überlappbereich muß der relative Anteil durch Extrapolation bestimmt werden mit dem z.B. das leichte Fragment den linken oder rechten Fragmentdetektor trifft. Die dadurch bedingten Korrekturen werden in Abschnitt 3.5 behandelt.

3.2 Nachweis der ternären Teilchen

3.2.1 Teilchendiskriminierung

Eine technische Besonderheit des vorliegenden Experiments war die Teilchenidentifikation der ternären Teilchen. Die hier eingesetzte Methode ist erst in den letzten Jahren am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt entwickelt worden. Da die Methode noch nicht weit verbreitet ist, soll sie im folgenden etwas ausführlicher erläutert werden.

Als Detektoren zum Nachweis der ternären Teilchen kamen, wie bereits mitgeteilt, ionenimplantierte, oxidpassivierte Halbleiterdetektoren zum Einsatz. Die verwendeten Zähler sind auf Basis von n-dotiertem Silizium aufgebaut, das durch Ionenimplantation auf der Vorderseite p^+ - und auf der Rückseite n^+ -dotiert ist. Der spezifische Widerstand ist vom Hersteller Siemens mit 3 bis 6 $k\Omega \cdot cm$ angegeben, aus der gemessenen Spannung für volle Verarmung ergibt sich ein Wert von etwa 4 $k\Omega \cdot cm$. Die korrekte Bezeichnung für einen solchen Detektor wäre p^+-n-n^+ -Diode. Im folgenden werden die Zähler als PIN-Dioden bezeichnet.

Das Funktionsprinzip dieser Detektoren ist ähnlich dem einer Ionisationskammer. Ionisierende Strahlung erzeugt in den Detektoren Elektron-Loch-Paare (analog zu den in Ionisationskammern erzeugten Elektron-Ionen-Paaren). Die freien Ladungsträger driften im anliegenden elektrischen Feld und erzeugen an den Elektroden Influenzladungen, die dort gemessen werden können.

Wesentliche Unterschiede zwischen Halbleiterzählern und Ionisationskammern sind einmal, daß der Feldstärkeverlauf innerhalb einer Ionisationskammer über die gesamte Strecke zwischen Anode und Kathode konstant ist, während sie in der Verarmungszone des Halbleiterzählers linear ansteigt. In der Ionisationskammer driften die Ionen um etwa einen Faktor 1000 langsamer als die

Elektronen. Dagegen unterscheiden sich die Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern in Halbleiterzählern nur um etwa einen Faktor drei, so daß die Influenz beider Komponenten an den Elektroden gemessen wird. Damit ist die an den Elektroden gemessene Ladung proportional zur im Halbleiterzähler deponierten Energie.

Ein Vorteil der Halbleiterdetektoren ist, daß die nötige Energie zum Erzeugen eines Elektronen-Loch-Paares etwa nur 1/10 so groß ist, wie die Energie zum Ionisieren von Gas. Damit werden bei gleicher Energie mehr freie Ladungsträger erzeugt, was die Energieauflösung verbessert. Weiterhin haben die Detektoren aufgrund ihrer hohen Dichte ein wesentlich höheres Bremsvermögen als Gase und können somit wesentlich kompakter gebaut werden.

Ein Nachteil dieser Detektoren ist ihre Empfindlichkeit für Strahlenschäden. Ionisierende Strahlung zerstört die Kristallstruktur des Siliziums, was ihre mögliche Einsatzdauer unter hoher Strahlenbelastung beschränkt.

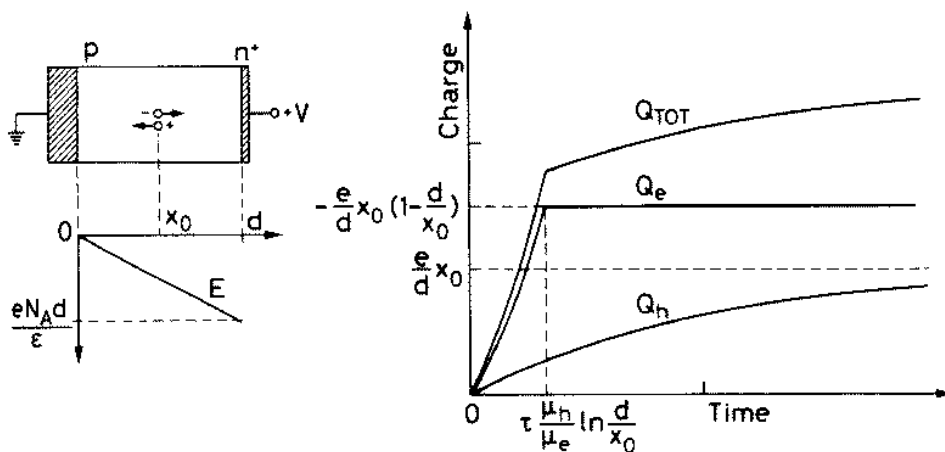


Abb. 3.2: Die Signalentstehung in Halbleiterdetektoren, am Beispiel einer auf p-Basis gebauten Halbleiterdiode[leo94].

Im zweiten Lauf des Experiments wurden diese Dioden auch dazu verwendet, die ternären Teilchen über die Messung der Signalanstiegszeit des Stromsignals zu identifizieren, d.h. nach Ladung und Masse zu trennen.

Die Signalform und die Zeitdauer des Stromsignals wird in Halbleiterdioden vor allem durch zwei Effekte bestimmt: einmal durch die Zeit, die die im Halbleiter freigesetzten Ladungsträger (Elektronen und Löcher) benötigen, um zu ihren entsprechenden Elektroden zu driften und zum anderen durch den so-

nannten Plasmadelay. In Abbildung 3.2 ist am Beispiel einer Diode auf Basis eines p-Halbleiters die Zusammensetzung des Signals aus den Komponenten der Elektronen und Löcher gezeigt.

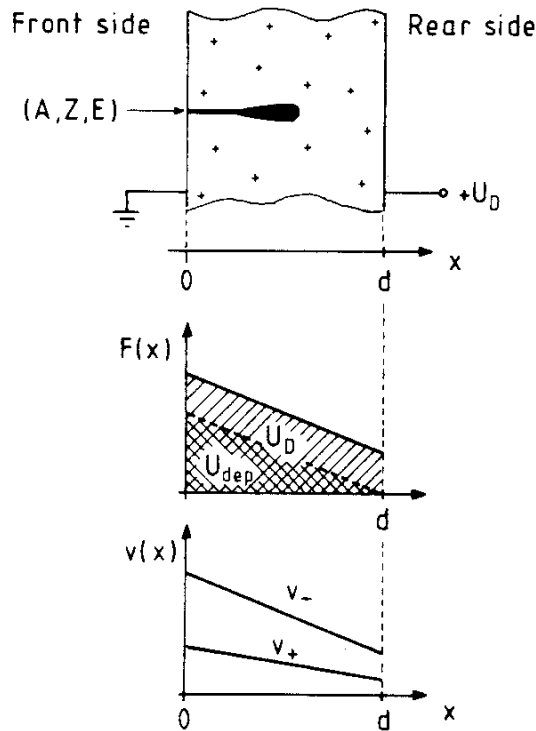


Abb. 3.3: [pau94]

Oben: Verteilung der Ionisationsdichte für ein von der Frontseite in eine auf n-Basis aufgebaute Diode eingeschossenes Teilchen.

Mitte: Verlauf der elektrischen Feldstärke für zwei unterschiedliche angelegte Spannungen. Bei der mit U_{dep} bezeichneten Geraden ist die angelegte Spannung gerade so hoch, daß der Halbleiter vollständig verarmt ist.

Unten: Driftgeschwindigkeit der Elektronen (v_-) und Löcher (v_+) im Halbleiter.

Um die Signalform und Dauer in Abhängigkeit von der Teilchenart und der Energie zu verstehen, betrachtet man zur Vereinfachung nur die Ladungsträger, die in der Nähe des Braggmaximums der Abbremsspur entstehen. Werden nachzuweisende Teilchen von der Rückseite in eine auf n-Basis aufgebaute Halbleiterdiode geschossen (und nicht wie in Abbildung 3.3 von der Vorderseite), erreicht man für die Teilchenidentifikation besonders günstige Bedingungen. Zum Verständnis muß man die Zeitdauer der Stromsignale diskutieren. Man betrachte zunächst ein niederenergetisches Teilchen kleiner Eindringtiefe. Die

etwa drei mal schnelleren Elektronen haben dann einen kurzen Driftweg und influenzieren damit nur kurze Zeit ein Signal, während die Löcher durch die gesamte Dicke des Halbleiters driften und somit sehr lange einen Strom induzieren. Insgesamt hat man in diesem Fall ein langes Stromsignal. Hat das α -Teilchen eine höhere Energie, liegt das Braggmaximum tiefer im Halbleiter, die Löcher haben eine kürzere Driftstrecke und das von ihnen influenzierte Signal wird kürzer. Die Driftstrecke der Elektronen wird mit größerer Eindringtiefe zwar länger, die Driftzeit der Elektronen bleibt aber bis zu einer großen Eindringtiefe immer noch kürzer als die Driftzeit der Löcher.

Die Länge des Stromsignals hat ein Minimum, sobald die Driftzeit der Elektronen gleich groß wie die Driftzeit der Löcher wird. Das passiert allerdings erst bei Eindringtiefen von etwa $3/4$ der Dicke des Detektors. Bis zu diesem Punkt nimmt also für eine bestimmte Teilchenart die gesamte Zeitdauer des Stromsignals mit höherer Teilchenenergie ab.

Vergleicht man dagegen zwei unterschiedliche Teilchen, z.B. α -Teilchen und Tritonen, so dringen die leichteren Teilchen bei gleicher Energie tiefer in den Halbleiter ein, und influenzieren aufgrund der obigen Argumentation ein kürzeres Stromsignal. Dieser Effekt wird zur Teilchenidentifikation ausgenutzt [pau94, mutt00].

Beim Abbremsen eines geladenen Teilchens im Halbleiter werden entlang der Spur des Teilchens viele Elektron-Loch-Paare gebildet. Diese dichte Spur von freien Ladungsträgern bildet einen Plasmaschlauch, der nach außen hin neutral ist; in seinem Inneren bricht das elektrische Feld zusammen. Nur freie Ladungsträger am Rand des Schlauchs driften im Feld der Elektroden. Dadurch wird das Plasma durch die „Plasmaerosion“ langsam abgebaut. Die Zeit bis zum vollständigen Abbau der Plasmawolke wird als Plasmadelay bezeichnet. Bei gleicher Energie verlieren schwerere ionisierende Teilchen ihre Energie in einem kleinerem Raumbereich. Diese bilden somit einen „dichteren“ Plasmaschlauch aus, dessen Abbau länger dauert. Entsprechend wird das Stromsignal zeitlich gestreckt und unterstützt die oben diskutierte Teilchenidentifikation.

In Abbildung 3.4 ist ein Blockschaltbild der verwendeten Elektronik gezeigt, bei der das Stromsignal zeitlich integriert und die Länge des Stromsignals aus der Signalanstiegszeit bestimmt wird. Der Vorverstärker liefert ein (mit etwa 2 ns) schnell integriertes Stromsignal der Dioden. Die Anstiegszeit dieses Signals ist ein Maß für die Dauer des Stromflusses im Detektor. Zur Messung dieser Anstiegszeit wird das Signal bereits im Vorverstärker differenziert und

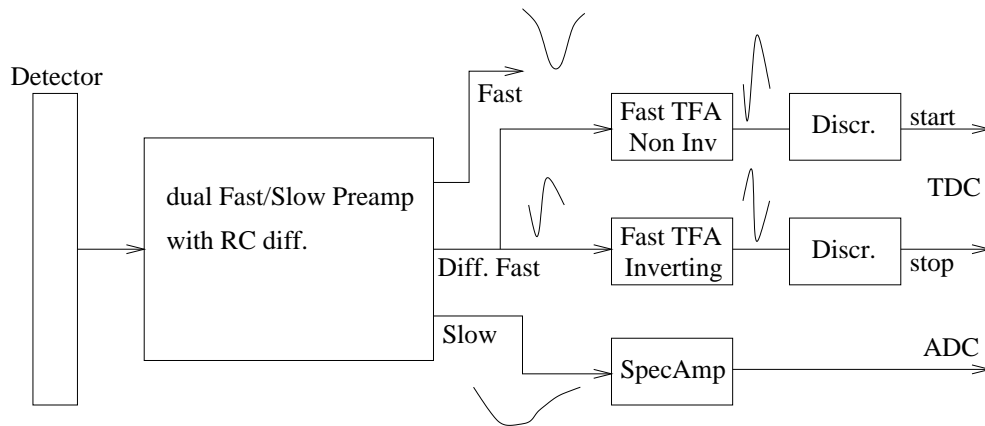


Abb. 3.4: Die Elektronik zur Auslese der PIN-Dioden mit speziellem Vorverstärker zur Bestimmung der Signalanstiegszeit.

zwei Timing-Filter-Verstärkern (TFA) zugeführt. Einer der TFA wird so betrieben, daß er sein Eingangssignal invertiert ausgibt, der andere gibt das Eingangssignal nichtinvertiert aus. Das nichtinvertierte Signal wird zugleich mit dem Beginn des Stromsignals negativ und über einen Diskriminator zum Starten der Risetimmessung verwendet. Das Signal vom invertierenden TFA wird in dem Moment negativ, in dem das Stromsignal vom Detektor nicht weiter ansteigt. Ein Diskriminator, der darauf triggert, wird verwendet, um die Risetimmessung zu stoppen.

Über einen Spektroskopieverstärker und einen Analog-Digital-Wandler (ADC) wird die Energie des registrierten Teilchens bestimmt.

Diese Kombination aus Zeit und Energiemessung wird für die Teilchenidentifikation verwendet. Abbildung 3.5 zeigt einen Scatterplot der so bestimmten Risetime über der Energie. Deutlich getrennt ist das Band der α -Teilchen oberhalb dem Band der Wasserstoffisotope. Bei den Wasserstoffisotopen ist zu erkennen, daß Teilchen mit Energie größer etwa 12 MeV nicht mehr vollständig innerhalb der Dioden gestoppt werden können. Aufgrund der fallenden Braggkurve nimmt die registrierte Energie dann sogar mit höherer Teilchenenergie ab. In Abbildung 3.5 ist das am „Umklappen“ der Tritonenlinie bei einer Energie von 12 MeV zu erkennen. Die rückläufige Tritonenlinie verdeckt die Auflösung der leichten Wasserstoffisotope.

Der für diese Messung verwendete Vorverstärker CTSA2 wurde in der Elektronikwerkstatt der Technischen Universität Darmstadt entwickelt und gebaut.

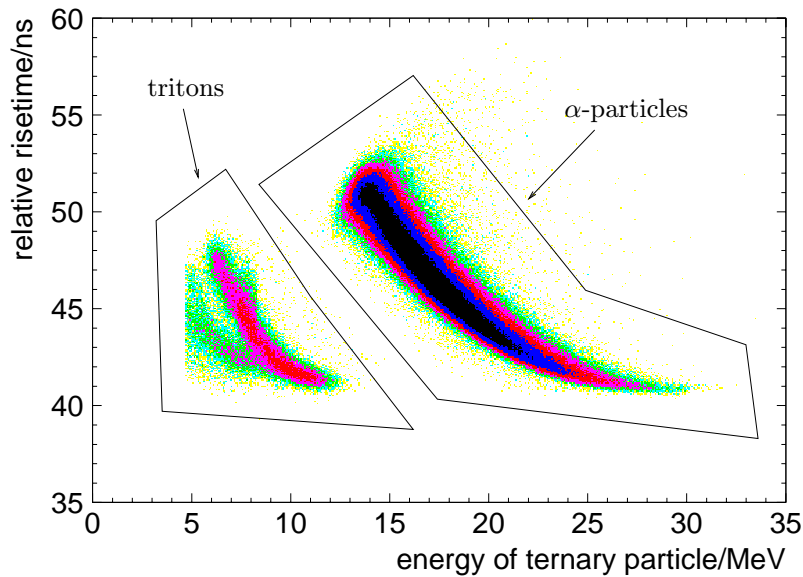


Abb. 3.5: Scatterplot der Signaldauer über der Energie für ^{235}U . Die ternären α -Teilchen (im Bild das breite Band rechts oben) sind klar von den leichteren Wasserstoffisotopen getrennt. Höherenergetische Tritonen werden in der Diode nicht vollständig gestoppt. Die Wasserstoffisotope untereinander können nicht getrennt werden.

Beim ersten Experiment von Januar bis März 1998 kamen zwei Arrays von je 19 Dioden zum Einsatz. Jede Diode war $3 \times 3 \text{ cm}^2$ groß und $500 \mu\text{m}$ dick. Die Verarmungszone war bei den anliegenden 100 V nur etwa $200 \mu\text{m}$ tief. Bei diesem Experiment waren die PIN-Dioden durch eine $30 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie bedeckt, die verhinderte, daß Spaltfragmente und natürliche α -Teilchen aus dem Uranzerfall die PIN-Dioden erreichten.

Beim zweiten Experiment von Mai bis August 1999 wurde mit zwei Arrays von je 20 Dioden gemessen. Diese Dioden waren jeweils als 4×4 -Rechteck angeordnet, wobei die vier zentralen Detektoren als ΔE - E -Teleskop durch zwei Dioden hintereinander ausgeführt waren. Auch von diesen Dioden war jede $3 \times 3 \text{ cm}^2$ groß, diesmal $380 \mu\text{m}$ dick und voll verarmt. Hier war die Aluminiumfolie zur Abschirmung vor den Dioden $25 \mu\text{m}$ dick. Die Energieauflösung für α -Teilchen dieser Dioden betrug etwa 20 keV.

3.2.2 Energiekalibrierung

Die Energie, die die ternären Teilchen in den PIN-Dioden deponieren, wird mit einem ADC digitalisiert und vom Rechner Ereignis für Ereignis gespeichert.

Um aus diesem ADC-Wert auf die Energie der ternären Teilchen zurückzurechnen, muß eine Energiekalibrierung für jede Diode durchgeführt werden. Dazu wurde ein ^{241}Am Quelle zusammen mit einer baugleichen PIN-Diode in eine Vakuumkammer eingebaut und für jeden Vorverstärker das Signal aufgenommen. ^{241}Am ist ein Alphastrahler mit einer Alphalinie bei 5.486 MeV. Die Lage dieses Alphapeaks in Kanälen wird für jeden der ADC's ermittelt.

Unabhängig davon wurde an jeden Vorverstärker ein Pulsgenerator angeschlossen, mit dem ein Spektrum für Spannungsimpulse von 1 V bis 10 V aufgenommen wurde. Mit einem linearen Fit wird berechnet, bei welchem Kanal der ADC die Spannung 0 V messen würde und damit also der Offset des ADC's festgelegt.

Die Zusammenhang zwischen Energie und ADC Kanal wird dann aus dem gemessenen Spektrum der ^{241}Am Quelle bestimmt. Dabei wird eine Konstante const ermittelt nach:

$$\text{const} = \frac{\text{ADC-Kanal}_{5.486 \text{ MeV}} - \text{Offset}}{5.486 \text{ MeV}}.$$

Die Zuordnung von ADC-Kanal zu Energie ist dann:

$$E_{\text{PIN}} = \frac{\text{ADC-Kanal} - \text{Offset}}{\text{const}}.$$

3.2.3 Energieverluste

Auf dem Weg vom Target zu den PIN-Dioden verlieren die ternären Teilchen Energie. Zum einen sind die Targets aus ^{233}U und ^{235}U vergleichsweise dick ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), die Targets sind ferner auf einem Ti-Backing von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, aufgebracht. Ein weiterer Energieverlust entsteht im Gas, mit dem die Kammer gefüllt ist, sowie in der Aluminiumfolie, mit der die PIN-Dioden abgedeckt sind.

Zur Korrektur dieser Verluste wird zuerst für jede Diode mit einer Monte-Carlo Simulation der mittlere Winkel bestimmt, den diese Diode relativ zu dem Target einnimmt. Für diesen Winkel wird dann die effektive Dicke des Targets, des Backings und der Aluminiumfolie bestimmt. Die Energieverluste in den Materialien werden mit Hilfe des Computerprogramms TRIM für einige Stützstellen berechnet und für jede gemessene Energie durch Interpolation ermittelt. Diode für Diode wurden die gemessenen Energieverteilungen auf die obigen Energieverluste korrigiert. In Abbildung 3.6 sind die über alle Dioden summierten Energieverteilungen vor und nach der Korrektur wiedergegeben.

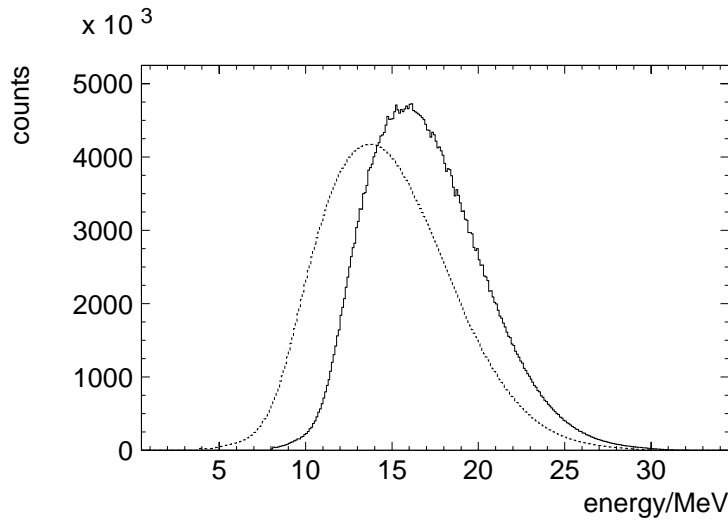


Abb. 3.6: Energiespektrum der als α -Teilchen identifizierten Teilchen. Die gestrichelte Linie zeigt das Spektrum vor der Korrektur auf Energieverluste im Target, Backing, Zählgas und in der Abschirmfolie, die durchgezogene Linie nach dieser Korrektur.

3.3 Energieverteilung der ternären Teilchen

3.3.1 α -Teilchen

Die auf Energieverluste korrigierte Verteilung in Abbildung 3.6 stellt noch nicht die originäre Energieverteilung der ternären Teilchen dar, da Teilchen unterhalb einer Energieschwelle die Detektoren überhaupt nicht erreichen. Die originäre Verteilung findet man mit dem aus der Literatur gut belegten Ansatz, daß die Energieverteilungen aller ternären Partikel in der Spaltung gaußförmig sind. Ferner kann man davon ausgehen, daß bei höheren Energien das gemessene Spektrum nach der Korrektur auf Energieverluste mit dem originären Spektrum übereinstimmt.

In Bild 3.7 ist eine Gaußkurve an das korrigierte Energiespektrum der α -Teilchen im Bereich von 14 bis 25 MeV angefitet. Ein Vergleich der Fläche unter der gefitteten Gaußkurve mit der Zahl der beobachteten Ereignisse ergibt, daß bei dieser Energieverteilung 17% der Ereignisse aufgrund der Triggerschwelle nicht registriert werden. Es ergibt sich für das ^{233}U -Target eine mittlere Energie von 15.7 ± 0.3 MeV und für das ^{235}U -Target 15.5 ± 0.2 MeV. Die Halbwertsbreiten der Verteilungen (FWHM) sind 9.8 ± 0.3 MeV für beide Targets. Alle diese Werte sind mit Literaturdaten[wage91] sehr gut verträglich.

Bild 3.7 zeigt auch, daß die Triggerschwelle für α -Teilchen bei etwa 8 MeV liegt, und daß bedingt durch die je nach Entstehungsort im Target, getroffener PIN-Diode und Triggerschwelle dieser Diode sogar noch Teilchen bis zu 15 MeV verloren werden.

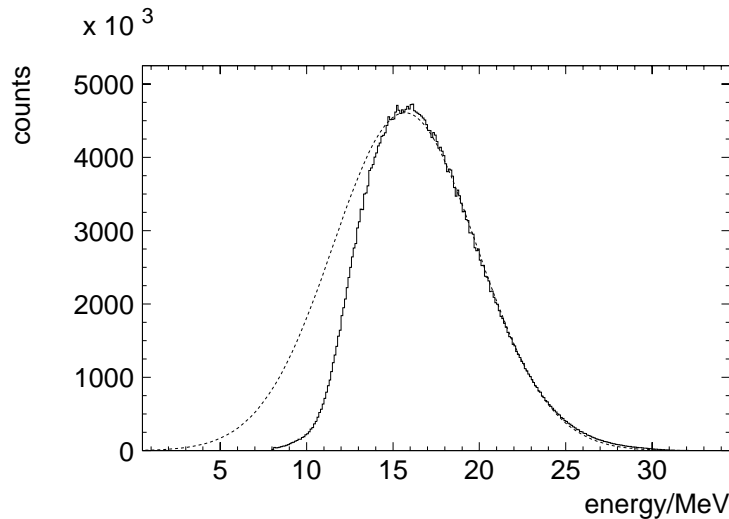


Abb. 3.7: Fit einer Gaußkurve an das korrigierte α -Energiespektrum. Es ist zu erkennen, daß bereit bei Energien unterhalb von 15 MeV Ereignisse fehlen, und daß die Triggerschwelle mit etwa 8 MeV sehr hoch liegt.

3.3.2 Wasserstoffisotope

Der Hauptteil der Wasserstoffisotope aus der Kernspaltung sind Tritonen, die relativ zum ternären α -Teilchen mit einer Häufigkeit von etwa 4.3% bei ^{233}U und 6.3% bei ^{235}U entstehen[wage91]. Aber auch Deuteronen und Protonen werden als ternäre Teilchen erzeugt, und zwar Protonen mit einer Häufigkeit von etwa 1% und Deuteronen mit etwa 0.5%. Die Trennung dieser drei Wasserstoffisotope ist mit der Risetimemethode mit dem vorliegenden Aufbau nur bedingt möglich. Wie bereits ausgeführt, war der Energieverlust der Wasserstoffisotope in den 380 μm dicken PIN-Dioden zu klein, um alle Teilchen vollständig zu stoppen. Auch sind die Unterschiede in den Signalanstiegszeiten zwischen den Wasserstoffisotopen deutlich geringer und damit ungünstiger für die Identifikation.

Bei einigen der im zweiten Experiment eingesetzten Dioden war daher eine zweite Diode hinter der risetime-messenden vorderen Diode plaziert. Damit

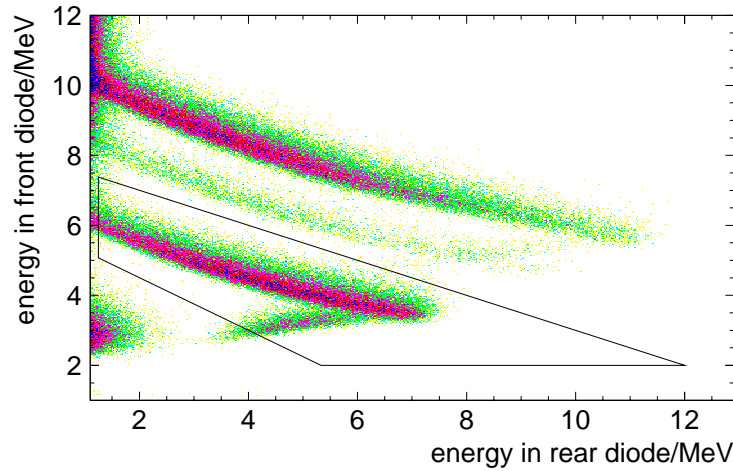


Abb. 3.8: $\Delta E-E_{\text{rest}}$ Plot zur Trennung der Wasserstoffisotope für das ^{235}U -Target. Alle im markierten Bereich liegende Teilchen werden als Protonen identifiziert. Darüber liegt das Band der Deuteronen und das der Tritonen.

ist über die bekannte $\Delta E-E_{\text{rest}}$ Methode eine Trennung der Wasserstoffisotope möglich. Abbildung 3.8 zeigt ein derartiges $\Delta E-E_{\text{rest}}$ Spektrum. Deutlich sind drei schräg nach rechts unten verlaufende Bänder zu erkennen, die von unten nach oben als Protonen, Deuteronen und Tritonen identifiziert werden. Teilchen am linken Rand des Schaubildes werden in der vorderen Diode noch fast vollständig gestoppt und deponieren nur noch eine kleine Restenergie in der hinteren Diode. Mit ansteigender Teilchenenergie wird immer mehr Energie in der hinteren Diode deponiert, während der Energieverlust in der vorderen Diode aufgrund des Verlaufs der Braggkurve abnimmt.

Bei den Protonen ist zu erkennen, daß auch die zweite Diode nicht dick genug war, um höherenergetische Teilchen vollständig zu stoppen. Die Kurve knickt bei etwas über 7 MeV ab.

In Abbildung 3.9 ist das gemessene Energiespektrum für die mit der $\Delta E-E_{\text{rest}}$ Methode als Protonen identifizierten Teilchen dargestellt. Dazu ist die aus der Literatur bekannte Verteilung als Gaußkurve mit fester Breite und mittlerer Energie angefitet. Es fehlen alle Teilchen mit Energien kleiner als etwa 7 MeV, da diese die hintere Diode nicht erreichen und somit auch nicht über $\Delta E-E_{\text{rest}}$ erkannt werden können. Aber auch Teilchen mit großer Energie werden schlechter erfaßt, da diese in der vorderen Diode so wenig Energie verlieren,

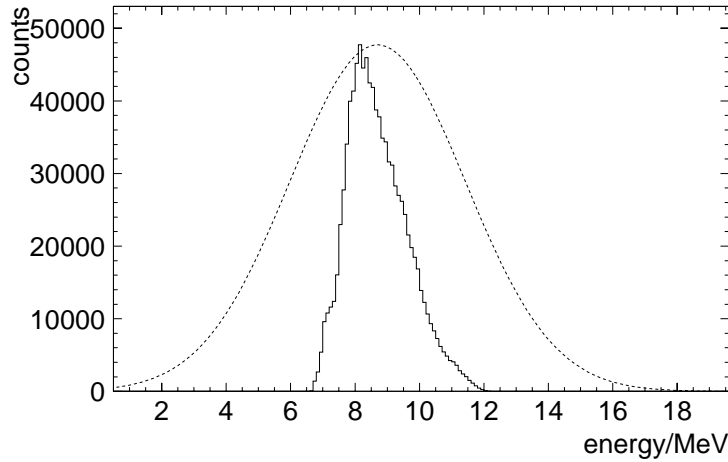


Abb. 3.9: Anpassung der Literaturwerte als Gaußkurve an das gemessene Energiespektrum der Protonen für ^{235}U .

daß die Triggerelektronik nicht darauf anspricht. Die hintere Diode konnte in dem verwendeten Meßaufbau keine Triggersignale liefern; bei ihr wurde nur die Energie ausgelesen, sobald die vordere Diode ein Triggersignal geliefert hatte. Die für das vorliegende Experiment auf den Nachweis der in den Ausbeuten dominierenden α -Teilchen ausgelegten PIN-Dioden sind offensichtlich nicht für die Spektroskopie ternärer Protonen aus der Spaltung geeignet.

In Abbildung 3.10 ist das Energiespektrum der als Tritonen identifizierten Teilchen zusammen mit einem Gaussfit an diese Verteilung aufgetragen. Dabei wurden nur solche Ereignisse verwendet, bei denen das Teilchen durch die Risetime-Diskriminierung als Wasserstoff-Isotop erkannt wird und die zusätzlich durch die im vorherigen Abschnitt beschriebene ΔE - E_{rest} Methode als Tritonen ausgewiesen sind. Das ist nur für Teilchen mit genügend hoher Energie möglich, da nur solche Ereignisse in der hinteren Diode ein E_{rest} -Signal liefern. Die Gaußkurve ist im Bereich von 13 bis 14 MeV angefittet und zeigt für das ^{233}U Target eine mittlere Energie von 8.9 MeV bei einer Halbwertsbreite von 6.1 MeV und für das ^{235}U Target eine mittlere Energie von 8.3 MeV mit einer Halbwertsbreite von 7.1 MeV. Auch diese Werte sind in Übereinstimmung mit den Literaturdaten[wage91].

Unter der Annahme, daß die Gaußkurve die wahre Energieverteilung der Tritonen darstellt, erfüllen 12% aller Tritonen die beiden oben geforderten Bedin-

gungen. Aber obwohl auch bei Tritonen wie bei den Protonen nur ein Teil des originären Spektrums registriert bzw. identifiziert wird, stellt sich bei den Tritonen die Situation doch günstiger dar. Das liegt daran, daß bei Tritonen nur der niederenergetische Teil des Spektrums abgeschnitten wird. Allerdings stellt sich eine weitere Rekonstruktion des originären Spektrums aus einer Kombination der beiden Meßmethoden, wie sie die Abbildungen 3.5 und 3.8 dokumentieren, als unzuverlässig heraus.

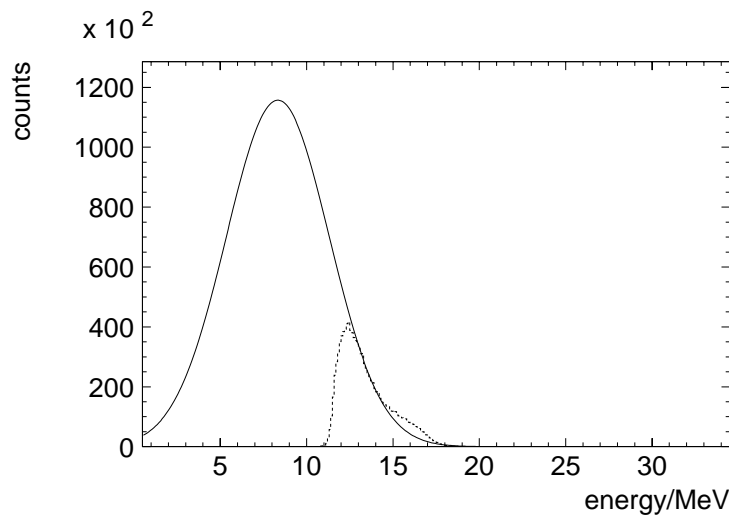


Abb. 3.10: Fit einer Gaußkurve an das Energiespektrum der als Tritonen identifizierten Teilchen für ^{235}U .

3.4 Korrelationskoeffizient D

Im Abschnitt 1.3 wurde die Observable B bzw. der Koeffizient D eingeführt, der für ternäre Spaltung eine Korrelation zwischen den Impulsrichtungen des ternären Teilchens und des leichten Spaltfragments, sowie der Spinrichtung des die Spaltung auslösenden Neutrons angibt. Insbesondere wurde in Abschnitt 2.8 die Spinfliptechnik erläutert, die es erlaubt, für jede der gegebenen Detektorkombinationen den Koeffizienten D nach der Formel

$$D_{\text{exp}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

zu bestimmen. Dabei sind N_{\uparrow} und N_{\downarrow} die Zählraten für eine festgelegte Detektorkombination bei ein- bzw. ausgeschaltetem Spinflipper.

Da im Experiment je zwei Detektoren für die ternären Teilchen und zwei Detektoren für Fragmente vorhanden sind, kann D_{exp} aus den Zählraten von insgesamt vier möglichen Kombinationen der beiden Detektorgruppen berechnet werden. Anhand der Abbildung 2.1 sind dies die Kombinationen:

- a) Leichtes Fragment nach links, ternäres Teilchen nach oben,
- b) Leichtes Fragment nach rechts, ternäres Teilchen nach oben,
- c) Leichtes Fragment nach links, ternäres Teilchen nach unten,
- d) Leichtes Fragment nach rechts, ternäres Teilchen nach unten.

Der Koeffizient D_{exp} wird für jede dieser Detektor-Kombinationen separat ermittelt. Der Vorteil der Spinflipmethode dabei ist, daß mögliche Asymmetrien in der Kammergeometrie oder Detektoransprehwahrscheinlichkeiten keine Rolle spielen. Das Vorzeichen für D_{exp} hat aus geometrischen Gründen für die Detektorkombination a) und d) ein anderes Vorzeichen als für die Kombination b) und c). Um einen Gesamtwert für D_{exp} zu erhalten, müssen die Meßwerte aus allen vier Kombinationen vorzeichenrichtig addiert werden. Mit welchem Vorzeichen korrigiert werden muß, ergibt sich aus dem Vorzeichen der Korrelation B . Die Korrektur für das Vorzeichen läßt sich in der Form

$$D_{\text{raw}} = D_{\text{exp}} \cdot \text{sng}(B)$$

schreiben.

Völlig überraschend zeigte die Online-Analyse schon nach wenigen Stunden Meßzeit einen von Null verschiedenen Meßwert für den Korrelationskoeffizienten D_{exp} . Ohne die später zu besprechenden Korrekturen wurde für ^{233}U ein Wert von $D_{\text{raw}} = -(2.35 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$ gemessen. Das negative Vorzeichen bedeutet z.B. für Neutronen mit positiver Helizität (der Spin zeigt in die Neutronenflugrichtung), daß ein leichtes Fragment, das nach links fliegt, häufiger zusammen mit einem ternären Teilchen, das nach unten fliegt, beobachtet wird als mit einem ternären Teilchen, das nach oben fliegt (siehe Abbildung 2.1).

Ein Test auf falsche, d.h. systematische Asymmetrien besteht darin, daß das magnetische Führungsfeld, das die gesamte Experimentanordnung ab dem Polarisator umfaßt, umgepolt werden kann. Das Führungsfeld erhält die Polarisierung der Neutronen auf ihrem Flug durch die Meßapparatur und legt die Polarisationsrichtung fest. Ein Umpolen dieses Feldes dreht die Polarisation der

Neutronen um, unabhängig vom Spinflipper. Wenn also für eine Richtung des magnetischen Führungsfeldes die Helizität der Neutronen bei ausgeschaltetem Spinflipper positiv ist, und bei eingeschaltetem Spinflipper negativ, dann ist die Helizität bei umgepoltem Führungsfeld bei ausgeschaltetem Spinflipper negativ und bei eingeschaltetem Spinflipper positiv. Wird also nur das Führungsfeld umgepolt, ohne sonst etwas an der Datenaufnahme zu verändern, muß sich das Vorzeichen der gemessenen Werte für D umdrehen. Im Experiment wurde dies auch systematisch beobachtet. Die in Tabelle 3.1 angegebenen Werte für D_{exp} beziehen sich jedoch immer auf eine feste Einstellung des Neutronenspins relativ zur Flugrichtung der Neutronen. Dieser Vorzeichenwechsel ist also in den angegebenen Werten bereits berücksichtigt.

Weiterhin kann der Neutronenstrahl direkt vor der ersten Kammer durch ein dünnes Weicheisenblech depolarisiert werden. Am Austrittsfenster der letzten Kammer wird dann die Polarisation gemessen und überprüft, daß der Strahl wirklich unpolarisiert ist. Der gemessene Wert für D_{exp} sollte dann erwartungsgemäß mit Null verträglich sein.

Tabelle 3.1 zeigt die verschiedenen Meßwerte für D_{exp} in der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$. Ersichtlich sind alle acht unabhängigen Messungen des Koeffizienten D_{exp} miteinander verträglich und untermauern damit, daß die untersuchte Tripelkorrelation einen Erwartungswert $\langle B \rangle$ ungleich Null hat. Eine weitere Bestätigung dieses Resultats liefert die Testmessung mit depolarisiertem Neutronenstrahl (letzte Spalte in Tabelle 3.1). Wie erwartet verschwindet hier die Korrelation. In der zweiten untersuchten Reaktion, $^{235}\text{U}(n, f)$, wurde eine ähnliche Konsistenz der Meßdaten, wie in Tabelle 3.1 für $^{233}\text{U}(n, f)$ gezeigt, beobachtet.

In Tabelle 3.2 ist die Größe der Spinflipasymmetrie für jeden Detektor einzeln eingetragen. Ein Wert ungleich Null würde hier bedeuten, daß sich die Zählrate eines einzelnen Detektors in Abhängigkeit der Spinstellung ändert. Eine solche Abhängigkeit darf es bei longitudinal polarisiertem Neutronenstrahl aufgrund der Rotationssymmetrie des Systems um die Neutronenflugrichtung nicht geben und ist im Experiment auch nicht beobachtet worden.

3.5 Korrekturen

Im Experiment werden für jede Detektorkombination unabhängige Wert für D_{exp} erhalten, die unter Berücksichtigung des Vorzeichens zu einem Wert D_{raw}

Detektor-Kombination	Führungsfeld Richtung 1	Führungsfeld Richtung 2	unpolarisierter Strahl
a)	$(-2.40 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(-2.44 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(+0.53 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$
b)	$(+2.12 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(+2.38 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(-0.26 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$
c)	$(+2.66 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(+2.44 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(-0.40 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$
d)	$(-2.08 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(-2.19 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	$(+0.20 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.1: Gemessene Werte für D_{exp} bei einem longitudinal polarisierten und einem unpolarisierten Strahl. a), b), c) und d) entsprechen den vier möglichen Detektorkombinationen für ^{233}U als Target.

Detektor	Führungsfeld Richtung 1	Führungsfeld Richtung 2	unpolarisierter Strahl
TP up	$(-0.09 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(+0.01 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(+0.13 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
TP down	$(+0.24 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(+0.09 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(-0.10 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
FF left	$(+0.05 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(-0.07 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(+0.07 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
FF right	$(+0.09 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(+0.17 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$	$(-0.03 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.2: Asymmetrien, wenn nur ein Detektor allein in Betracht gezogen wird für ^{233}U als Target. Im Rahmen der statistischen Fehler zeigt keiner der vier Detektoren, für sich genommen, eine Abhängigkeit der Zählraten vom Neutronenspin.

zusammengefaßt werden. Dieser Rohwert D_{raw} muß allerdings noch mit einigen Faktoren korrigiert werden, die in diesem Abschnitt besprochen werden.

Die nötigen Korrekturen haben die folgenden Ursachen:

- Die Polarisation des Neutronenstrahls ist nicht vollständig. Die Polarisation wurde zu $P = (95 \pm 1)\%$ gemessen. Daraus ergibt sich ein Korrekturfaktor von 1.05 für D_{raw} .
- Die Trennung der leichten und schweren Fragmente ist nicht vollständig. Die Verteilungen der schweren und leichten Fragmente überlappen sich im TDC-Spektrum. Weiterhin sind nicht alle Ereignisse, in denen zwei Fragmente in den Multiwire-Detektoren registriert wurden, auch Fragmente aus demselben Spaltprozess. Die Wahrscheinlichkeit, daß zufällig zwei Fragmente von verschiedenen Spaltprozessen in je einem Detektor registriert wurde, ist bei 0 ns Flugzeitdifferenz am größten. Durch Anpassen von drei Gaußfunktionen an die Verteilung der Flugzeitdifferenz

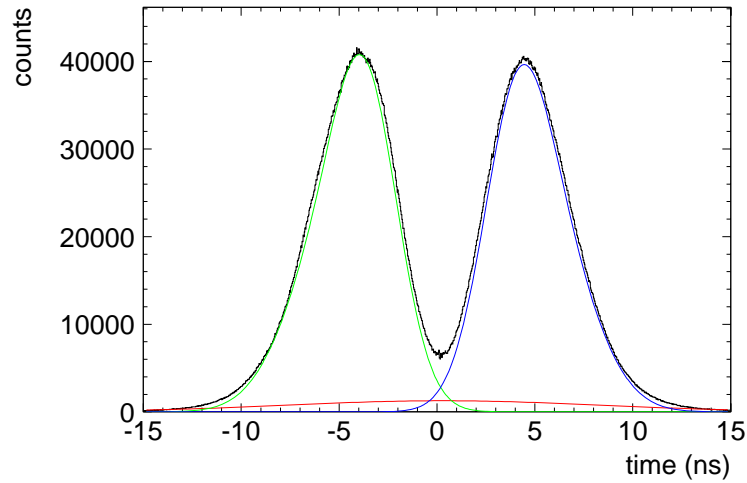


Abb. 3.11: Flugzeitdifferenz zweier in Koinzidenz nachgewiesener Spaltfragmente.

in Abbildung 3.11 kann der Anteil der zufälligen Koinzidenzen und der Überlapp der Verteilungen bestimmt werden. Die Kurve mit dem Maximum bei einer Flugzeitdifferenz von 0 ns in Abbildung 3.11 gibt dabei die zufälligen Koinzidenzen zwischen zwei unabhängigen Fragmenten wieder, die beiden Kurven mit Maximum bei ± 4 ns sind Gaußfits der Verteilungen der leichten und schweren Fragmente.

Die Auswertung zeigt, daß die Untergrundverteilung einen Anteil von 6% an der Verteilung hat. Von diesem Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen wird erwartet, daß er keine Asymmetrie zeigt. Die gemessene Asymmetrie ist daher mit einem Faktor von 1.06 zu korrigieren.

Der Überlapp der linken bzw. rechten Verteilung über den Nullpunkt bei Flugzeitdifferenz 0 ns hinweg ist jeweils etwa 1%. Bei diesen Ereignissen werden beispielsweise leichte Fragmente, die nach links fliegen als nach links fliegende schwere Ereignisse gewertet. Von diesen Ereignissen wird also erwartet, daß sie eine Asymmetrie mit dem 'falschen' Vorzeichen liefern. Der entsprechende Korrekturfaktor berechnet sich aus

$$D_{\text{raw}} = 0.99 \cdot D - 0.01 \cdot D.$$

Damit ist hierfür ein Korrekturfaktor von 1.02 an D_{raw} anzubringen.

- Zufällige Koinzidenzen zwischen ternären Teilchen und Fragmenten. Koinzidenzen zwischen Fragmenten einerseits und ternären Teilchen andererseits stammen nur zum Teil von einem einzigen Spaltprozess. Im Flug-

zeitdifferenzspektrum ist also ein Anteil von Ereignissen enthalten, bei denen zwar die beiden Spaltfragmente in Koinzidenz gemessen und richtig als leichte und schwere Fragmente identifiziert werden, aber bei denen ein ternäres Teilchen aus einem anderen Spaltfragment in Koinzidenz dazu gemessen wurde.

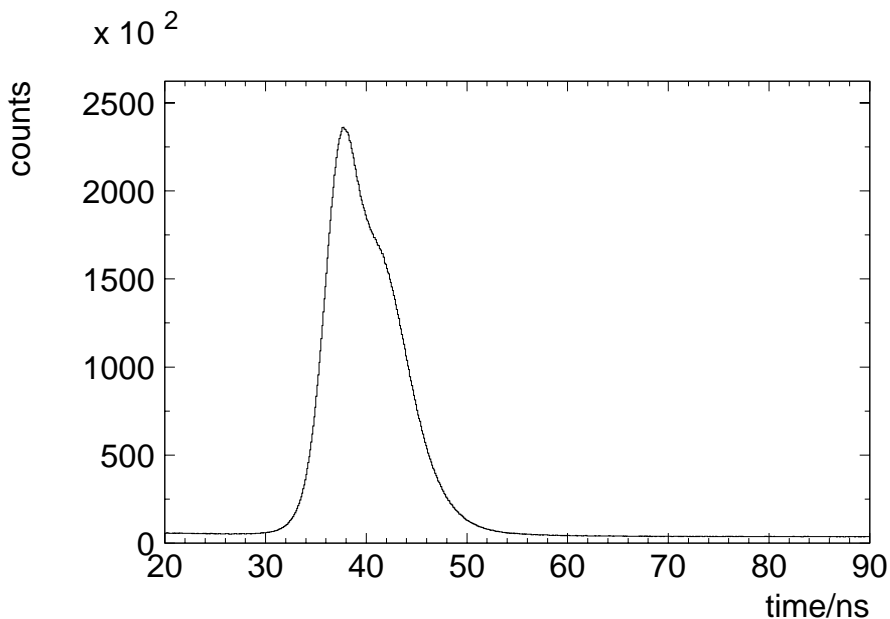


Abb. 3.12: Flugzeitspektrum der Spaltfragmente, die mit einem einzelnen Detektor nachgewiesen werden. Start der Flugzeitmessung durch ternäres Teilchen. Der Nullpunkt der Skala ist willkürlich gewählt.

Abbildung 3.12 zeigt das Zeitspektrum eines einzelnen Fragmentdetektors. Das Spektrum ist so aufgenommen worden, daß ein ternäres Teilchen die Zeitmessung startet und die Messung gestoppt wird, sobald der Fragmentdetektor ein Spaltfragment registriert. Die Ereignisse im Bereich von 30 bis 55 ns stammen dann hauptsächlich aus echten Koinzidenzen, bei denen die Spaltfragmente aus der gleichen Spaltung die Messung stoppen, wie das ternäre Teilchen, das die Messung gestartet hat. Der Nullpunkt der Skala in der Abbildung ist elektronisch durch Verzögerungskabel um einige Nanosekunden verschoben, um sicherzustellen, daß die Spaltfragmente nach dem ternären Teilchen registriert werden.

Der Anteil des Untergrunds im Flugzeitdifferenzspektrum wird bestimmt, indem zunächst ein Flugzeitdifferenzspektrum nur mit solchen Ereignis-

sen aufgenommen wird, bei denen beide Fragmente im Zeitfenster von 30 bis 55 ns liegen. Dieses Spektrum wird mit einem weiteren Spektrum verglichen, bei dem beide Fragmente in einem gleich langen, aber nur aus Untergrundereignissen bestehenden Zeitfenster, z.B. von 60 bis 85 ns liegen. Diese beiden Spektren sind in Abbildung 3.13 eingezeichnet. Die durchgezogene eingezeichnete Verteilung enthält echte Ereignisse inklusive Untergrund, die gestrichelte Verteilung darunter nur Untergrundereignisse. Die Auswertung zeigt, daß 4% der Ereignisse zum Untergrund gehören. Daraus erhält man einen Korrekturfaktor von 1.04.

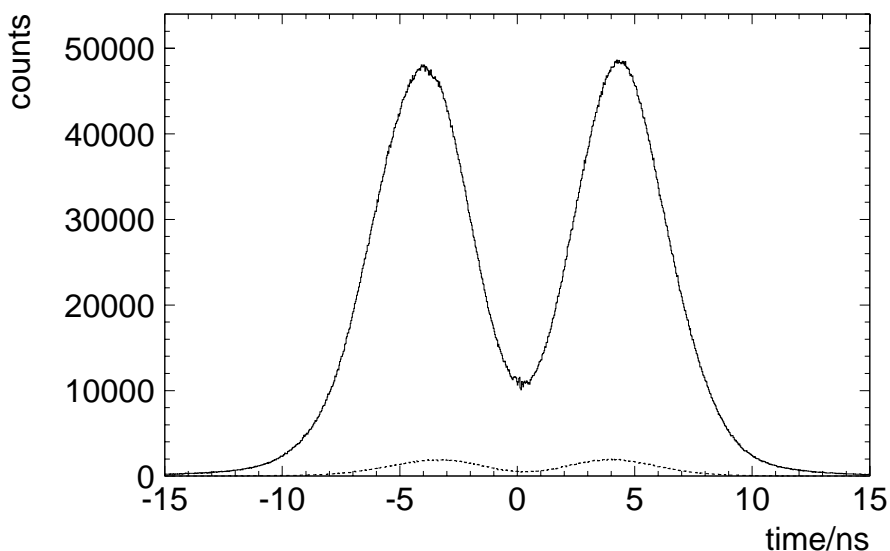


Abb. 3.13: Die durchgezogene Verteilung zeigt das Flugzeitdifferenzspektrum aller Ereignisse mit Untergrund, die gestrichelte Verteilung darunter den Teil des Untergrundes, bei dem das ternäre Teilchen aus einem anderen Spaltprozess als die beiden Fragmente stammt.

Anzumerken ist noch, daß in dem Flugzeitspektrum eines einzelnen Detektors wie in Abbildung 3.12 gezeigt, die leichten und schweren Fragmente nicht getrennt werden können. Darauf wurde schon in Abschnitt 3.1.1 hingewiesen. Die Trennung ist nur über die Flugzeitdifferenz beider Fragmente möglich, d.h. beide Fragmente müssen registriert werden.

- Detektorgeometrie: Die Detektoren für die ternären Teilchen und die Spaltfragmente sind nicht — wie bislang idealisiert angenommen — punktförmig und stehen exakt im rechten Winkel zueinander, sondern

sie bedecken einen endlichen Raumwinkel. Um auf die endliche Größe der Detektoren zu korrigieren, muß ein für die Geometrie effektiver Wert B_{eff} der in Gleichung (1.2) definierten Observablen $B = \hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}]$ der Tripelkorrelation berechnet werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Polarwinkel θ zwischen den Emissionsrichtungen von leichtem Fragment und ternärem Teilchen einer Verteilung genügt mit dem Mittelwert $\bar{\theta} = 82^\circ$ und einer Halbwertsbreite (FWHM) von 20° . Auf die Berechnung von B_{eff} wurde bereits in Abschnitt 1.3 eingegangen. Eine Monte-Carlo Simulation lieferte für das vorliegende Experiment den Zahlenwert $B_{\text{eff}} = \pm 0.87$. Daraus ergibt sich dann ein Korrekturfaktor von 1.15 für den gemessenen Asymmetriekoeffizienten D_{raw} .

- Eine Korrektur auf die Totzeit der Meßapparatur ist nicht erforderlich. Diese Korrektur müßte nur angewandt werden, wenn die Gesamtzählrate und damit auch die Totzeit bei den unterschiedlichen Spineinstellungen verschieden wäre. Im vorliegenden Experiment ändert sich aber nur die koinzidente Zählrate von verschiedenen Detektorkombinationen, wogegen die Zählrate jedes einzelnen Detektors für sich und damit auch die Gesamtzählrate aller Detektoren zusammen unabhängig von der Spinstellung des Neutrons konstant bleibt. Damit ist auch keine Korrektur auf die Totzeit nötig.

Rechnet man alle obigen Faktoren zusammen, ergibt sich ein Gesamtkorrekturfaktor von 1.36 für den Asymmetriekoeffizienten D_{raw} , d.h. der gemessene Rohwert des Asymmetriekoeffizienten beträgt nur 74% vom wirklichen Wert.

3.6 Abhängigkeit von D von der Masse der Spaltfragmente

Mit den verwendeten Multiwire-Detektoren zum Nachweis der Spaltfragmente können zwar leichte und schwere Fragmente gut getrennt werden, es ist jedoch kaum möglich, innerhalb der leichten bzw. schweren Gruppe die Masse der Fragmente zu bestimmen. Eine große Differenz in der Flugzeit kann einmal durch einen großen Massenunterschied zwischen beiden Fragmenten, oder aber durch einen flacheren Emissionswinkel vom Target und damit eine größere Flugstrecke vom Target zum Detektor erzeugt werden. Da im Experiment weder der Ort der Spaltung auf dem Target bekannt ist, noch ein Startdetektor vorhanden

war, kann dieses Problem auch nicht im nachhinein korrigiert werden. Jedoch kann man annehmen, daß bei Fragmentpaaren mit großer Flugzeitdifferenz eher solche Fragmente beteiligt sind, die auch eine große Massendifferenz aufweisen, während zu den kleinen Flugzeitdifferenzen hauptsächlich Teilchen mit kleinen Massendifferenzen beitragen. Für die exakt symmetrische Massenaufteilung der binären Spaltung ist die Flugzeitdifferenz Null. Mit dieser Annahme liegt es nahe, sich die Größe der Asymmetrie in Abhängigkeit der Flugzeitdifferenz anzuschauen. Die Meßdaten aus der ersten Meßzeit für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Es ist im Rahmen der Statistik keine signifikante Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D von der Flugzeitdifferenz der Spaltfragmente feststellbar. Es kann zwar mit dem vorliegenden Experiment nicht gänzlich ausgeschlossen werden, daß eine schwache Abhängigkeit vorliegt, jedoch ist sie sicherlich nicht so ausgeprägt wie die in Abschnitt 3.8 zu besprechende Abhängigkeit von der Energie der ternären Teilchen.

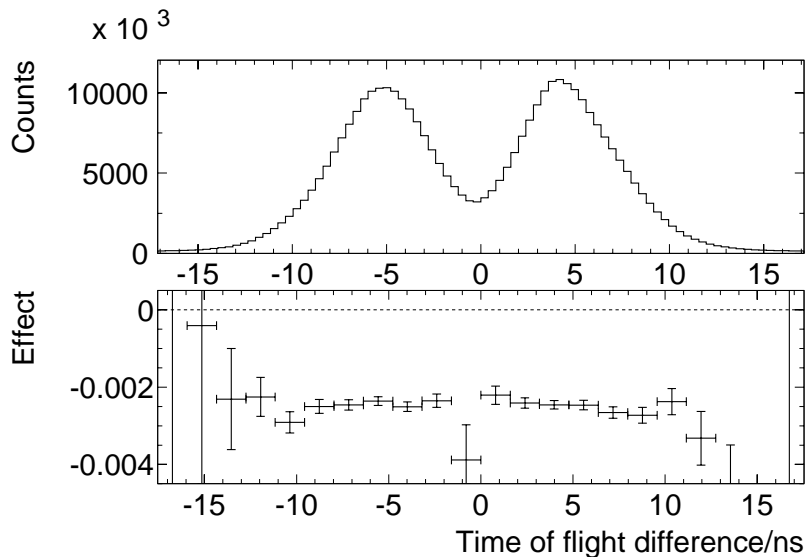


Abb. 3.14: Größe des Asymmetriekoeffizienten D_{raw} in Abhängigkeit der Flugzeitdifferenz der Spaltfragmente für ^{233}U als Target (unteres Bild) und Verteilung der Flugzeitdifferenz (oberes Bild).

3.7 Abhängigkeit von D von dem Typ des ternären Teilchens.

Die Möglichkeit, in der zweiten Meßzeit bei den ternären Teilchen α -Teilchen von Wasserstoff-Isotopen zu unterscheiden, erlaubt auch, die Tripelkorrelation B für diese beiden Teilchenarten getrennt auszuwerten.

Für das ^{233}U -Target ergab die Messung für den Rohwert des Asymmetriekoeffizienten $D_\alpha = (-1.90 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$ für alle Ereignisse, bei denen das ternäre Teilchen als α -Teilchen identifiziert wurde. Für die Tritonen ergibt sich hier mit einem Wert von $D_t = (-1.42 \pm 0.45) \cdot 10^{-3}$ kein wesentlich unterschiedliches Ergebnis. Für Deuteronen und Protonen ist das vorliegende Experiment nicht aussagekräftig. Insgesamt wurden nämlich nur etwas mehr als 10^4 Teilchen als Deuteronen und $6 \cdot 10^4$ als Protonen identifiziert. Die sich daraus ergebenden statistischen Fehler von $8.1 \cdot 10^{-3}$ und $4.1 \cdot 10^{-3}$ lassen keine Aussage über die Größe der Asymmetrie für diese beiden Teilchenarten zu. Die gemessenen Werte von $(-8.2 \pm 8.2) \cdot 10^{-3}$ für Deuteronen und $(+1.1 \pm 4.1) \cdot 10^{-3}$ für Protonen sind in Anbetracht des statistischen Fehlers sowohl mit Null als auch mit der für α -Teilchen beobachteten Asymmetrie verträglich.

Beim ^{235}U -Target ist der Asymmetriekoeffizient der Ereignisse mit α -Teilchen als ternärem Teilchen zu $D_\alpha = (+0.56 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$ gemessen worden. Für Tritonen ergab die Messung einen Wert von $D_t = (+0.43 \pm 0.29) \cdot 10^{-3}$. Auch hier ist der statistische Fehler für Protonen und Deuteronen zu groß, um eine verlässliche Aussage zu erhalten.

Somit ist für beide Uranisotope die Korrelation für Tritonen absolut genommen etwas schwächer als für α -Teilchen als ternäre Teilchen. Jedoch ist dieser Unterschied bei der vorliegenden Statistik nicht signifikant.

3.8 Abhängigkeit von D von der Energie der ternären Teilchen

Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen die Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären α -Teilchen. Für beide Targets steigt der Absolutbetrag des Koeffizienten mit der Energie an. Allerdings war es mit dem vorliegenden Experiment nicht möglich, ternäre Teilchen mit Energien kleiner

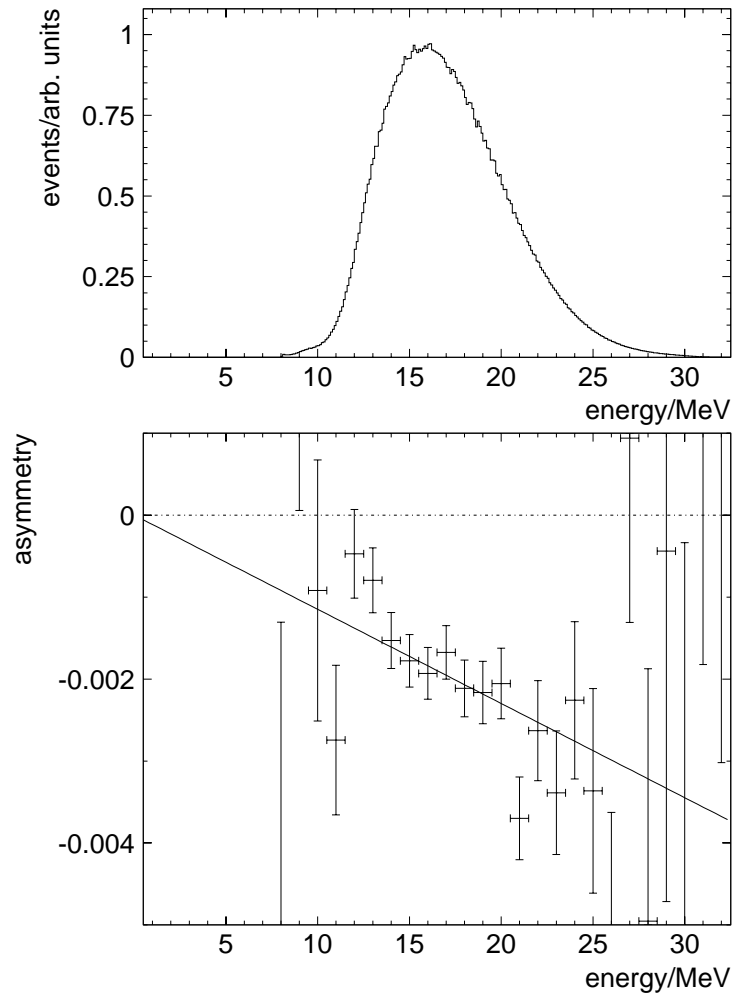


Abb. 3.15: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären α -Teilchen, hier für das ^{233}U -Target (unteres Bild) und Energieverteilung der ternären Teilchen (oberes Bild).

als etwa 10 MeV zu messen. Der Verlauf der Kurve im beobachtbaren Bereich legt einen linearen Anstieg der Asymmetrie mit der Energie als erste Näherung nahe. Das Ergebnis der Anpassung einer Nullpunktsgerechten an den Verlauf der Asymmetrie ergibt für das ^{233}U -Target eine Gerade mit der Gleichung

$$D(E_\alpha) = (-1.15 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \cdot E_\alpha / \text{MeV} ,$$

wobei E_α die Energie des ternären Teilchens angibt. Für das ^{235}U -Target liefert der Fit eine Gerade mit der Gleichung

$$D(E_\alpha) = (+0.38 \pm 0.05) \cdot 10^{-4} \cdot E_\alpha / \text{MeV} .$$

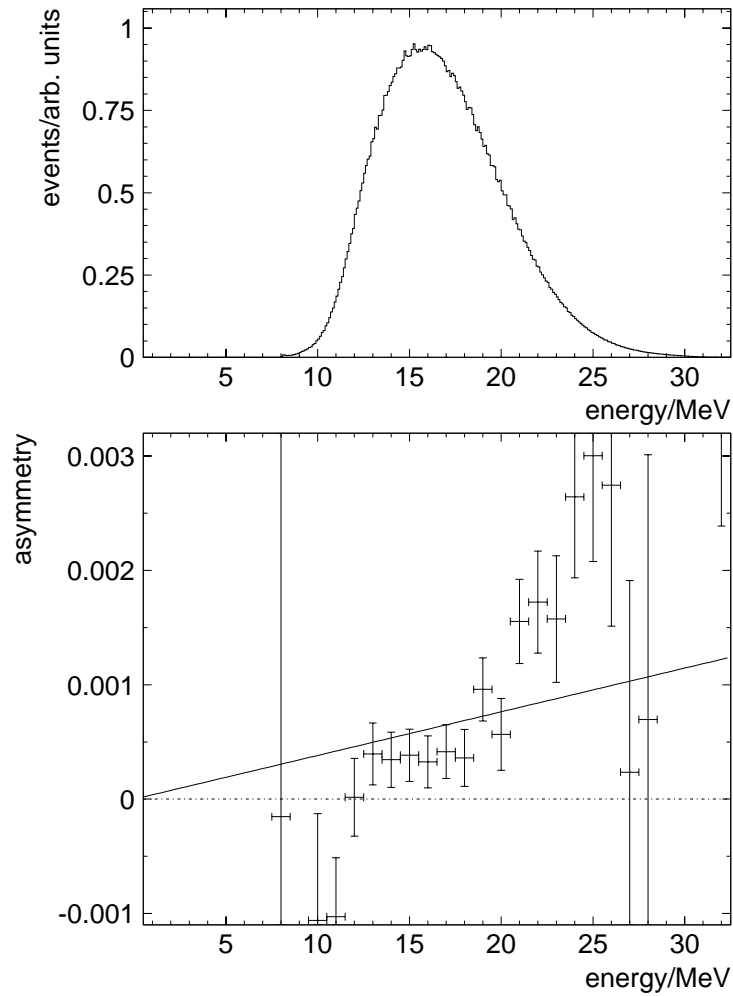


Abb. 3.16: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären α -Teilchen, hier für das ^{235}U -Target (unteres Bild), sowie Energieverteilung der α -Teilchen (oberes Bild).

Alternativ kann man den Asymmetriekoeffizienten an die Funktion

$$D(E_\alpha) = a \cdot E_\alpha^2$$

anpassen und erhält für die ternären α -Teilchen von $^{233}\text{U}(n, f)$ die Funktion

$$D(E_\alpha) = (-6.23 \pm 0.35) \cdot 10^{-6} \cdot E_\alpha^2 / \text{MeV}^2$$

und für $^{235}\text{U}(n, f)$ die Funktion

$$D(E_\alpha) = (+2.31 \pm 0.25) \cdot 10^{-6} \cdot E_\alpha^2 / \text{MeV}^2 .$$

Target	$D_{\text{raw}} \cdot 10^3$	$D \cdot 10^3$	$\overline{D} \cdot 10^3$ (linearer Fit)
^{233}U	-1.90 ± 0.11	-2.58 ± 0.15	-2.52 ± 0.14
^{235}U	$+0.56 \pm 0.08$	$+0.76 \pm 0.11$	$+0.83 \pm 0.11$

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Werte für den Korrelationskoeffizienten D für alle als α -Teilchen identifizierten Ereignisse. D_{raw} sind Meßwerte ohne Korrektur, D sind korrigierte Werte und \overline{D} sind mit linearem Fit über die Energie gemittelte Werte.

Der lineare Fit ist in den Abbildungen 3.15 und 3.16 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Insbesondere für die Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$ liefert die angesetzte lineare Abhängigkeit von der α -Energie keine überzeugende Beschreibung der Daten.

Kombiniert man die angenommene lineare Energieabhängigkeit der Korrelation mit der bekannten Häufigkeitsverteilung der α -Energien (^{233}U : mittlere Energie 16.1 MeV, Halbwertsbreite 9.7 MeV; ^{235}U : mittlere Energie 15.9 MeV, Halbwertsbreite 9.6 MeV), so erhält man einen über die α -Energie gemittelten Asymmetriekoeffizienten von $\overline{D}_{\text{raw}} = (-1.85 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$ für ^{233}U und $\overline{D}_{\text{raw}} = (+0.61 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$ für ^{235}U .

Die gleiche Rechnung für die quadratische Energieabhängigkeit liefert die Werte $D_{\text{raw}} = (-1.72 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$ für ^{233}U und $D_{\text{raw}} = (+0.62 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$ für ^{235}U .

Alle diese Werte sind mit dem in Abschnitt 3.5 besprochenen Korrekturfaktor von 1.36 zu multiplizieren um von den Rohdaten (D_{raw}) auf die korrigierten Werte (D) zu kommen. Tabelle 3.3 faßt die an den Reaktionen $^{233}\text{U}(n, f)$ und $^{235}\text{U}(n, f)$ gemessenen Werte mit und ohne Korrekturen sowie die energiegemittelten Werte bei angenommener linearen Abhängigkeit zusammen.

In Abbildung 3.17 ist die Energieabhängigkeit der Korrelation für die ternären Tritonen aus der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ aufgetragen. Die Anpassungsgerade hat hier die Gleichung

$$D(E_t) = (-1.74 \pm 0.55) \cdot 10^{-4} \cdot D_t / \text{MeV} ,$$

während ein quadratischer Fit die Gleichung

$$D(E_t) = (-1.79 \pm 0.61) \cdot 10^{-5} \cdot D_t^2 / \text{MeV}^2$$

liefert. Bei einem Mittelwert von 8.4 MeV und einer Halbwertsbreite von 6.8 MeV für die Energieverteilung der Tritonen gibt das, mit dem linearen Fit über alle Energien gemittelt, einen Korrelationskoeffizienten $\overline{D}_{\text{raw}} = (-1.46 \pm 0.46) \cdot 10^{-3}$.

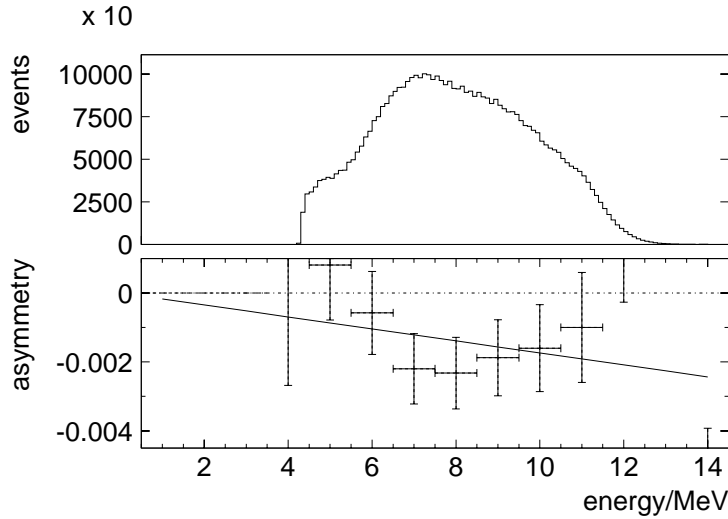


Abb. 3.17: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären Tritonen, hier für das ^{233}U -Target (unteres Bild) und Energieverteilung der Tritonen (oberes Bild).

Abbildung 3.18 zeigt das Ergebnis für ^{235}U . Der lineare Fit hat die Gleichung

$$D(E_t) = (+0.52 \pm 0.35) \cdot 10^{-4} \cdot E_t / \text{MeV} ,$$

und die Anpassung mit einer quadratischen Funktion hat die Gleichung

$$D(E_t) = (+0.57 \pm 0.39) \cdot 10^{-5} \cdot E_t^2 / \text{MeV}^2 .$$

Bei derselben mittleren Energie und Halbwertsbreite ergibt das für den linearen Fit einen Korrelationskoeffizienten $\overline{D}_{\text{raw}} = (+0.44 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$. Auch diese Werte sind mit dem in Abschnitt 3.5 besprochenen Korrekturfaktor von 1.36 zu multiplizieren. In Tabelle 3.4 sind die für Tritonen als ternärem Teilchen gemessenen Werte an den Reaktionen $^{233}\text{U}(n, f)$ und $^{235}\text{U}(n, f)$ zusammen mit den korrigierten und energiegemittelten Werten eingetragen.

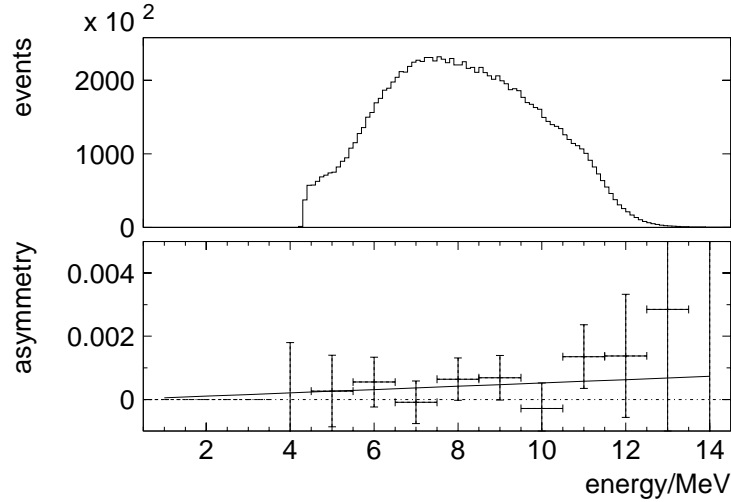


Abb. 3.18: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären Tritonen, hier für das ^{235}U -Target (unteres Bild) und Energieverteilung der Tritonen (oberes Bild).

Target	$D_{\text{raw}} \cdot 10^3$	$D \cdot 10^3$	$\overline{D} \cdot 10^3$ (linearer Fit)
^{233}U	-1.42 ± 0.45	-1.93 ± 0.61	-1.99 ± 0.63
^{235}U	$+0.43 \pm 0.29$	$+0.58 \pm 0.39$	$+0.60 \pm 0.41$

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der Werte für den Korrelationskoeffizienten D für alle als Tritonen identifizierte Ereignisse. Bezeichnungen wie in Tabelle 3.3

3.9 Transversal polarisierter Neutronenstrahl

Mit geeigneten Führungsfeldern kann die Polarisation des Neutronenstrahls beliebig gedreht werden. Dabei gibt es die physikalisch interessante Möglichkeit, die Polarisation der Neutronen senkrecht zum Strahl und entweder parallel zu den Detektoren für die Spaltfragmente oder aber parallel zu den Detektoren für die ternären Teilchen auszurichten. Bei dieser Art von polarisiertem Strahl kann man verschiedene paritätsverletzende Korrelationen und Links-Rechts Asymmetrien untersuchen.

Die Drehung der Polarisationsrichtung geschieht über magnetische Führungsfelder, die direkt an der Meßkammer mit Permanentmagneten in die gewünschte

Detektor Kombination	Führungsfeld Richtung 1	Führungsfeld Richtung 2
a)	$(+0.17 \pm 0.22) \cdot 10^{-3}$	$(-0.04 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
b)	$(-0.19 \pm 0.22) \cdot 10^{-3}$	$(-0.69 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
c)	$(+0.41 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$	$(+0.28 \pm 0.23) \cdot 10^{-3}$
d)	$(-0.28 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$	$(-0.47 \pm 0.23) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.5: Die Meßwerte für die in der Messung des Tripel-Korrelationskoeffizienten D_{exp} verwendeten Detektorkombinationen bei parallel zu den Spaltfragmentdetektoren polarisiertem Neutronenstrahl in der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$.

Richtung ausgerichtet werden. Messungen mit transversal polarisiertem Neutronenstrahl wurden nur für das Isotop ^{233}U als Target durchgeführt.

3.9.1 Paritätsverletzung der Spaltfragmente

Wird der Spin des Neutronenstrahls in Abbildung 2.1 parallel zu den Fragmentdetektoren ausgerichtet, kann die Paritätsverletzung in der Kernspaltung bezüglich der Spaltfragmente untersucht werden.

Die paritätsverletzende Winkelanisotropie in der Emission der Fragmente (hier dem leichten Fragment (LF)) relativ zum Neutronenspin $\hat{\sigma}$ wird beschrieben durch

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}})d\Omega_{\text{LF}} \sim (1 + \alpha_{\text{LF}}^{\text{PNC}} \cdot (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}))d\Omega_{\text{LF}}. \quad (3.1)$$

mit der paritätsverletzenden PNC-Observablen

$$A_{\text{LF}}^{\text{PNC}} = \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \quad (3.2)$$

und dem PNC-Koeffizienten $\alpha_{\text{LF}}^{\text{PNC}}$.

Da die Meßelektronik so ausgelegt ist, daß die Datenaufnahme durch ein ternäres Teilchen ausgelöst wird, kann also speziell die Größe der Paritätsverletzung in der ternären Kernspaltung überprüft werden.

In Tabelle 3.5 ist für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ aus der ersten Meßreihe am Reaktor wieder der Wert für die Tripel-Korrelation D_{exp} entsprechend den Detektorkombinationen gezeigt, diesmal für den transversal polarisierten Neutronenstrahl. Die großen Spinflipasymmetrien, wie beim longitudinal polarisiertem Strahl beobachtet, sind wie erwartet verschwunden. Dies unterstreicht nochmals

Detektor	Führungsfeld Richtung 1	Führungsfeld Richtung 2
LF left	$(+0.27 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$	$(+0.10 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$
LF right	$(-0.23 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$	$(-0.59 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$
TP up	$(-0.01 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$	$(-0.36 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$
TP down	$(+0.06 \pm 0.17) \cdot 10^{-3}$	$(-0.09 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.6: PNC Effekt für ternäre Spaltereignisse von ^{233}U in den ersten beiden Zeilen und Links-Rechts Asymmetrie für ternäre Teilchen in den letzten beiden Zeilen. Die Asymmetrien sind so berechnet, daß die Zählrate bei Neutronenpolarisation nach links (siehe Abbildung 2.1) von der Zählrate bei Neutronenpolarisation nach rechts abgezogen und auf die Summe normiert wird. Damit hat der PNC Effekt gemäß seiner Definition (Gleichung 3.1) in der ersten Zeile (LF nach links) und die Links-Rechts Asymmetrie in der untersten Zeile (TP nach unten) das seiner Definition (Gleichung 3.2) entsprechende Vorzeichen; beim jeweils anderen Wert muß das Vorzeichen umgekehrt werden.

die Konsistenz der gewonnenen Meßresultate bei unterschiedlichen Einstellungen des Neutronenspins.

Zählt man jedoch die Ereignisse der Detektorkombinationen, bei denen das leichte Teilchen in Abbildung 2.1 nach links geflogen ist, zusammen (das sind die Detektorkombinationen a) und c)), und unabhängig davon alle Ereignisse, bei denen das leichte Teilchen nach rechts geflogen ist (Detektorkombinationen b) und d)), so erhält man unter Beachtung eines Vorzeichenwechsels gerade die Meßwerte für die Paritätsverletzung.

Zu beachten ist dabei allerdings, daß man nicht einfach die in der Tabelle angegebenen Werte für die Asymmetrie mitteln darf, sondern daß man die beobachteten Zählraten der einzelnen Detektorkombinationen bei beiden Einstellungen des Neutronenspins zusammenzählt, und aus diesen Werten die Asymmetrie nach der Formel

$$\alpha = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}$$

berechnet, wobei dann N_1 und N_2 die Summe der Einzelzählraten aller zu addierenden Detektorkombinationen bei den beiden Spineinstellungen ist.

Tabelle 3.6 zeigt die so gewonnenen Werte. Die beiden ersten Zeilen geben die Paritätsverletzung in der ternäre Spaltung an. Addiert man diese beiden Werte nach dem obigen Verfahren vorzeichenrichtig, ergibt sich aus den Rohdaten ein

Wert von

$$\alpha_{\text{LF raw}}^{\text{PNC}} = +(0.30 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$$

für die Paritätsverletzung in der ternären Spaltreaktion $^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ ausgelöst mit kalten Neutronen.

Neben den in Kapitel 3.5 behandelten Korrekturen für die Polarisation des Neutronenstrahls (Korrekturfaktor 1.05), die unvollständige Trennung der leichten und schweren Fragmente (Korrekturfaktor 1.06), der zufälligen Koinzidenzen (Korrekturfaktor 1.04) ist hier auch noch der mittlere Winkel zwischen leichtem Fragment und Neutronenspin für die im Experiment verwendete Detektorgeometrie zu bestimmen. Bei dieser Simulation dürfen — wie in der Messung auch — nur solche Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen neben den beiden Spaltfragmenten auch das ternäre Teilchen von den PIN-Dioden detektiert wird. Diese Nebenbedingung bevorzugt aufgrund der geometrischen Anordnung der PIN-Dioden im Winkel von etwa 90° relativ zu den Spaltfragmentendetektoren solche Ereignisse, bei denen die Spaltfragmente die Fragmentdetektoren zentral treffen. Ohne die Nebenbedingung ergibt die Monte-Carlo Simulation einen Korrekturfaktor von 1.12, mit Berücksichtigung der Nebenbedingung liefert die Simulation einen Faktor von 1.11. Alles zusammengenommen errechnet sich ein Korrekturfaktor von 1.22. Damit ist das Endresultat für den PNC Asymmetriekoeffizienten der Fragmente aus der Reaktion $^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$:

$$\alpha_{\text{LF}}^{\text{PNC}} = (0.37 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}.$$

Dieser Wert stimmt gut mit Literaturdaten[goen94] überein.

Ein interessanter und neuartiger Aspekt des PNC Effektes wird zugänglich, wenn die Energie der ternären Teilchen als weiterer Parameter in die Analyse einbezogen wird. Die Energieauflösung der PIN-Dioden erlaubt nach einer Abhängigkeit des PNC Effekts der Fragmente in der ternären Spaltung von der Energie der ternären Teilchen zu suchen. In Abbildung 3.19 ist das Ergebnis der Messung dargestellt. Im Rahmen der gewonnenen Statistik kann hier — ganz im Gegensatz zur Tripel-Korrelation — keine Abhängigkeit von der Energie der ternären Teilchen erkannt werden. Die Steigung der eingezeichneten Geraden ist mit $(1.14 \pm 2.96) \cdot 10^{-7}/\text{Kanal}$ mit Null verträglich. Die Daten stammen aus der ersten Meßzeit am ILL in Grenoble, bei der noch keine Teilchenidentifikation möglich war.

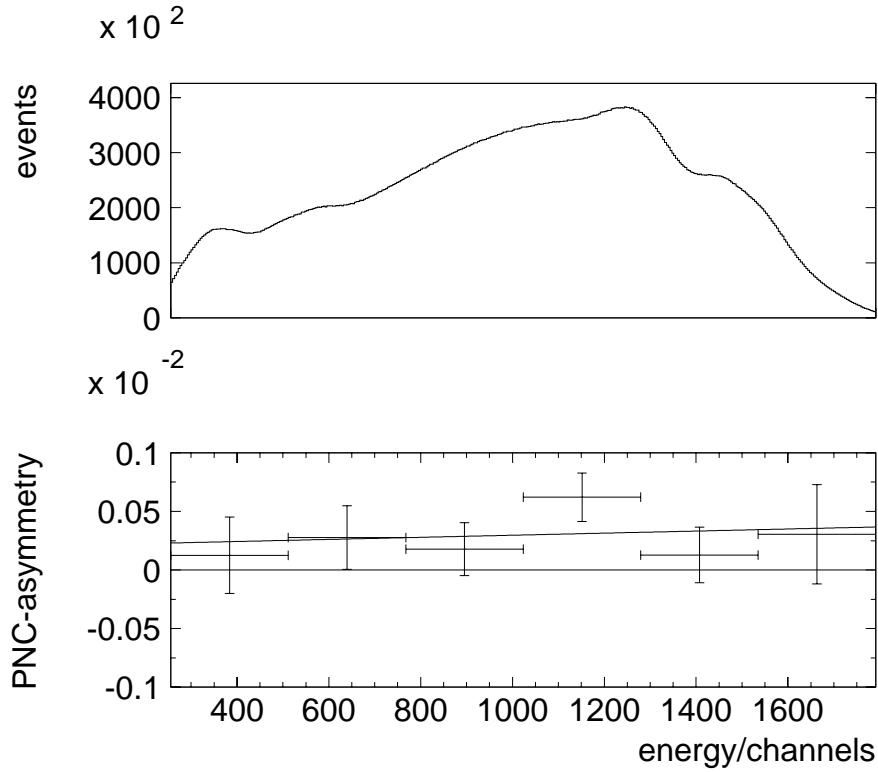


Abb. 3.19: Abhängigkeit des PNC-Effekts der Spaltfragmente von der Energie der ternären Teilchen für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ (unteres Bild) und Energieverteilung der ternären Teilchen (oberes Bild). Die Spektren sind nicht auf Energieverluste außerhalb der Detektoren korrigiert.

3.9.2 Links–Rechts Asymmetrie der ternären Teilchen

Mit der im vorherigen Abschnitt dargestellten Polarisationsrichtung des Neutronenspins (parallel zu den Fragmentdetektoren) kann auch eine Links–Rechts Asymmetrie der ternären Teilchen untersucht werden.

Die entsprechende Observable ist

$$A_{\text{TP}}^{\text{LR}} = \hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{n}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}] \quad (3.3)$$

mit einer Winkelverteilung, die gegeben ist zu

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}) d\Omega_{\text{TP}} \sim \left(1 + \alpha_{\text{TP}}^{\text{LR}} \cdot A_{\text{TP}}^{\text{LR}}\right) d\Omega_{\text{TP}}. \quad (3.4)$$

Dabei ist $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{n}}$ der auf die Länge eins normierte Impuls des einlaufenden Neutrons und $\alpha_{\text{TP}}^{\text{LR}}$ der Asymmetriekoeffizient. In dieser Korrelation ist der Impuls

der Spaltfragmente nicht enthalten und spielt somit keine Rolle. Der Meßwert wird aus den vier möglichen Detektorkombinationen durch Addition der Zählraten für die Detektorkombinationen a) und b) mit gleichem Vorzeichen (bei diesen beiden Detektorkombinationen fliegt das ternäre Teilchen nach oben), und Addition mit umgekehrten Vorzeichen der Zählraten für die Detektorkombinationen c) und d) (dort fliegt das leichte Teilchen nach unten) gewonnen.

Tabelle 3.6 zeigt in den unteren beiden Zeilen die Meßwerte für ^{233}U . Faßt man alle Werte vorzeichenrichtig zusammen, ergibt sich

$$\alpha_{\text{TP}}^{\text{LR}} = -(0.08 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}.$$

Damit konnte für die ternären Teilchen keine Links–Rechts Asymmetrie nachgewiesen werden.

3.9.3 Paritätsverletzung der ternären Teilchen

Eine andere Art von PNC–Asymmetrie kann beobachtet werden, wenn man in Abbildung 2.1 den Spin der Neutronen parallel zur Emissionsrichtung der ternären Teilchen einstellt. Mit dieser Anordnung kann die Paritätsverletzung der ternären Teilchen untersucht werden. Die Gleichungen für die PNC Observable bzw. die Winkelverteilungen sind dann

$$A_{\text{TP}}^{\text{PNC}} = \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}} \quad (3.5)$$

bzw.

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}) d\Omega_{\text{TP}} \sim \left(1 + \alpha_{\text{TP}}^{\text{PNC}} \cdot A_{\text{TP}}^{\text{PNC}}\right) d\Omega_{\text{TP}} \quad (3.6)$$

mit $\alpha_{\text{TP}}^{\text{PNC}}$ dem PNC-Koeffizienten für ternäre Teilchen.

Messungen mit dieser Orientierung der Neutronenpolarisation wurden in der zweiten Meßzeit für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ am ILL durchgeführt. Tabelle 3.7 zeigt für diese Polarisations-einstellung wieder die Meßwerte der einzelnen Detektorkombinationen.

Zur Berechnung des PNC Effekts der ternären Teilchen ist im Gegensatz zu den Spaltfragmenten in den Gleichungen 3.5 und 3.6 die Emissionsrichtung des leichten Spaltfragments $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ durch den Impuls des ternären Teilchens $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}$ ersetzt. In Tabelle 3.7 sind für alle vier Detektorkombinationen die gemessenen normierten Zählratendifferenzen bei Spinflip des Neutrons gezeigt. Aus der

Detektor Kombination	Führungsfeld Richtung 1	Führungsfeld Richtung 2
a)	$(+0.09 \pm 0.38) \cdot 10^{-3}$	$(+0.68 \pm 0.75) \cdot 10^{-3}$
b)	$(-0.82 \pm 0.38) \cdot 10^{-3}$	$(-1.12 \pm 0.75) \cdot 10^{-3}$
c)	$(-0.47 \pm 0.38) \cdot 10^{-3}$	$(-0.95 \pm 0.75) \cdot 10^{-3}$
d)	$(+0.50 \pm 0.38) \cdot 10^{-3}$	$(+0.90 \pm 0.76) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.7: Die Meßwerte für die in der Messung des Tripel-Korrelationskoeffizienten D_{exp} verwendeten Detektorkombinationen bei parallel zu den PIN-Dioden polarisiertem Neutronenstrahl in der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$.

Tabelle erhält man die PNC-Asymmetrie leichter Teilchen durch Addition der Detektorkombinationen a) und b) für alle Ereignisse, bei denen das leichte Teilchen nach oben fliegt, bzw c) und d) für alle Ereignisse, bei denen das leichte Teilchen nach unten fliegt (siehe Abbildung 2.1).

Addiert man wiederum alle vier Detektorkombinationen vorzeichenrichtig, erhält man für das ^{233}U -Target einen Meßwert von

$$\alpha_{\text{TP}}^{\text{PNC}} = (0.17 \pm 0.17) \cdot 10^{-3}.$$

Die ternären Teilchen zeigen damit keine signifikante von Null abweichende Paritätsverletzung. Dieses Resultat ist schon seit etlichen Jahren literaturbekannt[alex85, alf95].

3.9.4 Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente

Als letzte Kombinationsmöglichkeit kann bei der Spinstellung der Neutronen parallel zu den Detektoren für die ternären Teilchen eine Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente gemessen werden. Die Korrelationsobservable und die Winkelverteilung sind in diesem Fall definiert durch

$$A_{\text{LF}}^{\text{LR}} = \hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_n \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}] \quad (3.7)$$

und

$$W(\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}) d\Omega_{\text{LF}} \sim \left(1 + \alpha_{\text{LF}}^{\text{LR}} \cdot A_{\text{LF}}^{\text{LR}}\right) d\Omega_{\text{LF}}. \quad (3.8)$$

mit dem Asymmetriekoeffizienten $\alpha_{\text{LF}}^{\text{LR}}$.

Aus der Tabelle 3.7 erhält man den Asymmetriekoeffizienten $\alpha_{\text{LR}}^{\text{LF}}$ durch Kombination der Detektorkombinationen a) und c) für alle Ereignisse, bei denen

das leichte Teilchen nach links geflogen ist, bzw. b) und d) für alle Ereignisse, bei denen das leichte Teilchen nach rechts geflogen ist (siehe Abbildung 2.1).

Zusammengenommen wurde in der Messung für das ^{233}U -Target ein Wert von

$$\alpha_{\text{LF}}^{\text{LR}} = -(0.01 \pm 0.17) \cdot 10^{-3}$$

gefunden. Dabei wurden nur ternäre Spalt Ereignisse berücksichtigt, wobei allerdings die Emissionsrichtung des ternären Teilchens nicht in die obigen Gleichungen eingeht.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit wurde im vorliegenden Experiment keine Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente beobachtet. Insgesamt wurde die Spinorientierung zur Untersuchung der Paritätsverletzung in der Emission ternärer Teilchen bzw. der Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente nur sehr kurz im Rahmen der zur Verfügung stehenden Meßzeit eingestellt, so daß diese Ergebnisse einen relativ hohen statistischen Fehler aufweisen. In einem weiteren Experiment, das nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurde, ist eine längere Meßreihe mit dieser Spineinstellung der Neutronen durchgeführt worden. Dabei konnte in einer Online-Auswertung auch mit besserer Statistik keine Paritätsverletzung der ternären Teilchen beobachtet werden. Dagegen scheint die Größe der Links–Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente in der ternären Spaltung von der gleichen Größenordnung zu sein wie in der binären Spaltung. Für die binäre Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ ausgelöst mit kalten Neutronen ($\lambda = 4 \text{ \AA}$) wird in der Literatur ein Asymmetriekoeffizient von $\alpha_{\text{LF}}^{\text{LR}} = (-2.33 \pm 0.25) \cdot 10^{-4}$ angegeben[alf95]. Die Onlineauswertung zeigt einen etwas größeren Wert für die Links–Rechts Asymmetrie in der ternären Spaltung. Der Unterschied ist im Rahmen der gewonnenen Statistik jedoch nicht signifikant. Dieses Ergebnis ist nicht im Widerspruch zum oben mitgeteilten Ergebnis der ersten Messung, bei der nur eine statistische Genauigkeit von $1.7 \cdot 10^{-4}$ erreicht wurde. Die Endauswertung der neuen Messung ist in Arbeit.

3.10 Ortsauflösung des PIN-Diodenfeldes

Zwar waren die einzelnen Dioden zum Nachweis der ternären Teilchen nicht ortsauflösend, dennoch erlaubt die Anordnung mehrerer Dioden in einem Feld, also die Granularität des Detektors, eine — wenn auch grobe — Ortsauflösung der Ereignisse.

Beide PIN-Dioden-Felder bestanden in der ersten Meßzeit aus jeweils 19 PIN-Dioden, die in fünf Zeilen zu 3, 4, 5, 4 und 3 PIN-Dioden (jeweils um eine halbe Diodenlänge zueinander versetzt) angeordnet waren. Die Datenaufnahme war so ausgelegt, daß für jedes von den PIN-Dioden registrierte Ereignis auch die Nummer der PIN-Dioden registriert wurde, und damit die Position des Ereignisses berechnet werden konnte.

Um bei der Auswertung die Trefferhäufigkeit der einzelnen PIN-Dioden zu vergleichen, muß zunächst einmal berücksichtigt werden, daß jede PIN-Diode aufgrund anders eingestellter Schwellen an den Diskriminatoren eine andere Empfindlichkeit aufweist. Außerdem haben die einzelnen PIN-Dioden einen anderen mittleren Abstand und Winkel relativ zum Target und decken so auch verschiedenen große Raumwinkelbereiche ab. Es muß also eine Normierung durchgeführt werden. Ziel der Normierung soll sein, daß der Fluß von ternären Teilchen in den verschiedenen Richtungen miteinander verglichen werden kann. Zur Normierung wurde für jede PIN-Diode eine „freilaufende“ Zählrate bestimmt, bei der die Trefferrate ohne Koinzidenzbedingungen zwischen ternären Teilchen und Spaltfragmenten gemessen wird. Diese Zählrate sollte nur von der Empfindlichkeit und vom Raumwinkel abhängen, die die Diode zum Target abdeckt.

Für die Normierung wird die zur Frage stehende Zählrate durch die oben ermittelte „Normalzählrate“ dividiert. Dadurch fällt die Abhängigkeit von der Empfindlichkeit und vom Raumwinkel weg.

Um z.B. die Verteilung der ternären Teilchen relativ zur Flugrichtung des leichten Fragments zu bestimmen, wird die Zählrate jeder PIN-Diode für alle Ereignisse bestimmt, die die Nebenbedingung erfüllen, daß das leichte Fragment z.B. im linken Multiwire-Detektor von Abbildung 2.1 registriert wurde. Diese Zahl wird für jede Diode durch den oben beschriebenen Normierungsfaktor geteilt. Da die Multiwire-Detektoren keine Ortsauflösung haben, kann die Richtung des leichten Fragments nur sehr grob festgelegt werden. Somit ist die von einer bestimmten PIN-Diode registrierte Richtung des ternären Teilchens nur eine Mittelung über einen großen Winkelbereich zwischen leichtem Fragment und ternärem Teilchen. Abbildung 3.20 zeigt die Zählrate der einzelnen PIN-Dioden in einer Farbcodierung. Jedes Rechteck entspricht einer PIN-Diode. Die Rechtecke sind entsprechend der Positionen der PIN-Dioden auf einem PIN-Diodenarray angeordnet. Man kann der Figur unmittelbar entnehmen, daß die Häufigkeitsverteilung in der Emission der ternären Teilchen bei ganz grob 80° durch ein Maximum läuft, wie es in der Literatur beschrieben wird.

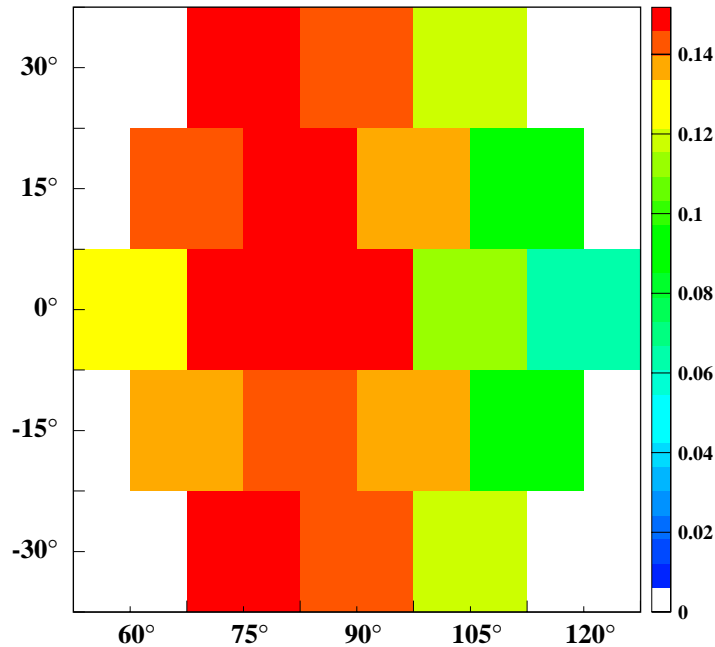


Abb. 3.20: Häufigkeitsverteilung der ternären Teilchen über dem PIN-Diodenarray für die Messung mit dem ^{233}U -Target. Die x -Achse gibt den mittleren Winkel der ternären Teilchen relativ zum leichten Spaltfragment an, die y -Achse die Abweichung von der Horizontalen an.

Es ist unter anderem interessant, zu untersuchen, ob die räumliche Verteilung der ternären Teilchen relativ zum leichten Fragment von der Polarisationsrichtung der die Spaltung auslösenden Neutronen abhängt. Es ist z.B. denkbar, daß eine Ablenkung des geladenen ternären Teilchens im elektromagnetischen oder starken Feld des durch das polarisierte Neutron teilweise polarisierten Kerns auftritt. Eine derartige Ablenkung wurde als mögliche Erklärung für den beobachteten Effekt der Tripelkorrelation $D \neq 0$ vorgeschlagen[bar99]. Für die Beobachtung der Ablenkung müßte sich das Maximum der Häufigkeitsverteilung im Relativwinkel zwischen leichtem Fragment und ternären Teilchen, das im unpolarisierten Fall bei etwa 82° liegt, für die eine Polarisationsrichtung der Neutronen zum leichten Fragment hin, also zu kleineren Winkeln, und für die entgegengesetzte Polarisationsrichtung zu größeren Winkeln verschieben. Eine derartige Verschiebung könnte einen von Null verschiedenen Wert von D erklären, ohne daß man die Zeitumkehrinvarianz in Frage stellen muß. Dies

läßt sich folgendermaßen verstehen: Da der mittlere Winkel der ternären Teilchen relativ zum leichten Fragment nicht genau 90° beträgt, die Detektoren für ternäre Teilchen und leichte Fragmente aber im Winkel von 90° zueinander aufgestellt sind, sollte die Koinzidenz-Zählrate bei einer etwaigen Verschiebung des mittleren Winkels in Richtung 90° ansteigen, da dann die Detektor „besser“ positioniert sind, dagegen bei einer Verschiebung weg von 90° abfallen. Falls diese Verschiebung vom Spin des Neutrons abhängen sollte, hätte man bei einer Spinstellung der Neutronen eine höhere Zählrate als bei der anderen, was genau die gemessene Abweichung der Größe D von Null erklären könnte.

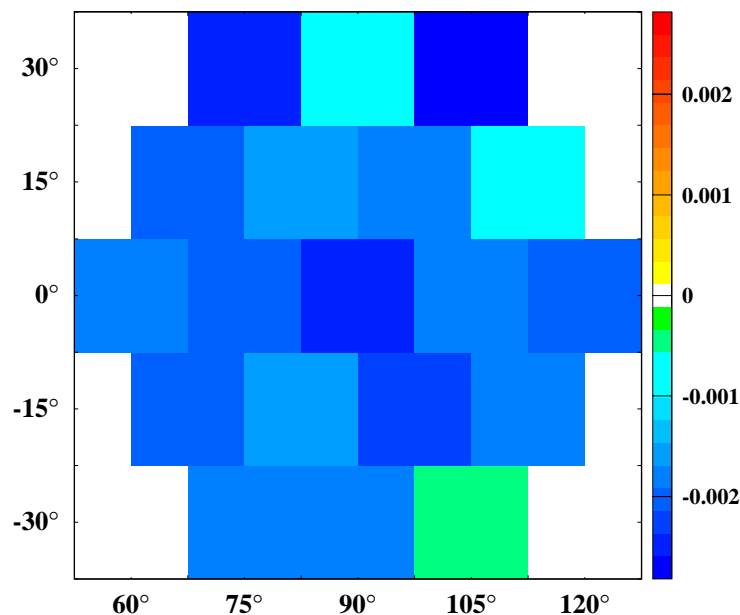


Abb. 3.21: Größe des Korrelationskoeffizienten D_{exp} für die einzelnen Dioden eines PIN-Diodenarrays an der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ bei festgehaltener Emissionsrichtung des leichten Fragments (in Abbildung 2.1 nach links).

Im vorliegenden Meßaufbau überstreichen die Dioden Relativwinkel zwischen Spaltfragment und ternärem Teilchen von kleiner 60° bis größer 120° . Bei einer spinabhängigen Verschiebung im Emissionswinkel der ternären Teilchen erwartet man daher bei Spinflip auf beiden Seiten des Maximums bei ca. 82° Zählratenunterschiede mit entgegengesetztem Vorzeichen. Abbildung 3.21 zeigt

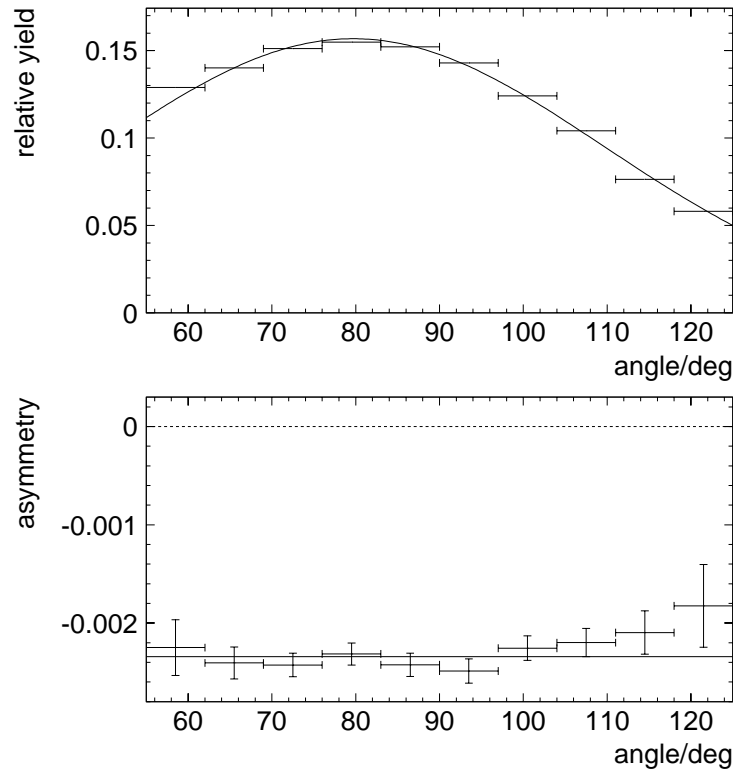


Abb. 3.22:

Oben: Häufigkeitsverteilung der ternären Teilchen in Abhängigkeit vom Winkel der ternären Teilchen relativ zum leichten Fragment.

Unten: Größe des Korrelationskoeffizienten D_{exp} in Abhängigkeit vom Winkel des ternären Teilchens relativ zum leichten Fragment für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$.

die gemessenen und normierten Zählratenunterschiede eines PIN-Diodenfeldes bei Spinflip des Neutrons, d.h. den Korrelationskoeffizienten D_{exp} , für jede Diode einzeln. Aus dem einheitlichen Vorzeichen von D ist offensichtlich, daß bei festgehaltener Emissionsrichtung des leichten Fragments alle PIN-Dioden eines Feldes bei einer Spinrichtung eine kleinere Zählrate haben im Vergleich zur entgegengesetzten Spinrichtung.

Im unteren Teil von Abbildung 3.22 ist die Größe des Korrelationskoeffizienten D_{exp} in Abhängigkeit vom Winkel der ternären Teilchen relativ zum leichten Fragment aufgetragen; im oberen ist die Ausbeute der ternären Teilchen in Abhängigkeit von diesem Winkel gezeigt. Hier sieht man deutlich, daß die

PIN-Dioden das Intensitätsmaximum bei etwa 82° überdecken, und daß die Tripelkorrelation nicht nur auf beiden Seiten dieses Maximums dasselbe Vorzeichen hat, sondern nicht einmal einen signifikanten Gang im Absolutwert mit dem Emissionswinkel aufweist.

Damit kann ausgeschlossen werden, daß die beobachtete Korrelation lediglich von einer Ablenkung der ternären Teilchen im magnetischen Feld des polarisierten Compoundkerns herrührt, bzw. auf eine Spin-Bahn Wechselwirkung der Kernkraft zwischen Spaltfragment und ternärem Teilchen zurückzuführen ist. Vielmehr scheint es so, als ob es einen Mechanismus gebe, bei dem mit dem Spinflip des Neutrons auch die bevorzugte Emissionsrichtung des ternären Teilchens von einer Raumhälfte in die andere „flipp“.

3.11 Quaternäre Spaltung

Die im Experiment erreichte hohe ternäre Zählrate von fast 10^3 s^{-1} legt es nahe, die bislang höchst unzulänglich erforschte quaternäre Spaltung zu untersuchen. Die Triggerelektronik war zu diesem Zweck so eingestellt, daß Ereignisse, bei denen innerhalb eines einstellbaren Zeitfensters zwei PIN-Dioden ansprechen, gesondert abgespeichert wurden. Derartige Ereignisse können daher rühren, daß zwei leichte Teilchen (LCPs, „light charged particles“) in einem einzigen Spaltprozess entstehen, der Kern also bei der Spaltung in vier geladene Teilchen zerplatzt.

Um zu unterscheiden, ob zwei leichte Teilchen vom gleichen Spaltprozess oder von verschiedenen unabhängigen Spaltungen kommen, kann die Koinzidenzrate für verschiedene Zeitfenster verglichen werden. Abbildung 3.23 zeigt die Koinzidenzzählrate über der Zeit. Es ist zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit, ein zweites leichtes Teilchen in einer PIN-Diode zu detektieren, nicht gleichmäßig über die Zeit verteilt ist, sondern gehäuft sehr kurz nach dem Eintreffen des ersten Teilchens erhöht ist. Das belegt, daß diese beiden Ereignisse nicht unabhängig voneinander sind, sondern vom gleichen Spaltprozess herrühren. In Abbildung 3.24 ist wieder die Zahl der koinzidenten Ereignisse über der Zeit aufgetragen, diesmal jedoch mit der Nebenbedingung, daß die beiden koinzidenten Ereignisse einmal im gleichen (Abb. 3.24 links) und zum anderen in gegenüberliegenden Arrays (Abb. 3.24 rechts) von Abbildung 2.1 stattgefunden haben. Es ist offensichtlich, daß die Mehrzahl der koinzidenten Ereignisse das

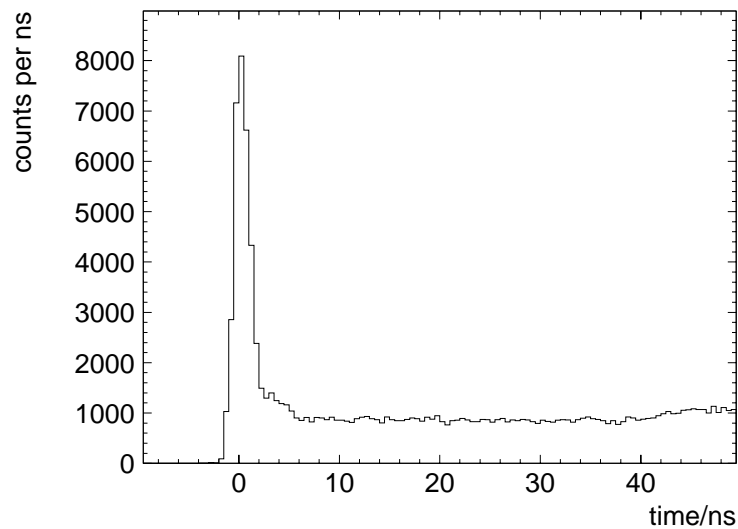


Abb. 3.23: Zeitliche Verteilung der Vierfachkoinzidenzen in der Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$. Angegeben ist die Zeitdifferenz zwischen den beiden leichten Teilchen.

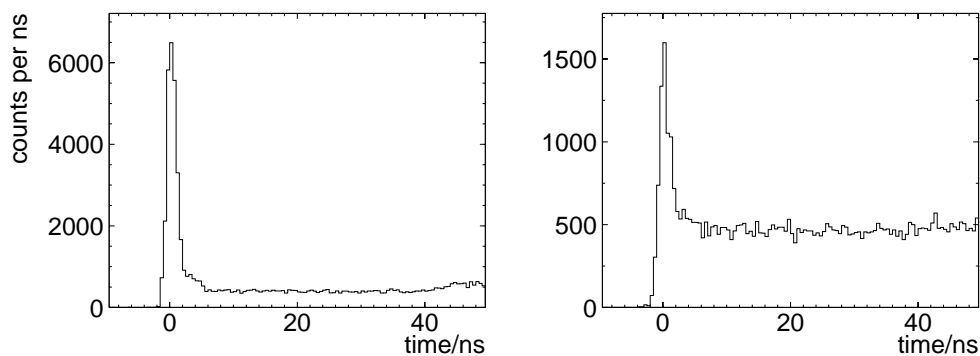


Abb. 3.24: Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$

Links: Zeitliche Verteilung der Vierfachkoinzidenzen unter der Nebenbedingung, daß beide leichte Teilchen das gleiche PIN-Diodenarray treffen. Das entspricht einem kleinen Emissionswinkel zwischen den beiden Teilchen vom Target aus gesehen.

Rechts: Zeitliche Verteilung der Vierfachkoinzidenzen unter der Nebenbedingung, daß die beiden ternären Ereignisse PIN-Dioden auf verschiedenen Arrays treffen. Das entspricht einem Winkel $> 90^\circ$ zwischen den beiden Teilchen.

gleiche Array treffen. Jedoch gibt es durchaus auch Ereignisse, bei denen PIN-Dioden auf gegenüberliegende Arrays gleichzeitig von zwei Teilchen getroffen werden.

Mit Hilfe der Teilchenidentifikation an den PIN-Dioden ist es weiterhin möglich, zu unterscheiden, wieviele dieser Doppelereignisse von Koinzidenzen aus zwei

α -Teilchen (Abb. 3.25 links), einem α -Teilchen mit einem leichteren Teilchen (Triton, Deuteron, Proton) (Abb. 3.25 rechts), und aus zwei leichteren Teilchen bestehen. Für den letzten Fall wurden nur einige Ereignisse beobachtet, jedoch reicht die Statistik nicht für eine weitere Auswertung aus. Mit Abstand die meisten der beobachteten Doppelereignisse sind Koinzidenzen mit zwei α -Teilchen.

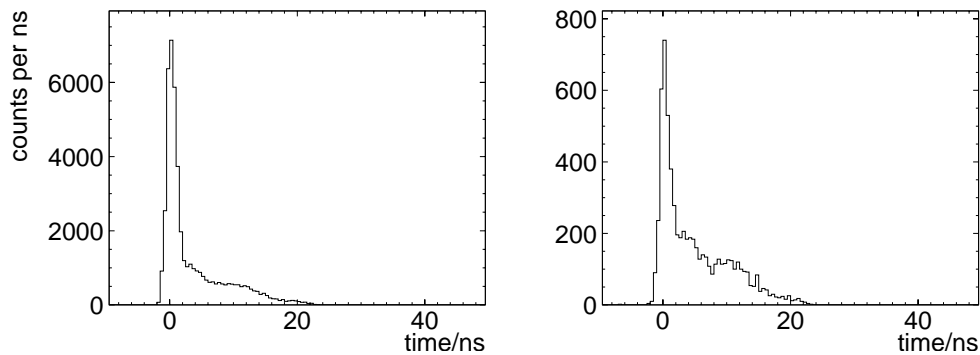


Abb. 3.25: Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$

Links: Zeitliche Verteilung der Vierfachkoinzidenzen unter der Nebenbedingung, daß die beiden ternären Ereignisse als α -Teilchen identifiziert werden. Der Rückgang der zufälligen Koinzidenzen bei Zeiten von mehr als 10 ns ist rein elektronisch bedingt und liegt daran, daß die Teilchenidentifikation für das zweite Teilchen nur dann zuverlässig arbeitet, wenn beide Teilchen innerhalb eines engen Zeitfensters registriert werden.

Rechts: Zeitliche Verteilung der Vierfachkoinzidenzen unter der Nebenbedingung, daß eines der Teilchen als α -Teilchen, und eines als leichteres Teilchen (Triton, Deuteron, Proton) identifiziert wird.

Im weiteren wird die Winkelverteilung der Mehrfachkoinzidenzen untersucht. In Abbildung 3.26 ist für die beiden PIN-Diodenarrays aufgetragen, wie häufig eine weitere PIN-Diode innerhalb eines Zeitfensters von 50 ns nach der ersten PIN-Diode getroffen wird. Die zuerst getroffene PIN-Diode ist dabei die weiße Diode im linken Teil der Abbildung in der mittleren Reihe. Für diese PIN-Diode kann auch nicht bestimmt werden, mit welcher Häufigkeit sie kurz hintereinander getroffen wird. Weiterhin sind im rechten Teil der Abbildung zwei PIN-Dioden des gegenüberliegenden Arrays als weiße Kästchen dargestellt. Diese beiden Dioden lieferten während des gesamten Experiments keine auswertbaren Signale und wurden deshalb nicht weiter berücksichtigt. Die Abbildung zeigt die PIN-Diodenanordnung vom ersten Lauf des Experiments, während die weitere Auswertung sich im wesentlichen auf die Ergebnisse der zweiten Meßzeit konzentriert.

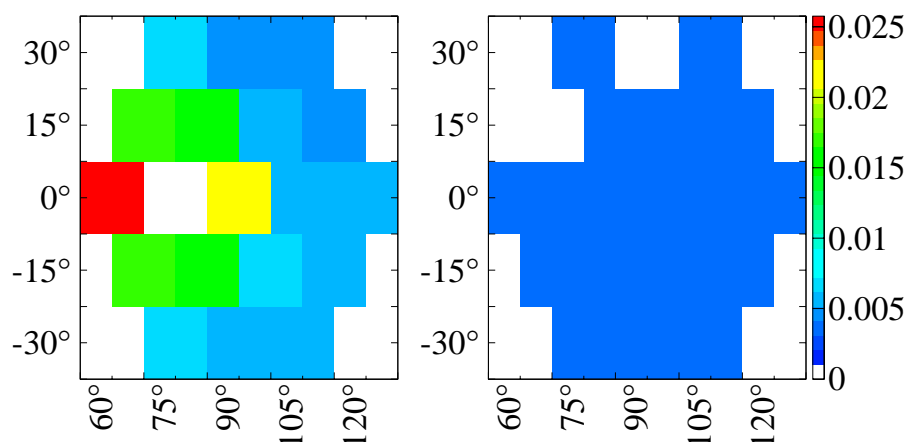


Abb. 3.26: Häufigkeitsverteilung der Vierfachkoinzidenzen unter der Nebenbedingung, daß die als weisses Kästchen im linken Teilbild markierte Diode getroffen wurde in der Reaktion $^{233}\text{U}(n,f)$. Im rechten Teilbild ist die Trefferwahrscheinlichkeit des gegenüberliegende Diodenfeld dargestellt.

In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß zwei PIN-Dioden gleichzeitig oder kurz hintereinander ansprechen für näher beieinanderliegende Dioden höher ist. Daraus folgt, daß die beiden Teilchen, die die Dioden treffen mit kleinem relativen Winkel zueinander das Target verlassen, oder aber, wie es für ein im Flug zerfallendes ^8Be zu erwarten ist, als ein einziges Teilchen das Target verlassen, und erst im Fluge aufbrechen. Dabei kommt es im letzteren Fall für den Relativwinkel auf das Verhältnis der beim Zerfall frei werdenden kinetischen Energie zur gesamten kinetischen Energie des Teilchens an. Je mehr Energie beim Zerfall frei wird, desto größer kann der Winkel sein, mit dem die beiden Bruchstücke relativ zueinander auseinanderfliegen (siehe Gleichung 1.3).

3.11.1 Berechnung der Ausbeute

In Abb. 3.27 ist an zwei Beispielen gezeigt, wie die Anzahl der quaternären Ereignisse bestimmt wurde. Das Koinzidenzfenster wurde auf den Bereich von -1 ns bis 5 ns festgelegt (in der Abbildung dunkel markiert). Der zufällige Untergrund wurde aus der Anzahl der Ereignisse im Zeitfenster von 5 ns bis 11 ns bestimmt (in der Abbildung heller markiert) und von der Zahl der Ereignisse im Koinzidenzfenster abgezogen. In den Tabellen 3.8 und 3.9 sind die beobachteten Werte für ^{233}U und ^{235}U als Target dargestellt.

	Ereignisse	davon Untergrund	Ereignisse ohne Untergrund
Ereignisse im gesamten Diodenfeld			
beide Arrays	10048	2628	7420
gleiches Array	7313	1329	5984
versch. Arrays	2735	1299	1436
α - α Koinzidenzen			
beide Arrays	5271	1057	4214
gleiches Array	4083	535	3548
versch. Arrays	1188	522	666
α -Triton/Proton/Deuteron Koinzidenzen			
beide Arrays	556	197	359
gleiches Array	355	92	263
versch. Arrays	201	105	96
Triton/Proton/Deuteron-Triton/Proton/Deuteron Koinzidenzen			
beide Arrays	79	33	46
gleiches Array	53	9	44
versch. Arrays	26	24	2

Tabelle 3.8: Zahl der beobachteten quaternären Ereignisse aus $^{233}\text{U}(n, f)$. In dem gleichen Zeitraum wurden von allen PIN-Dioden zusammen $497 \cdot 10^6$ ternäre Ereignisse registriert; die PIN-Dioden mit Risetimediskriminierung haben $376 \cdot 10^6$ Ereignisse registriert, wovon $338 \cdot 10^6$ als α -Teilchen und $30 \cdot 10^6$ als leichtere Teilchen (Tritonen/Protonen/Deuteronen) gedeutet wurden. In der Tabelle sind auch die Ereignisse eingetragen, bei denen die Spaltfragmente nicht nachgewiesen wurden.

	Ereignisse	davon Untergrund	Ereignisse ohne Untergrund
Ereignisse im gesamten Diodenfeld			
beide Arrays	22174	6751	15423
gleiches Array	16156	3227	12929
versch. Arrays	6018	3524	2494
α - α Koinzidenzen			
beide Arrays	11594	2529	9065
gleiches Array	8942	1211	7731
versch. Arrays	2652	1318	1334
α -Triton/Proton/Deuteron Koinzidenzen			
beide Arrays	1403	541	862
gleiches Array	910	249	661
versch. Arrays	493	292	201
Triton/Proton/Deuteron-Triton/Proton/Deuteron Koinzidenzen			
beide Arrays	194	69	125
gleiches Array	132	14	118
versch. Arrays	62	55	7

Tabelle 3.9: Zahl der beobachteten quaternären Ereignisse aus $^{235}\text{U}(n, f)$. In dem gleichen Zeitraum wurden von allen PIN-Dioden zusammen $1163 \cdot 10^6$ ternäre Ereignisse registriert; die PIN-Dioden mit Risetimediskriminierung haben $885 \cdot 10^6$ Ereignisse registriert, wovon $793 \cdot 10^6$ als α -Teilchen und $77 \cdot 10^6$ als leichtere Teilchen (Tritonen/Protonen/Deuteronen) gedeutet wurden. In der Tabelle sind auch die Ereignisse eingetragen, bei denen die Spaltfragmente nicht nachgewiesen wurden.

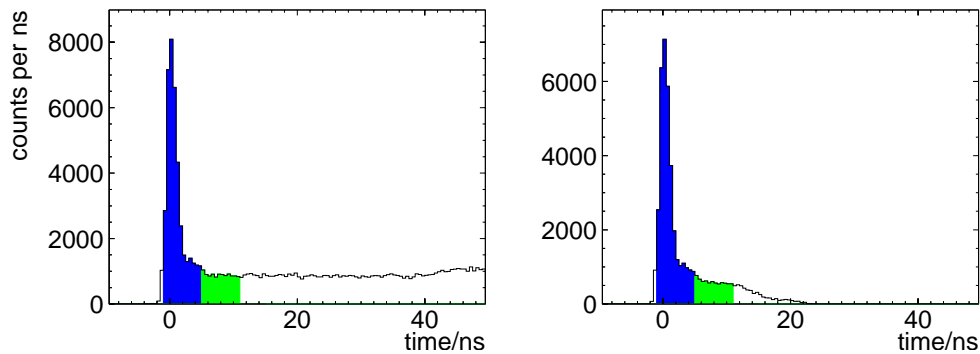


Abb. 3.27: Beispiele zur Bestimmung der Ausbeute bei der quaternären Spaltung von ^{235}U . Dunkel markiert ist der Koizidenzbereich, grau der Bereich, der zur Bestimmung der Zufälligen Koizidenzen benutzt wird.

Abbildung 3.28 zeigt die Winkelverteilung der LCPs aus einer Simulation von zwei unabhängigen, gleichzeitig stattfindenden Spaltungen, bei der angenommen wurde, daß die beiden leichten Teilchen unabhängig voneinander isotrop im Raum emittiert werden. Diese Art der Verteilung wird für den Untergrund aus zufälligen Koizidenzen erwartet und ist sicher gültig für Ereignisse, bei denen zwei ternäre Teilchen von zwei unabhängigen Spaltungen gleichzeitig in verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden. Aufgetragen ist die Ausbeute über dem Winkel, den die beiden LCPs relativ zueinander einnehmen. Die gestrichelte Kurve darunter zeigt den Winkelbereich in dem beide Teilchen von PIN-Dioden im Versuchsaufbau des vorliegenden Experiments registriert werden können.

In Abbildung 3.29 ist die aus der Geometrie der Diodenfelder berechnete relative Nachweiswahrscheinlichkeit der PIN-Dioden in Abhängigkeit von dem Winkel der beiden LCPs zueinander gezeigt. Es wurden nur diejenigen PIN-Dioden berücksichtigt, die LCPs über die Risetimediskriminierung identifizieren können. Der aufgetragene Winkel wird aus der Vorgabe bestimmt, daß in der Simulation zwei LCPs aus unabhängigen Spaltungen von einer jeweils beliebigen Stelle auf dem Target emittiert werden. In allen Fällen, in denen diese beiden Teilchen jeweils eine PIN-Diode treffen, wird der Winkel dieser beiden getroffenen PIN-Dioden relativ zum Targetmittelpunkt bestimmt, und der entsprechende Kanal im Winkelhistogramm um einen Eintrag erhöht. Dieses Verfahren wird verwendet, da es mit der gegebenen Detektoranordnung nicht möglich war, den Ort der Spaltung auf dem Target zu bestimmen, und damit den Winkel der beiden Teilchen zueinander genau zu bestimmen.

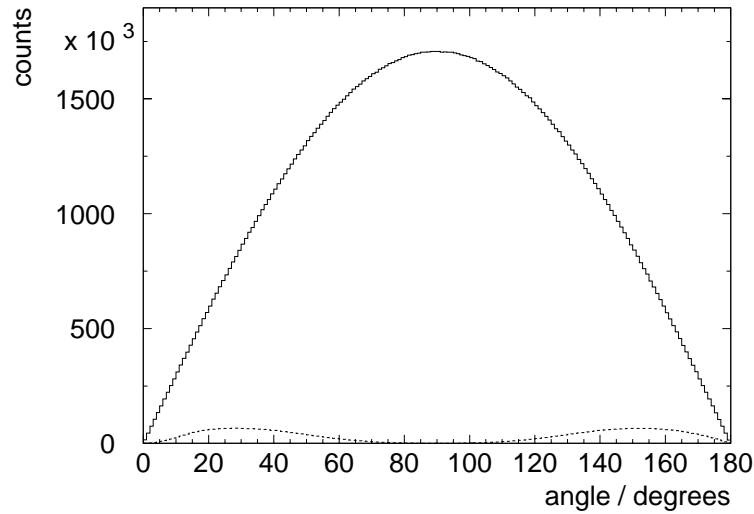


Abb. 3.28: Monte-Carlo Simulation der Verteilung der Relativwinkel bei der Emission leichter Teilchen aus zwei unabhängigen Spaltprozessen. Die gestrichelte Kurve zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Diodenanordnung im vorliegenden Experiment.

In Abbildung 3.30 ist die Messung der Relativwinkel simuliert, die sich bei einer zufälligen Koinzidenz unabhängiger LCPs ergeben würde. Das Histogramm ist so normiert, daß die Gesamtfläche unter dem Histogramm der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit des Diodenfeldes entspricht. Die Simulation ergibt, daß bei der vorgegebenen Winkelverteilung diejenigen PIN-Dioden des Diodenfeldes, die α -Teilchen von anderen leichteren Teilchen trennen können, insgesamt etwa 1.7% der Doppelereignisse aus zwei unabhängigen Spaltprozessen registrieren.

Für zwei α -Teilchen, die bei echter quaternärer Spaltung im selben Prozess entstehen, wird man jedoch eine andere Verteilung der Relativwinkel erwarten. Abbildung 3.31 zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation, bei der angenommen wird, daß die beiden α -Teilchen jeweils mit größter Wahrscheinlichkeit im Winkel von 82° relativ zur Emissionsrichtung des leichten Fragments emittiert werden, wie von der ternären Spaltung bekannt. Diese Winkelverteilung sollte auch für quaternäre Spaltung gültig sein, da der Vorzugswinkel hauptsächlich über Coulombabstoßung durch die Spaltfragmente zustande kommt.

Die Winkelverteilung in Abbildung 3.31 ist hier im Bereich von 20° bis 160° sehr flach. Durch die Einschränkung, daß beide LCPs mit großer Wahrscheinlichkeit etwa einen rechten Winkel zur Emissionsrichtung des leichten Fragments bil-

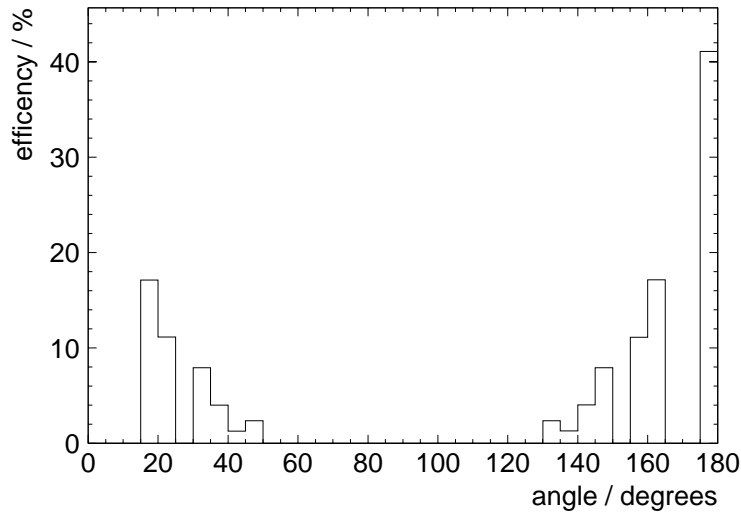


Abb. 3.29: Monte-Carlo Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit der PIN-Dioden mit Risetimmessung für quaternäre Ereignisse für $^{235}\text{U}(n, f)$. Es ist aufgetragen, mit welcher Wahrscheinlichkeit die PIN-Dioden Ereignisse in einem bestimmten Winkelbereich detektieren.

den, werden beide LCPs mit hoher Wahrscheinlichkeit nahe einer Ebene, die senkrecht zur Richtung des leichten Fragments steht, emittiert. Als Freiheitsgrad bleibt dann nur noch der Winkel in dieser Ebene übrig, der gleich verteilt sein sollte. Die Abweichung von der völligen Gleichverteilung vor allem bei ganz kleinen und großen Winkel ergibt sich aus der gaußförmig angenommenen Verteilung um diese Ebene, wie sie in der ternären Spaltung beschrieben wird.

Als Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der im Experiment eingesetzten Dioden für LCPs aus echter quaternärer Spaltung ergibt sich aus der Simulation ein Wert von 2.7%, wobei hier die Wahrscheinlichkeit, Treffer auf gegenüberliegenden Diodenfelder zu beobachten, gleich hoch ist, wie die für Treffer auf demselben Feld. Aus einer Monte-Carlo-Simulation der ternären Spaltung erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit aller Dioden mit Risetimediskriminierung von 12.7% für ternäre Ereignisse.

Die skizzierten Simulationen werden zunächst dazu genutzt, das gemessene Verhältnis von zufälligen zu echten Koinzidenzen zwischen gegenüberliegenden Diodenfeldern auf die unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu korrigieren.

Nimmt man die aus der Simulation gewonnenen Nachweiswahrscheinlichkeit der Diodenanordnung (0.9% für zufällige Koinzidenzen auf gegenüberliegenden

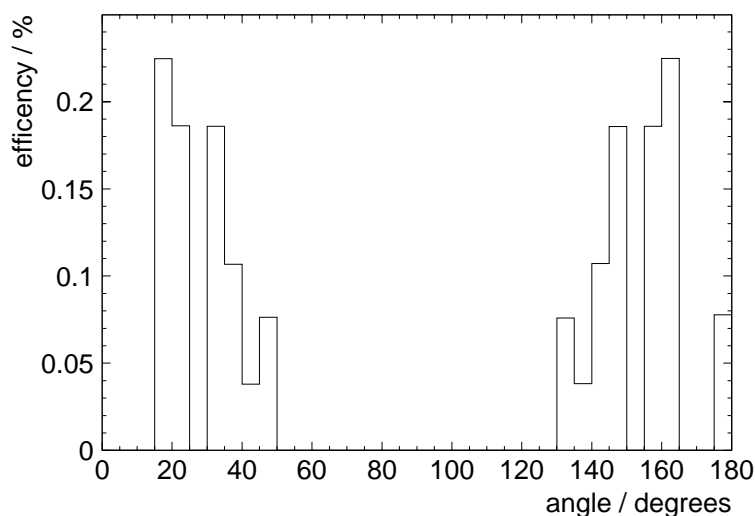


Abb. 3.30: Nachweiswahrscheinlichkeit der PIN-Dioden für zufällige Koinzidenzen zwischen LCPs in Abhängigkeit vom Relativwinkel bei isotroper Winkelverteilung. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit des Arrays liegt bei etwa 1.7%, wobei die Nachweiswahrscheinlichkeit für Treffer auf das gleiche Array bei 0.8% und für gegenüberliegende Arrays bei 0.9% liegt. Das Histogramm gibt die Beiträge einzelner Winkelbereiche zu dieser Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit an.

Arrays und 1.35% für echte quaternäre Ereignisse auf gegenüberliegenden Arrays) zusammen mit den experimentellen Ergebnissen aus Tabelle 3.8, erhält man daraus das echte Verhältnis von zufälligen zu echten Koinzidenzen. Für die α - α Koinzidenzen auf gegenüberliegenden Arrays ergibt sich aus der Messung bei 522 zufälligen aus insgesamt 1188 beobachteten Ereignissen zunächst ein Anteil von 44% zufälligen und 56% echten Koinzidenzen. Bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten für zufällige und echte Ereignisse erhält man daraus eine Ausgangsverteilung von 55% zufälligen und 45% echten Koinzidenzen.

Bisher wurde der Anteil der quaternären Ereignisse, die vom Zerfall des ^8Be herrühren, nicht angesprochen. Aufgrund der langen Halbwertszeit von ^8Be ($t_{1/2} = 7 \cdot 10^{-17}$ s) relativ zur Beschleunigungszeit der leichten Teilchen zerfällt das ^8Be nachdem es voll beschleunigt worden ist, aber sich immer noch in unmittelbarer Targetnähe befindet. Bei diesem Zerfall wird nicht genügend Energie frei ($Q = 94$ keV), um große Relativwinkel zu erzeugen. Diese ^8Be Ereignisse werden daher für den Überschuss der quaternären Zählrate für Treffer im selben Diodenarray im Vergleich zu Treffern auf gegenüberliegenden Arrays

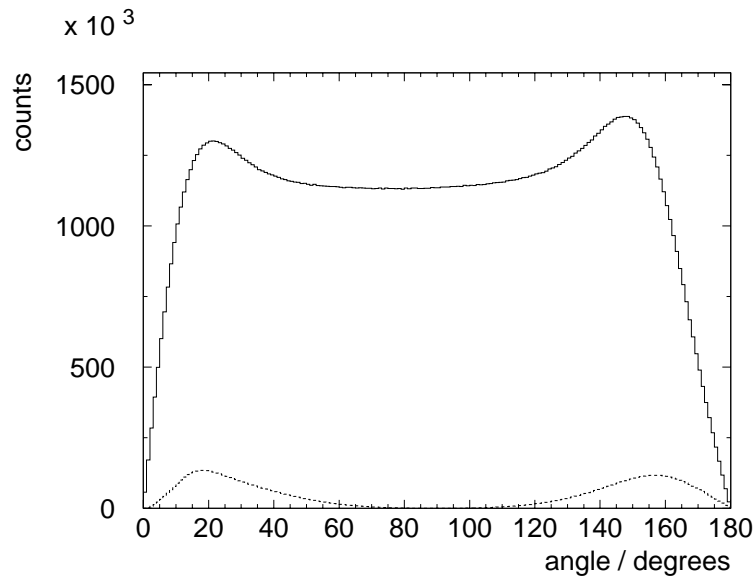


Abb. 3.31: Monte-Carlo Simulation der Verteilung der Relativwinkel von LCPs in der quaternären Spaltung. Die gestrichelte Linie zeigt den von der Diodenanordnung im vorliegenden Experiment abgedeckten Bereich an.

verantwortlich gemacht. Die Auswertung für die „echte“ quaternäre Spaltung geht also davon aus, daß Koinzidenzen auf gegenüberliegenden Detektorarrays nicht vom Zerfall eines intermediären ^8Be vorgetäuscht werden können.

Die Ausbeute für die „echte“ quaternäre Spaltung läßt sich dann wie folgt berechnen. In der Messung für ^{233}U wurden insgesamt $3.38 \cdot 10^8$ ternäre α -Teilchen beobachtet bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 12.7% der Detektoren. Demnach wurden insgesamt $2.66 \cdot 10^9$ ternäre α -Teilchen während der Datenaufnahme emittiert.

Während der gleichen Zeit wurden 666 auf Untergrund korrigiert Koinzidenzen von α -Teilchen auf gegenüberliegenden Diodenfeldern beobachtet. Es wird davon ausgegangen, daß diese Ereignisse nicht aus dem Zerfall von ^8Be stammen können. Die PIN-Diodenarrays haben eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 1.35% für diese Ereignisse. Damit sollten also während der Meßzeit $4.9 \cdot 10^4$ „echte“ quaternäre Ereignisse stattgefunden haben. Allerdings fehlt hier immer noch eine Korrektur auf den Abschneidefaktor im Energiespektrum der α -Teilchen, der in Abschnitt 3.11.4 abgehandelt wird.

Für die Reaktion $^{235}\text{U}(n,f)$ wurden 1334 auf Untergrund korrigierte quaternäre Koinzidenzen beobachtet. Das entspricht bei 1.35% Detektionswahrscheinlichkeit $9.9 \cdot 10^4$ Ereignissen. In der gleichen Zeit wurden hier $7.93 \cdot 10^8$

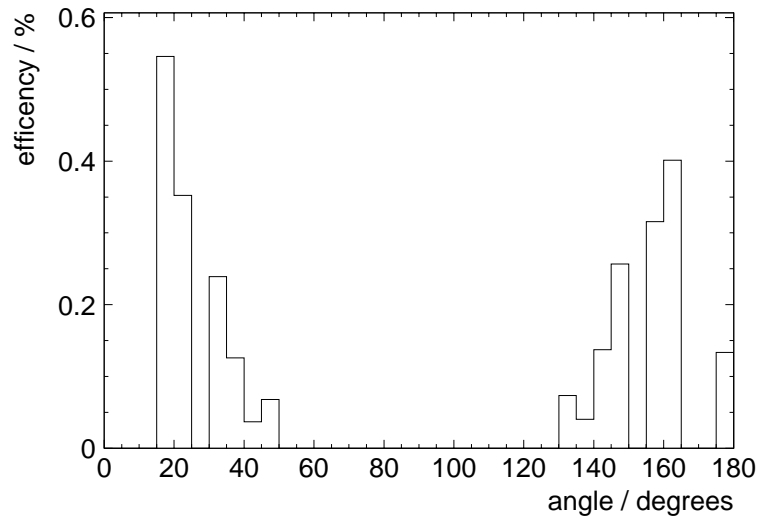


Abb. 3.32: Nachweiswahrscheinlichkeit der PIN-Dioden in Abhängigkeit vom Relativwinkel bei der Winkelverteilung von LCPs in der quaternären Spaltung. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für quaternäre Ereignisse liegt hier bei etwa 2.7%.

ternäre α -Teilchen beobachtet, was zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit $6.23 \cdot 10^9$ erzeugten α -Teilchen entspricht. Auch diese Daten müssen noch auf den Energie-Abschneidefaktor korrigiert werden.

3.11.2 Ausbeute von ^8Be

Einen Vergleich der mit einer Monte-Carlo Simulation berechneten zufälligen und echten quaternären Koinzidenzen mit der Messung zeigt Abbildung 3.33. Es wird deutlich, daß die Simulation für Winkel größer 45° sehr gut mit der Messung übereinstimmt, während bei kleinen Winkeln ein deutlicher Überschuß an Ereignissen in der Messung vorhanden ist. Das ist gerade das Verhalten, das für „pseudo“ quaternäre Ereignisse, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen, zu erwarten ist.

Die Monte-Carlo Simulation der erwarteten Verteilung aus dem Zerfall von ^8Be ist in Abbildung 3.34 dargestellt. In der Rechnung wird angenommen, daß das ^8Be im Grundzustand zu einer mittleren kinetischen Energie von 20 MeV mit einer Halbwertsbreite von 20 MeV beschleunigt wird. Die Halbwertszeit $T_{1/2} = 0.07$ fs ist so lang, daß das ^8Be beim Zerfall zwar bereits voll beschleunigt ist, aber sich noch nicht wesentlich vom Entstehungsort entfernt hat. Die beim Zerfall freiwerdende Energie beträgt 0.09189 MeV.

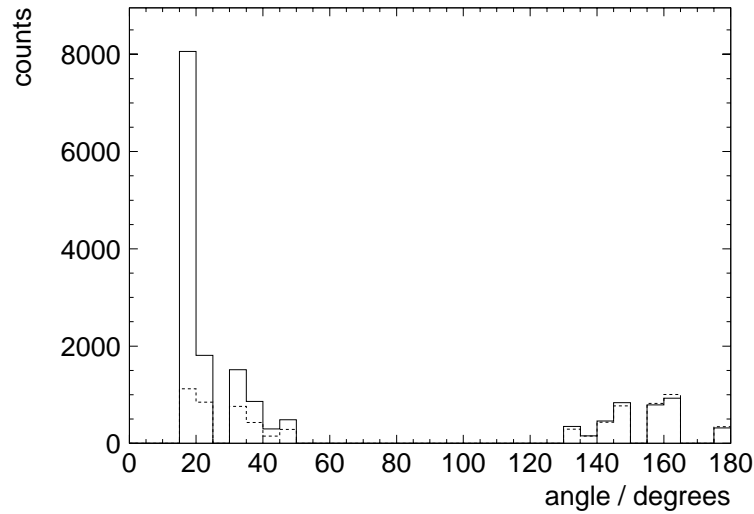


Abb. 3.33: Vergleich der simulierten Zählraten in den unter bestimmten Relativwinkeln aufgestellten PIN-Dioden bei einer angenommenen Ausgangsverteilung von 55% zufällig verteilten LCP Koinzidenzen und 45% aus echter quaternärer Spaltung stammenden LCPs mit der Messung. Die durchgezogene Linie stellt die gemessene Winkelverteilung dar, die gestrichelte die aus der Simulation gewonnene Verteilung.

Mit diesen Werten ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit derartiger Ereignisse für beide Arrays zusammengenommen von 4.0%, wobei die beiden α -Teilchen aufgrund des im Verhältnis zu ihrer aus der Coulombabstoßung stammenden kinetischen Energie nur sehr kleinen Q -wertes lediglich Relativwinkel von weniger als 40° einnehmen können (siehe Abbildung 3.34). Beide so entstandenen α -Teilchen werden also immer nur dasselbe Diodenfeld treffen. Dabei soll nochmals betont werden, daß bei der Simulation die volle gaußförmige Winkelverteilung der ^8Be Teilchen betrachtet wird.

Nimmt man an, daß der Überschuß der Ereignisse relativ zu den echten quaternären Zerfällen auf demselben Array alle aus einem ^8Be Zerfall stammen, wurden in der ^{233}U -Messung $2.9 \cdot 10^3$ derartiger Ereignisse beobachtet. Zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von 4.0% ergibt dies die Zahl von $7.3 \cdot 10^4$ Ereignissen. Hier ist allerdings der Abschneidefaktor bei kleinen Energien im Spektrum der LCPs noch nicht berücksichtigt.

Für $^{235}\text{U}(n, f)$ sind hier $6.4 \cdot 10^3$ Ereignisse beobachtet worden, was zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit zu der Zahl von $1.6 \cdot 10^5$ Ereignissen führt. Auch hier fehlt noch die Korrektur auf den Abschneidefaktor im Energiespektrum.

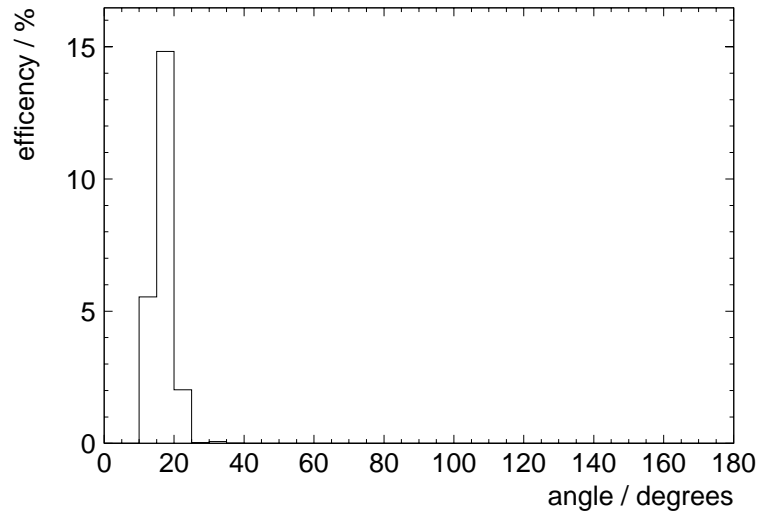


Abb. 3.34: Simulation der erwarteten Verteilung der Relativwinkel von Ereignissen, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen.

Insgesamt ergibt sich aus den obigen Daten, daß bei $^{233}\text{U}(n, f)$ im vorliegenden Experiment 39% der 4-fach Ereignisse aus dem Zerfall von ^8Be stammen, 28% von echten quaternären Ereignissen und 33% aus zufälligen Koinzidenzen. Abbildung 3.35 zeigt die Messung normiert auf eine Monte-Carlo Simulation dieser Ausgangsverteilung, also das Verhältnis gemessener zu simulierter Zählrate. Man findet eine relativ gute Übereinstimmung im Winkelbereich oberhalb von 90° und kleiner 30° ; hier ist das Verhältnis nahe eins. Die Abweichung im Bereich dazwischen rührt sehr wahrscheinlich von ^8Be , welches in einem angeregten Zustand bei der Spaltung erzeugt wurde. Bei Zerfällen des ^8Be aus angeregten Zuständen ist der Q -Wert der Reaktion entsprechend höher und damit können auch die im Labor beobachteten Relativwinkel zwischen den α -Teilchen aus dem Zerfall größer werden.

Weitere Monte-Carlo Simulationen mit der oben erwähnten Verteilung und der zusätzlichen Annahme, daß ^8Be auch teilweise im ersten angeregten Zustand (3.04 MeV) entstehen kann, ergeben, daß bei einem Anteil von 35% des angeregten Zustand an der Gesamtausbeute von ^8Be die beste Übereinstimmung mit der Messung erreicht wird. Abbildung 3.36 zeigt die auf diese Simulation normierte Messung. Jetzt ist für alle Dioden das Verhältnis von simulierter zu gemessener Zählrate nahe eins, d.h. auch die Ausbeute im Bereich von 40° wird richtig beschrieben. Bei der Simulation der angeregten ^8Be -Zerfälle wurde

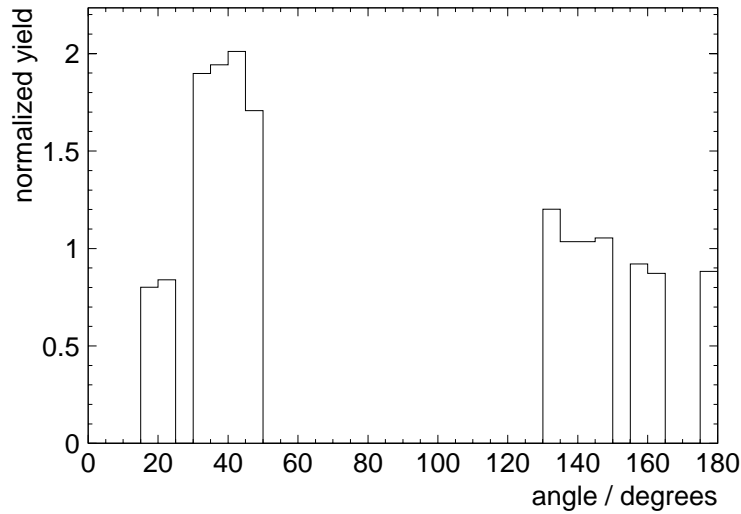


Abb. 3.35: Die gemessene Winkelverteilung, normiert auf eine Simulation, in der die erzeugten Ereignisse zu 39% aus dem Zerfall von ^8Be , zu 28% aus echten quaternären Ereignissen und zu 33% aus zufälligen Koinzidenzen stammen.

jedoch nicht berücksichtigt, daß dieser Zustand aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit ($t_{1/2} = 3 \cdot 10^{-22}$ s) noch während der Beschleunigung im Feld der Spaltfragmente zerfallen kann. Dieser Effekt beeinflusst sicher auch die Winkelverteilung. Die Erfassung von Zerfällen während der Beschleunigungsphase des $^8\text{Be}^*$ setzt allerdings verlässliche Trajektorienrechnungen voraus, die derzeit nicht zur Verfügung stehen. Es sei hier angemerkt, daß selbst für ternäre Spaltung Trajektorienrechnungen kontrovers diskutiert werden.

3.11.3 Energieverteilung in der quaternären Spaltung

In Bild 3.37 ist das Energiespektrum von α - α -Koinzidenzen für α -Teilchen aus der Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$ dargestellt, die gegenüberliegende PIN-Diodenarrays treffen. Die durchgezogene Linie zeigt die Energieverteilung aller Teilchen einschließlich Untergrund, die gestrichelte den Anteil des Untergrunds an diesem Spektrum. In Bild 3.38 ist der Untergrund abgezogen (gestricheltes Histogramm). Die Energieverteilung wird weiterhin mit der aus der ternären Spaltung bekannten Ansprechwahrscheinlichkeit der PIN-Dioden für verschiedene Energiebereiche korrigiert (durchgezogenes Histogramm). An die korrigierte Verteilung wird schließlich im Energiebereich von 10 bis 25 MeV eine Gaußkurve angefitet (durchgezogene Kurve in Abbildung 3.38). Daraus erhält man

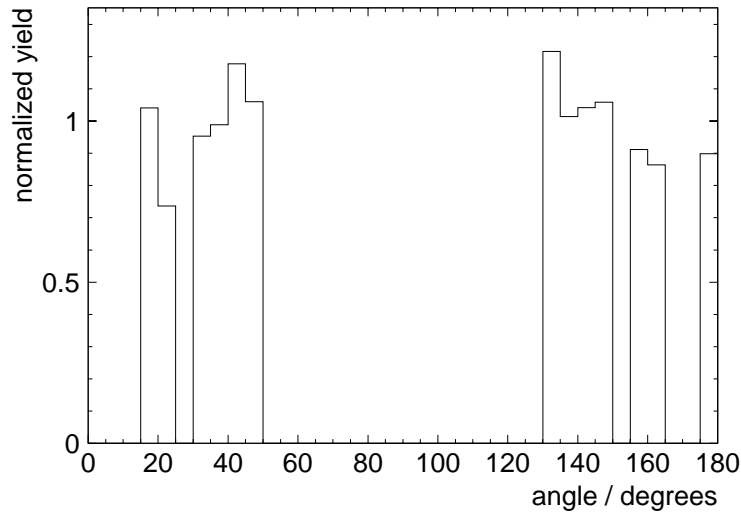


Abb. 3.36: Die gemessene Winkelverteilung in der Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$ normiert auf eine Simulation, in der die erzeugten Ereignisse zu 39% aus dem Zerfall von ^8Be , zu 28% aus echten quaternären Ereignissen und zu 33% aus zufälligen Koinzidenzen stammen. Dabei wurde zusätzlich angenommen, daß 35% des erzeugten ^8Be im ersten angeregten Zustand (Anregungsenergie 3.04 MeV) entsteht.

eine mittlere Energie von 14.2 MeV für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ und 13.8 MeV für $^{235}\text{U}(n, f)$ bei einer Halbwertsbreite (FWHM) von 8.5 MeV für $^{233}\text{U}(n, f)$ und 9.4 MeV für $^{235}\text{U}(n, f)$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese α -Teilchen aufgrund der Energieverteilung ist für das ^{233}U Target 76% und für das ^{235}U -Target 71%.

Die gemessene Energieverteilung von α -Teilchen aus α - α -Koinzidenzen diesmal der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$, die das gleiche Array treffen, ist in Abbildung 3.39 als durchgezogenes Histogramm dargestellt. Das gestrichelte Histogramm ist die α -Energieverteilung ähnlich zu Abbildung 3.39 (durchgezogene Linie) für α - α Koinzidenzen gegenüberliegender Diodenfelder. Nimmt man an, daß es einen über alle Azimutwinkel gleichverteilten Untergrund an Koinzidenzen gibt (echte quaternäre Spaltung und zufällige Koinzidenzen) und zusätzlich einen Anteil an ^8Be -Ereignissen, die im Flug in zwei α -Teilchen zerfallen, und aufgrund des kleinen Q -Wertes dieser Reaktion nur eng beieinanderliegende PIN-Dioden treffen können, dann ergibt gerade die Differenz der beiden in Abbildung 3.39 aufgetragenen Kurven den Anteil der α - α -Koinzidenzen, der aus dem Zerfall von ^8Be stammt.

Um aus diesem Histogramm die Energieverteilung des ^8Be zu bestimmen, wur-

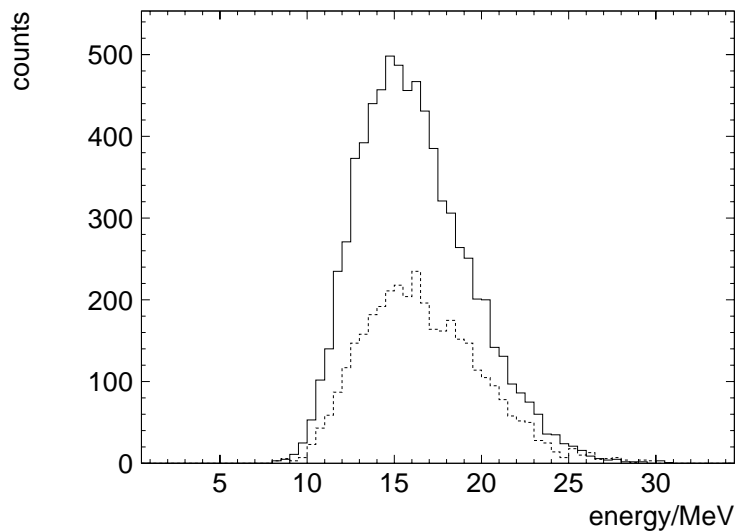


Abb. 3.37: Energiespektrum der α -Teilchen, die gegenüberliegende PIN-Diodenarrays treffen bei der Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$. Durchgezogene Linie: Teilchen die im Koinzidenzzeitfenster liegen (einschließlich Untergrund). Gestrichelte Linie: Energieverteilung des Untergrunds, bestimmt aus der Energieverteilung von Teilchen, die nicht innerhalb des Koinzidenzzeitfensters liegen.

de zunächst in einer Simulation die erwartete Energieverteilung für α -Teilchen, unter der Annahme berechnet, daß ^8Be mit einer mittleren Energie von 20 MeV und einer Halbwertsbreite der Verteilung von ebenfalls 20 MeV entsteht. Diese Annahme erscheint aufgrund der Systematik der mittleren Energien und Halbwertsbreiten anderer Be-Isotope gerechtfertigt[bau92, goen00].

In Abbildung 3.40 ist das Ergebnis dieser Simulation dargestellt. Die Abschneidefunktion bei kleinen Energien aufgrund der Triggerschwelle der Elektronik und dem Energieverlust in den Abschirmfolien ist berücksichtigt. Als durchgezogene Linie sind alle α - α -Ereignisse gezeigt, die von den PIN-Dioden registriert werden, als gestrichelte Linie nur solche, bei denen die beiden α -Teilchen verschiedene PIN-Dioden treffen. Nur die letzteren Ereignisse können auch im Experiment als quaternär erkannt werden. Treffen zwei α -Teilchen gleichzeitig dieselbe PIN-Diode, wird das als ein einziges Teilchen höherer Energie interpretiert. Die Form der beiden Verteilungen in Abbildung 3.40 ist deutlich verschieden. Daher muß die gemessene Verteilung noch darauf korrigiert werden, daß Doppeltreffer der gleichen Diode unterdrückt werden. Der Unterdrückungsfaktor ist dabei energieabhängig, da mit höheren ^8Be Energien der Relativwinkel zwischen den Aufbruchteilchen kleiner und damit die Chance größer wird, daß beide α -Teilchen dieselbe Diode treffen.

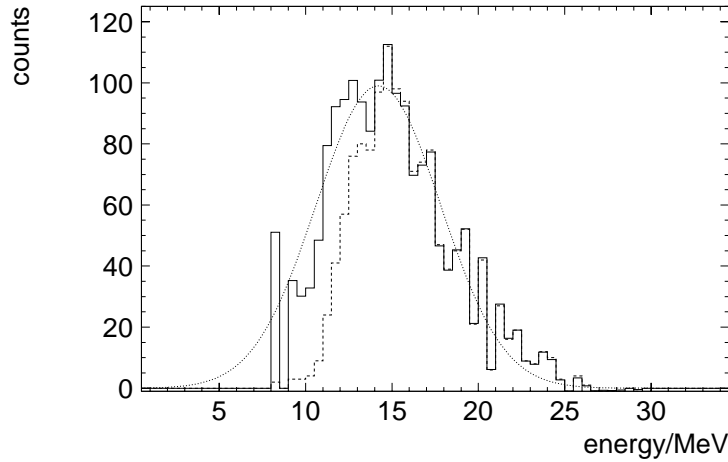


Abb. 3.38: Das gestrichelte Histogramm zeigt die Energieverteilung der α -Teilchen, die gegenüberliegende PIN-Diodenarrays treffen nach Abzug des Untergrundes bei der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$. Das durchgezogene Histogramm zeigt dieselbe Verteilung, multipliziert mit einem energieabhängigen Korrekturfaktor, um die niedrigere Ansprechwahrscheinlichkeit der PIN-Dioden bei kleineren Energien auszugleichen. Zusätzlich ist an das korrigierte Spektrum eine Gaußkurve angefitet.

In Abbildung 3.41 ist die gemessene Energieverteilung (gestrichelte Linie) zusammen mit der korrigierten Energieverteilung (durchgezogene Linie) für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ wiedergegeben.

Korrigiert wurde dabei zum einen der Anteil der α - α -Koinzidenzen, die wie eben diskutiert die gleiche PIN-Diode treffen. Zum anderen wurde in die Meßdaten eingerechnet, daß die PIN-Dioden niederenergetische Teilchen nur noch mit kleinerer Wahrscheinlichkeit nachweisen können. Die Korrektur wurde aber nur oberhalb von 13 MeV durchgeführt. Der Korrekturfaktor für kleinere Energien ist sehr groß und nicht ausreichend genau bestimmbar, um dort noch auswertbare Ergebnisse zu bekommen.

An die so erhaltenen Daten wird wiederum eine Gaußkurve im Bereich von 13.5 bis 25 MeV angefitet. Man erhält für die α -Teilchen, die aus dem Zerfall des ^8Be stammen bei der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ damit eine mittlere Energie von 9.0 MeV und für $^{235}\text{U}(n, f)$ von 9.9 MeV. Die Halbwertsbreiten sind 8.9 MeV und 8.3 MeV, respektive.

Die so gewonnen Ergebnisse sind mit den aus der Systematik der Be-Isotope bekannten Daten verträglich. Sie sind jedoch mit einem sehr großen systema-

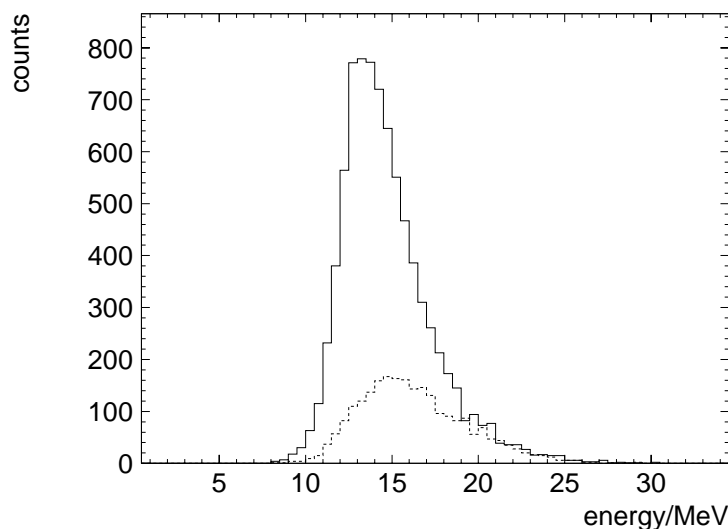


Abb. 3.39: Energiespektrum der α -Teilchen in der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$. Durchgezogene Linie: Energiespektrum für α - α -Koinzidenzen, die das selbe PIN-Diodenarray treffen; Gestrichelte Linie: Energiespektrum für α - α -Koinzidenzen, die gegenüberliegende Arrays treffen. Bei beiden Spektren ist der Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen nicht abgezogen.

tischen Fehler behaftet. Das liegt vor allem daran, daß das Ergebnis aus einer Anpassung einer Gaußverteilung an Daten folgt, die nur für hohe α -Energien größer als die mittleren Energie vorliegen. Zudem waren gerade in diesem Energiebereich energieabhängige Korrekturen nötig. Ein kleiner systematischer Fehler in diesen Korrekturen kann sehr große Auswirkungen auf das Ergebnis des Fits haben. Dennoch ist bemerkenswert, daß das α -Energiespektrum aus der von ^8Be vermittelten pseudoquaternären Spaltung im Vergleich zur echten quaternären Spaltung um 4 bis 6 MeV zu niedrigeren Energien hin verschoben ist.

Die Nachweisempfindlichkeit für α -Teilchen aus dem Aufbruch des ^8Be wird aus der Simulation gewonnen. Diese zeigt, daß aufgrund der zu niedrigen Energien hin verschobenen Verteilung nur mit 22% Wahrscheinlichkeit die beiden α -Teilchen des ^8Be in Koinzidenz detektiert werden.

Verlässlichere Werte für die Energieverteilung der α -Teilchen aus dem Zerfall von ^8Be sollten aus einer speziell darauf abgestimmten Messung gewonnen werden, die α -Teilchen mit Energien deutlich unterhalb von 8 MeV mit hoher Effizienz nachweisen kann. Entsprechende Experimente sind in Planung bzw. bereits durchgeführt, bislang allerdings mit unbefriedigender Statistik.

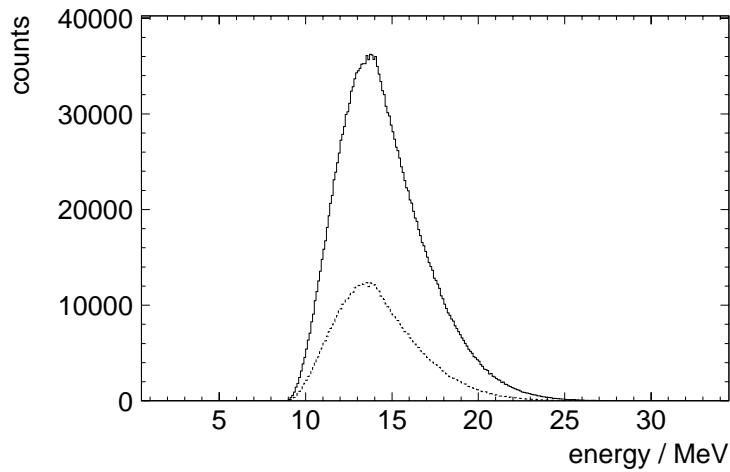


Abb. 3.40: Simulation der Energieverteilung von α -Teilchen, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen. Die Kurven zeigen die Energieverteilung aller α -Teilchen, die von den PIN-Dioden registriert werden. Die Abschneidefunktion bei kleinen Energien (siehe Text) ist berücksichtigt. Die durchgezogene Kurve steht für die Energieverteilung inklusive solcher α - α -Koinzidenzen, bei denen beide α -Teilchen die gleiche PIN-Diode treffen. Im Experiment können diese Ereignisse nicht als zwei Teilchen identifiziert werden. Die gestrichelte Linie gibt dann die Energieverteilung derjenigen Koinzidenzen wieder, die auch im Experiment beobachtet werden können.

3.11.4 Ausbeute der α - α -Koinzidenzen

Berücksichtigt man neben der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit noch die eben diskutierten Empfindlichkeiten der Dioden für α -Teilchen mit unterschiedlichen Energieverteilungen, so kann man schließlich aus der Zahl der beobachteten Teilchen die Zahl der tatsächlich emittierten Teilchen berechnen und damit die Ausbeute für die Reaktionen bestimmen. Dabei muß insbesondere beachtet werden, daß nur solche Ereignisse als quaternäre Spaltung identifiziert werden können, bei denen die beiden α -Teilchen in verschiedenen Dioden beobachtet wurden. Wenn man für die echte quaternäre Spaltung annimmt, daß es keine Korrelation in der Energie der beiden α -Teilchen gibt, ist die Wahrscheinlichkeit, beide Teilchen zu beobachten, gerade das Quadrat der Wahrscheinlichkeit für ein α -Teilchen. Tabelle 3.10 faßt alle so berechneten Ausbeuten für α - α Koinzidenzen zusammen.

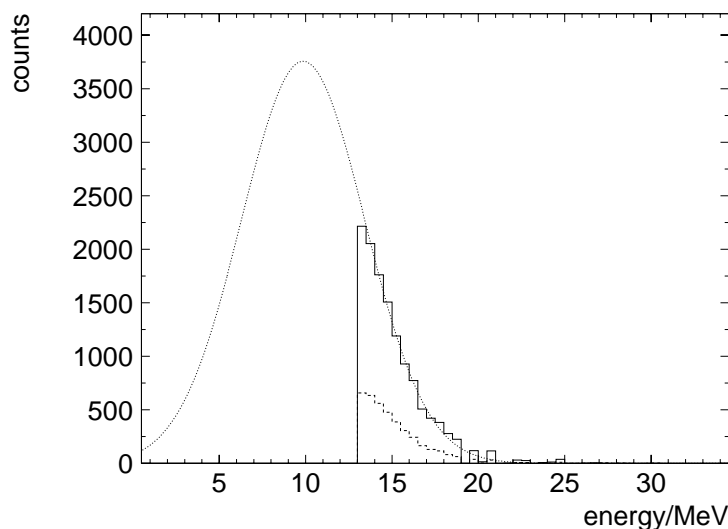


Abb. 3.41: Energieverteilung der α -Teilchen, die aus dem Aufbruch des ^8Be in zwei α -Teilchen stammen. Die gestrichelte Linie zeigt die gemessene Verteilung für die Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$, die aus der Differenz der beiden in Abbildung 3.39 gezeigten Verteilungen erhalten wird. Das durchgezogene Histogramm ist aus der gemessenen Verteilung mit der bekannten Empfindlichkeit der PIN-Dioden für verschiedene Energiebereiche hochgerechnet. Dazu ist eine an dieses Histogramm im Energiebereich von 13.5 bis 25 MeV angefitzte Gaußkurve eingezeichnet.

3.11.5 Korrelationen in der Energieverteilung

Die Korrelation der Energieverteilung der beiden in Koinzidenz beobachteten α -Teilchen ist in Abbildung 3.42 dargestellt. Im linken Teil der Abbildung ist die Verteilung der gemessenen Energien als Scatterplot für Ereignisse aufgetragen, bei denen beide α -Teilchen auf demselben PIN-Diodenarray registriert wurden, in der Verteilung auf der rechten Seite für Ereignisse, bei denen die beiden α -Teilchen auf gegenüberliegenden Arrays nachgewiesen wurden.

In Abbildung 3.43 ist auf der rechten Seite die Monte-Carlo Simulation der Energieverteilung der Ereignisse wiedergegeben, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen. Dabei wird angenommen, daß das ^8Be mit einer mittleren Energie von 20 MeV und einer Halbwertsbreite von 20 MeV entsteht. Der Vergleich zur Messung in der linken Hälfte der Abbildung macht zum einen deutlich, wie viele Ereignisse im unteren Energiebereich in der Messung abgeschnitten sind. Zum anderen ist die gemessene Verteilung auch breiter als die Simulation erwarten läßt. Gründe hierfür sind die Verschmierung der Energieverteilung durch unterschiedliche effektive Dicken des Targets und der Abschirmfolien je

Reaktion	beobachtete Ereignisse	mit Korrektur auf Raumwinkel	Korrekturfaktor für Energie	mit Korrektur auf Energie	Ausbeute rel. zu tern. α	Ausbeute rel. zu binär
α ternär						
$^{233}\text{U}(n, f)$	$3.38 \cdot 10^8$	$2.66 \cdot 10^9$	0.76	$3.5 \cdot 10^9$	1	$2.1 \cdot 10^{-3}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$7.93 \cdot 10^8$	$6.23 \cdot 10^9$	0.71	$8.8 \cdot 10^9$	1	$1.7 \cdot 10^{-3}$
α-α quaternär						
$^{233}\text{U}(n, f)$	$6.7 \cdot 10^2$	$4.9 \cdot 10^4$	0.76^2	$8.5 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$5.0 \cdot 10^{-8}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$1.3 \cdot 10^3$	$9.9 \cdot 10^4$	0.71^2	$2.0 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-8}$
α-α aus ^8Be						
$^{233}\text{U}(n, f)$	$2.9 \cdot 10^3$	$7.3 \cdot 10^4$	0.22	$3.3 \cdot 10^5$	$9.4 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-7}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$6.4 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^5$	0.22	$7.3 \cdot 10^5$	$8.3 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 3.10: Ausbeuten relativ zur Ausbeute von α -Teilchen und zur binären Spaltung für die quaternäre Spaltung und für ^8Be für ^{233}U und ^{235}U als Target. Die Ausbeute der ternären α -Teilchen relativ zur binären Spaltung ist [iaea00] entnommen. Die systematischen Fehler in den Endausbeuten werden zu $\pm 20\%$ abgeschätzt. Die statistischen Fehler sind dagegen vernachlässigbar.

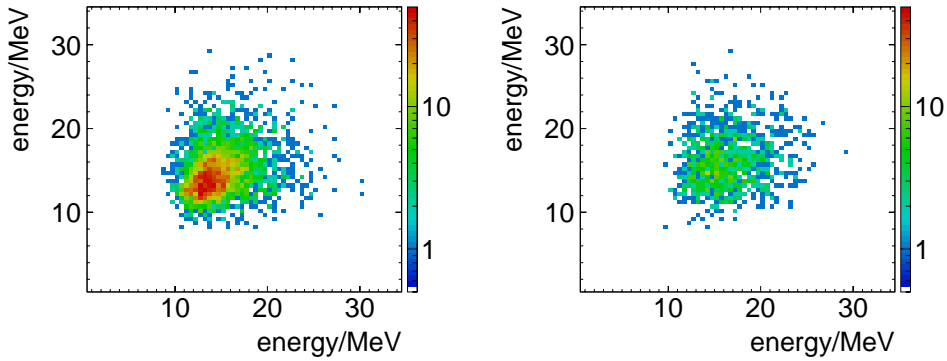


Abb. 3.42: Links ein Scatterplot der Energieverteilung der beiden koinzidenten α -Teilchen in der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$, für alle Ereignisse, bei denen das selbe Array von beiden Teilchen getroffen wurde. Rechts dasselbe Bild für Ereignisse, bei denen die Teilchen auf gegenüberliegende Arrays nachgewiesen wurden.

nach Emissionsrichtung der Teilchen. Vor allem aber sind in der Simulation Beiträge des Zerfalls angeregter Zustände von ^8Be nicht mitberücksichtigt.

3.11.6 Energieverteilung des ^8Be

Aus den gemessenen Energieverteilungen der α -Teilchen, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen, kann man auf dessen Energieverteilung zurückrechnen. Die

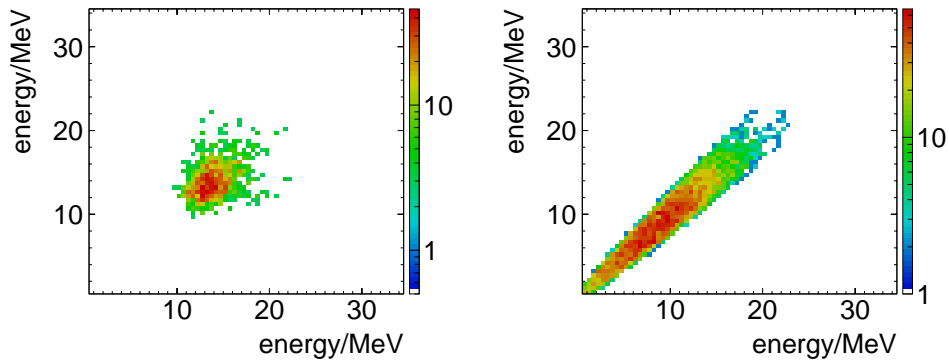


Abb. 3.43: Links: Scatterplot der gemessenen Energieverteilung bei der Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ von Ereignissen, bei denen beide α -Teilchen das gleiche PIN-Diodenarray treffen. Der Untergrund aus zufälligen und quaternären Ereignissen ist abgezogen. Kanäle mit zwei oder weniger Ereignissen sind unterdrückt. Rechts: Monte-Carlo Simulation der Energieverteilung der beiden koinzidenten α -Teilchen, die aus dem Zerfall von ^8Be stammen.

mittlere Energie von ^8Be ist die Summe aus den beiden mittleren Energien der α -Teilchen, abzüglich der im Zerfall freiwerdenden Energie. Diese ist jedoch beim Zerfall des Grundzustands vernachlässigbar klein. Damit erhält man für das ^{233}U -Target eine mittlere Energie für ^8Be von 17.9 MeV und für das ^{235}U -Target von 19.9 MeV.

Für die Bestimmung der Halbwertsbreiten muß die Korrelation zwischen den Energieverteilungen der beiden α -Teilchen mit berücksichtigt werden. Dann gilt

$$\sigma_{^8\text{Be}}^2 = 2 \cdot \sigma_{\alpha}^2 + 2 \cdot \text{cov} = 2 \cdot (1 + \rho) \cdot \sigma_{\alpha}^2,$$

wobei cov die Kovarianz der Verteilung, ρ den Korrelationskoeffizienten der Verteilung und $\sigma_{^8\text{Be}}$ bzw σ_{α} die Varianz der ^8Be bzw α -Verteilungen angibt.

Aus der Monte-Carlo Simulation erhält man einen Korrelationskoeffizient von $\rho = 0.93$. Damit berechnen sich dann aus den experimentellen Werten für σ_{α} Halbwertsbreiten für die primäre Energieverteilung des ^8Be von 17.4 MeV für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ und 16.3 MeV für $^{235}\text{U}(n, f)$. Diese Werte sind mit der Erwartung aus der Systematik für andere ternäre Teilchen verträglich, die als Ausgangsbasis für die oben diskutierte Computersimulationen verwendet wurden.

Die ersten beiden Momente der Energieverteilungen für die α -Teilchen aus verschiedenen Reaktionsmechanismen und für ^8Be sind in Tabelle 3.11 zusammengestellt. Die Resultate aus den beiden untersuchten Prozessen, $^{233}\text{U}(n, f)$ und

Reaktion	mittlere Energie \bar{E}	Halbwertsbreite (FWHM)
α ternär		
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$15.7 \pm 0.3 \text{ MeV}$	$9.8 \pm 0.3 \text{ MeV}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$15.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$	$9.8 \pm 0.3 \text{ MeV}$
α quaternär		
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$14.2 \pm 0.8 \text{ MeV}$	$8.5 \pm 0.8 \text{ MeV}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$13.8 \pm 0.8 \text{ MeV}$	$9.4 \pm 0.8 \text{ MeV}$
α aus ^8Be		
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$9.0 \pm 1.0 \text{ MeV}$	$8.9 \pm 1.0 \text{ MeV}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$9.9 \pm 1.0 \text{ MeV}$	$8.3 \pm 1.0 \text{ MeV}$
^8Be		
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$17.9 \pm 2.0 \text{ MeV}$	$17.4 \pm 2.0 \text{ MeV}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	$19.9 \pm 2.0 \text{ MeV}$	$16.3 \pm 2.0 \text{ MeV}$

Tabelle 3.11: Mittlere Energien und Halbwertsbreiten der α -Teilchen für ternäre und quaternäre Spaltung und für ^8Be in den Reaktionen $^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ und $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$.

$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$, weisen keine signifikanten Unterschiede auf. Wie schon bemerkt, ist vor allem auffallend, daß die mittlere Energie der α -Teilchen aus dem ^8Be Zerfall um 4 bis 6 MeV niedriger ist als für α -Teilchen aus ternärer oder „echter“ quaternärer Spaltung. Dies unterstreicht die unterschiedlichen Entstehungsmechanismen der α -Teilchen.

3.12 α -Triton Koinzidenzen und $^7\text{Li}^*$

Wie bei den quaternären α - α Koinzidenzen denkt man auch bei den α -Triton Koinzidenzen zunächst einmal an einen echten quaternären Prozeß, bei dem simultan zu den beiden schweren Spaltfragmenten noch ein α -Teilchen und ein Triton entstehen. Aber es stellt sich gleich die Frage, ob nicht analog zum ^8Be bei den α - α Ereignissen auch bei den α -Triton Ereignissen der Zerfall eines ternären Teilchens den quaternären Prozess im Experiment vortäuschen kann. Das fragliche Isotop hierfür ist ^7Li . Im Grundzustand ist ^7Li stabil, aber der 2. angeregte Zustand bei $E^* = 4.63 \text{ MeV}$ [ajz88] ist teilcheninstabil und bricht in α und Triton auf. Der Q -Wert hierfür ist $Q = 2.162 \text{ MeV}$. Die Halbwertszeit ist mit $T_{1/2} = 4.9 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ vergleichbar zur Beschleunigungszeit des $^7\text{Li}^*$ im Coulombfeld der Fragmente, da in dieser Zeit $^7\text{Li}^*$ bereits ca. 90% seiner ki-

netischen Energie von im Mittel $\bar{E} = 15.5$ MeV[wage91] erreicht haben sollte. Die angegebenen Energien und Zeiten machen klar, daß α -Teilchen und Tritonen aus dem Aufbruch dieses Zustandes so gut wie keine Chance haben mit großem Relativwinkel gegenüberliegende Diodenfelder der vorliegenden Detektoranordnung zu erreichen. Vielmehr sind die Bruchstücke aus dem Zerfall des ${}^7\text{Li}^*$ kinematisch fokussiert und schlagen praktisch alle auf ein und dasselbe Diodenarray auf. Dagegen unterliegen α -Teilchen und Tritonen aus der echten quaternären Spaltung nicht dieser Einschränkung. Da aber die Besetzung noch höher angeregter ${}^7\text{Li}^*$ -Zustände (mit u.U. sehr kurzen Lebensdauern) in der Niederenergiespaltung außer Betracht bleiben kann, liegt bei den α -Triton Koinzidenzen die günstige Situation vor, daß α -Triton Koinzidenzen gegenüberliegender Diodenfelder so gut wie ausschließlich der echten quaternären Spaltung zuzuordnen sind. Die von einem ternären ${}^7\text{Li}^*$ vermittelten α -Triton Ereignisse findet man — nach Abzug von zufälligen und echten quaternären Koinzidenzen — aus den Zählraten ein und desselben Diodenfeldes. Die einzige Annahme, die für die Auswertung hierbei eingeht ist, daß in der echten quaternären Spaltung zwischen den Emissionsrichtungen von α -Teilchen und Tritonen keine Korrelation in den Azimuthwinkeln besteht.

Eine Monte-Carlo Simulation für angeregte ${}^7\text{Li}^*$ -Kerne, die voll beschleunigt zerfallen, zeigt in der Tat, daß zu 99% die beiden Teilchen mit einem so kleinen Relativwinkel emittiert werden, daß sie das selbe PIN-Diodenarray treffen. Die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich aus der Simulation zu 2.1%.

Die Ereigniszahlen wurden bereits in den Tabellen 3.8 und 3.9 mitgeteilt. Es wurden untergrundbereinigt für das ${}^{233}\text{U}$ -Target 96 Ereignisse auf gegenüberliegenden Arrays beobachtet, für das ${}^{235}\text{U}$ -Target waren es 201 Ereignisse, von denen angenommen wird, daß sie aus der echten quaternären Spaltung mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 1.35% stammen.

Für das ${}^{233}\text{U}$ -Target sind 263 Ereignisse beobachtet worden, bei denen beide Teilchen das gleiche Array treffen, für das ${}^{235}\text{U}$ -Target waren es 661 Ereignisse. Wenn man hier annimmt, daß diese Treffer sich aus quaternären Ereignissen und Zerfällen von ${}^7\text{Li}$ zusammensetzen, wobei die Zahl der quaternären Ereignisse auf gleichen und gegenüberliegenden Arrays gleich groß sein sollte, bleiben für ${}^{233}\text{U}$ 167 Ereignisse aus dem Zerfall von ${}^7\text{Li}$ -übrig, und für ${}^{235}\text{U}$ 460 Ereignisse.

Abbildung 3.44 zeigt für die Reaktion ${}^{233}\text{U}(n, f)$ die Energieverteilungen der

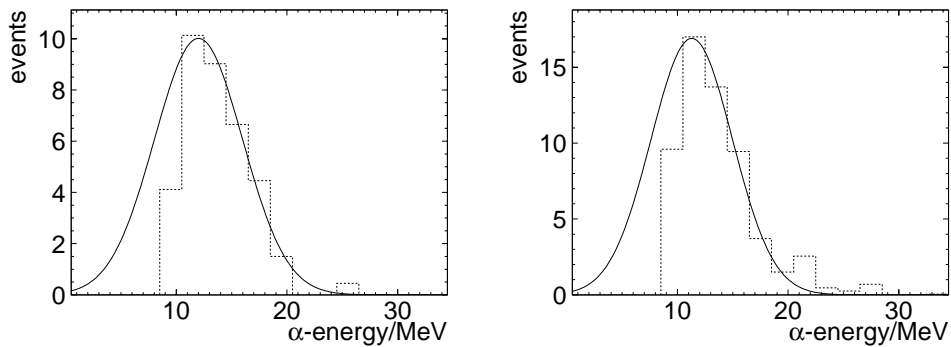


Abb. 3.44: Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$

Links: Energieverteilung der α -Teilchen aus α -Triton Koinzidenzen, bei denen die beiden Teilchen gegenüberliegende Arrays getroffen haben.

Rechts: Energieverteilung der α -Teilchen von α - α Koinzidenzen, bei denen die beiden Teilchen dasselbe Array getroffen haben.

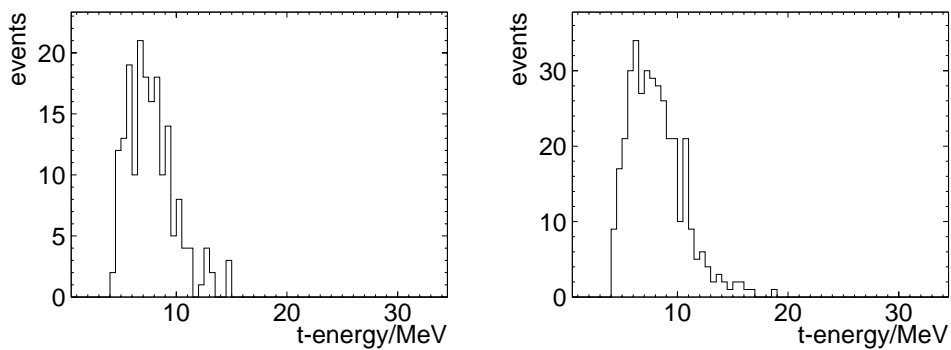


Abb. 3.45: Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$

Links: Energieverteilung der Tritonen aus α -Triton Koinzidenzen, bei denen die beiden Teilchen gegenüberliegende Arrays getroffen haben.

Rechts: Energieverteilung der Tritonen von solchen Ereignissen, bei denen die beiden Teilchen dasselbe Array getroffen haben.

α -Teilchen aus dem α -Triton Zerfall, wobei im Schaubild auf der linken Seite Ereignisse eingetragen sind, bei denen das α -Teilchen und das Triton gegenüberliegende Arrays treffen, und auf der rechten Seite diejenigen Ereignisse, bei denen beide Teilchen auf demselben Array nachgewiesen werden.

Die angefitzten Gaußkurven liefern eine mittlere α -Energie von 12.0 MeV für gegenüberliegende Arrays und 11.3 MeV für das selbe Array. Die Halbwertsbreiten sind entsprechend 9.4 MeV und 8.7 MeV.

Die Energieverteilung der Tritonen ist schwer zu beurteilen. In Abbildung 3.45

sind die Energieverteilungen der Triton-Ereignisse links für Treffer von gegenüberliegenden Arrays und rechts für Treffer auf demselben Array dargestellt. Es wurden nur sehr wenige Ereignisse registriert, bei denen das Triton eine derjenigen Dioden getroffen hat, die die Trennung der Tritonen von den anderen Wasserstoff-Isotopen über die $\Delta E-E$ Methode erlaubt. Das fragliche Teilchen muß zudem noch eine ausreichend große Energie haben, um noch die hintere Diode zu erreichen. Die mittlere Triton Energie wird hier mit allem Vorbehalt auf 6 ± 1 MeV geschätzt, mit einer Halbwertsbreite von etwa 5 MeV.

Aus dem geschilderten Grund kann bei den meisten registrierten Doppelergebnissen nicht zwischen den Wasserstoffisotopen diskriminiert werden. Aus der ternären Spaltung ist aber bekannt, daß Tritonen mit etwa 75% die am häufigsten vorkommenden Wasserstoffisotope sind. Dieses Verhältnis sollte bei den echten quaternären Ereignissen nicht wesentlich anders sein.

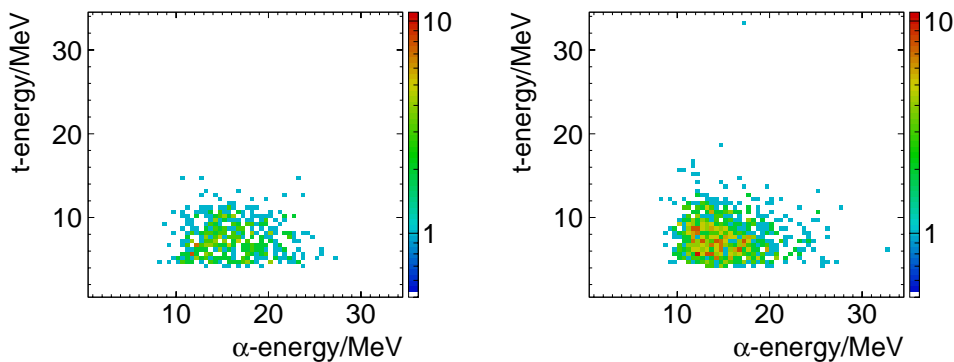


Abb. 3.46: Scatterplot der Energieverteilung der α -Triton Koinzidenzen bei der Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$.

Links: Ereignisse, bei denen beide Teilchen verschiedene Arrays getroffen haben.

Rechts: Ereignisse, bei denen beide Teilchen auf dem gleichen Array registriert wurden.

In Abbildung 3.46 ist ein Scatterplot der Energieverteilung der α -Triton Ereignisse dargestellt. In der linken Hälfte sind Ereignisse aufgenommen, bei denen beide Teilchen von unterschiedlichen Arrays registriert werden, in der rechten Hälfte der Abbildung sind es Ereignisse, bei denen beide Teilchen dasselbe Array treffen. Bei dem Vergleich der beiden Scatterplots lassen sich keine markanten Unterschiede erkennen.

Auch ist es sehr schwierig zu beurteilen, wie groß der Anteil von Tritonen ist, die bei der gegebenen Energieverteilung die Triggerschwelle der PIN-Diodenarrays überwinden und damit beobachtet werden können. Die Schwierigkeit liegt darin

Reaktion	beobachtete Ereignisse	mit Korrektur auf Raumwinkel	Korrekturfaktor für Energie und H-Isotope	mit Korrektur auf Energie und H-Isotope	Ausbeute rel. zu tern. α	Ausbeute rel. zu binär
quaternäre Spaltung in α und Triton						
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	96	$7.11 \cdot 10^3$	0.66	$1.07 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^{-6}$	$6.4 \cdot 10^{-9}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	201	$1.49 \cdot 10^4$	0.66	$2.24 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$4.2 \cdot 10^{-9}$
α-Triton Koinzidenzen aus $^7\text{Li}^*$						
$^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	167	$7.95 \cdot 10^3$	0.66	$1.19 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^{-6}$	$7.0 \cdot 10^{-9}$
$^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$	460	$2.19 \cdot 10^4$	0.66	$3.29 \cdot 10^4$	$3.7 \cdot 10^{-6}$	$6.3 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 3.12: Ausbeuten relativ zur Ausbeute von α -Teilchen und zur binären Spaltung für die quaternäre Spaltung in Tritonen und α -Teilchen und für ^7Li für ^{233}U und ^{235}U -Targets. Die Ausbeute der ternären α -Teilchen relativ zur binären Spaltung ist [iaea00] entnommen. Der Gesamtfehler der Endausbeuten (systematisch und statistisch) beträgt konservativ abgeschätzt 30%.

begründet, daß die Schwellen für Tritonen bzw. allgemeiner Wasserstoffisotope nicht mit den Schwellen für α -Teilchen identisch sind. Die Zahl der beobachteten Ereignisse andererseits ist so klein, daß es nicht möglich ist, hier einen verlässlichen Fit zu machen.

Für die Berechnung sowohl der echten quaternären Ausbeute wie der durch ein intermediäres $^7\text{Li}^*$ vorgetäuschten quaternären Spaltung wird angenommen, daß die Dioden aufgrund der Energieabschneidefaktoren 50% der α -Triton Ereignisse sehen, und daß 25% der beobachteten Ereignisse von Koinzidenzen von α -Teilchen mit Protonen und Deuteronen stammen. Tabelle 3.12 faßt die damit bestimmten Ausbeuten zusammen.

Kapitel 4

Diskussion

4.1 Asymmetrien in der Kernspaltung

In diesem Experiment ist erstmalig in den Reaktionen $^{233}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ und $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ ein unerwartet großer Erwartungswert einer Korrelation aus Neutronenspin $\hat{\sigma}$, Emissionsrichtung des leichten Spaltfragments $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ und Emissionsrichtung des ternären Teilchens $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}$

$$\hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}]$$

gemessen worden. Man kann diese Korrelation auch mathematisch äquivalent schreiben als

$$\hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}] \equiv \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}} \times \hat{\sigma}] \equiv \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}} \cdot [\hat{\sigma} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}].$$

Anschaulich kann man sich diese Korrelation beispielsweise als Asymmetrie in der Emissionsrichtung der leichten Fragmente relativ zu einer aus der Emissionsrichtung der ternären Teilchen und des Spins aufgespannten orientierten Ebene, bzw. als Asymmetrie in der Emissionsrichtung der ternären Teilchen relativ zu einer aus der Emissionsrichtung der leichten Fragmente und der Richtung des Spins aufgespannten orientierten Ebene vorstellen.

Der Korrelationskoeffizient D als Maß für die Stärke der Korrelation hat für die Spaltung ^{233}U ein negatives und für ^{235}U ein positives Vorzeichen. Ein negatives (positives) Vorzeichen bedeutet anschaulich, daß (siehe Schema 2.1) für einen Neutronenstrahl mit positiver Helizität (d.h. der Spin der Neutronen zeigt in Flugrichtung) ein leichtes Spaltfragment, das in Neutronenflugrichtung

	α -Teilchen	Tritonen
$^{233}\text{U}(n, f)$	$(-2.52 \pm 0.14) \cdot 10^{-3}$	$(-1.99 \pm 0.63) \cdot 10^{-3}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$(+0.83 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$	$(+0.60 \pm 0.41) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.1: Ergebnisse für den Korrelationskoeffizienten D in den Reaktionen $^{233}\text{U}(n, f)$ und $^{235}\text{U}(n, f)$ für α -Teilchen bzw. Tritonen als ternäre Teilchen.

gesehen nach links fliegt, bevorzugt von einem ternären Teilchen begleitet wird, das nach unten (oben) fliegt.

Beide Targets zeigen einen Effekt in vergleichbarer Größenordnung, wobei der Absolutwert für das ^{233}U -Target größer ist. Zusammen mit den in der Auswertung besprochenen Korrekturen ist der Endwert, mit einem linearen Fit über alle Energien der ternären Teilchen gemittelt, in Tabelle 4.1 dargestellt. Im Rahmen der angegebenen Fehlerschranken hat der Korrelationskoeffizient für α -Teilchen und Tritonen als ternäre Teilchen dieselbe Größe. Ebenso konnte keine Abhängigkeit vom Massensplit der Spaltfragmente im Rahmen der Statistik beobachtet werden. Dagegen hat die Auswertung gezeigt, daß die Größe der Korrelation empfindlich von der Energie der ternären Teilchen abhängt.

Ein Vergleich dieser Beobachtungen mit der Paritätsverletzung in der Kernspaltung läßt Schlüsse auf den Ursprung des Effektes zu.

Mit derselben Detektoranordnung wie für die Korrelationsexperimente konnten die Ergebnisse für die bisherigen Messungen der Paritätsverletzung in der ternären Kernspaltung (PNC) bestätigt [goen94] und zum ersten Mal auch der Gang des PNC-Effektes mit der ternären Teilchenenergie gemessen werden.

Interessant ist die Tatsache, daß der PNC-Effekt — im Gegensatz zur Tripel-Korrelation — nicht, bzw. wenn dann nur schwach von der Energie der ternären Teilchen abhängig ist. Das ist ein starker Hinweis darauf, daß die beiden Effekte verschiedene physikalische Ursachen haben.

Vom PNC-Effekt ist bekannt, daß er im Compound-Kern durch Überlagerung von Niveaus mit entgegengesetzter Parität entsteht. Die Größe der meßbaren Paritätsverletzung wird aber dazuhin wesentlich durch die Eigenschaften der Übergangszustände am Sattelpunkt mitbestimmt [flam80, sush81, bun83]. Diese Aussage der Theorie ist entscheidend für die Interpretation des hier nochmals bestätigten experimentellen Befundes, daß nämlich die Größe der Paritäts-

verletzung in der binären und ternären Spaltung gleich groß sind. Würde die Entscheidung zwischen binärer oder ternärer Spaltung schon im Compoundkern oder am Sattelpunkt getroffen, sollte der Kern dort je nach Spaltmodus (binär/ternär) über unterschiedliche Übergangszustände gehen, und damit zu unterschiedlichen Werten für die PNC-Asymmetrie führen. Das wird nicht beobachtet. Dies läßt den Schluß zu, daß das ternäre Teilchen erst später im Spaltprozess, d.h. in der Nähe des Szisionspunktes geboren wird.

Diese Feststellung vermag auch zu erklären, warum in den vorliegenden Experimenten kein Gang des PNC-Effektes mit der Energie des ternären Teilchens gesehen wurde. Offensichtlich ist die Emission der ternären Teilchen abgekoppelt vom Ablauf der Spaltung bis zum Sattelpunkt.

Ähnliche Argumente gelten für die Links-Rechts Asymmetrie. Wie der PNC-Effekt ist auch die Links-Rechts Asymmetrie der Spaltfragmente für binäre und ternäre Spaltung gleich groß und beim letzteren Zerfallsmodus unabhängig von der Energie des ternären Teilchens. Dies ist nicht überraschend, wenn man bedenkt, daß wie der PNC-Effekt auch die Links-Rechts Asymmetrie im Compoundkern angelegt wird.

Das Experiment hat ferner gezeigt, daß die Tripel-Korrelation zwar von der Energie der ternären Teilchen, nicht aber vom Winkel der ternären Teilchen relativ zu den Spaltfragmenten abhängt, also keine einfache Verschiebung der Emissionsrichtung des ternären Teilchens als Funktion des Neutronenspins ist. Dies schließt Erklärungsversuche aus, die von einer Spin-Bahn Kopplung zusätzlich zur Coulombkraft bei der Emission von ternären Teilchen ausgehen [bar99].

Ein möglicher Ansatzpunkt zur Erklärung der Tripel-Korrelation hat davon auszugehen, daß die ternären Teilchen erst am Szisionspunkt auftauchen, und auch die Korrelation erst in diesem letzten Stadium der Spaltprozesses sich ausbildet. Nur so kann man erwarten, die Abhängigkeit der Korrelation von der Energie der ternären Teilchen in den Griff zu bekommen.

Es erhebt sich dann sofort die Frage, welche Szisionskonfiguration zu einer ternären Spaltung führt. Geht man von den Vorstellungen aus, die sich beim Studium der ternären Spaltung in den letzten Jahren herauskristallisiert haben, so setzen sich die ternären Teilchen aus den Nukleonen des Halses zusammen, der sich kurz vor der Szision bei einer hantelförmigen Deformation des Kerns ausbildet. Die beiden Hantelkörper stellen die Prä-Fragmente der binären Spaltung dar. Für die binäre Spaltung reißt der Hals an einer einzigen Stelle, wobei

der Ort des Risses längs des Halses einer nicht sehr gut bekannten Verteilung genügt („random neck rupture“-Modell [bro90]). Je nach Lage des Risses verschmelzen mehr oder weniger viele Halsnukleonen mit dem einen oder anderen Primärfragment unter Bildung der dem Experiment zugänglichen primären Spaltfragmente.

Die ternäre Spaltung fügt sich zwanglos in diese Vorstellung ein, wenn man nur annimmt, daß der Hals in einem kurzen Zeitfenster von ca. 10^{-21} s an zwei Stellen reißt. Die Nukleonen zwischen den beiden Rissstellen bilden das ternäre Teilchen, während die noch verbleibenden Halsnukleonen den beiden Primärfragmenten zugeschlagen werden. Interessant ist die experimentelle Beobachtung, daß sowohl in der binären wie in der ternären Spaltung magische Clusterkerne, und hier vor allem das doppelt magische ^{132}Sn , als Primärfragmente eine herausragende Rolle spielen.

Im nächsten Schritt ist zu diskutieren, wie der Einfang eines polarisierten und den Prozeß auslösenden Neutrons die ternäre Spaltung entlang den obigen Vorstellungen beeinflussen kann. Dabei ist zu allererst das markante Meßergebnis zu beachten, daß die Tripelkorrelation für die beiden untersuchten Uranisotope nicht nur betragsmäßig verschieden ist, sondern sogar ein unterschiedliches Vorzeichen hat. Es ist naheliegend anzusetzen, daß das Vorzeichen von der Polarisationsrichtung des Compoundkerns abhängt. Dessen Polarisation wird von den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten für den Einfang eines polarisierten Neutrons für Targetkerne, deren Kernspin parallel oder antiparallel zum Neutronenspin ist, bestimmt. Für einen Targetkern mit Spin I erhält man nach dem Einfang eines Neutrons mit der Polarisation P_n einen teilweise polarisierten Compoundkern mit der Polarisation

$$P(J^+) = \frac{2I + 3}{3(2I + 1)} \cdot P_n \quad (4.1)$$

für einen Einfang des Neutrons mit Spin parallel zum Kernspin ($J^+ = I + 1/2$) und

$$P(J^-) = -\frac{1}{3} \cdot P_n \quad (4.2)$$

für antiparallelen Kernspin mit $J^- = I - 1/2$. Zu beachten ist, daß diese beiden Polarisierungen des Compoundkerns entgegengesetzte Vorzeichen haben, d.h. das Vorzeichen der Polarisation des Compoundkerns hängt von der relativen Größe der Einfangsquerschnitte dieser beiden möglichen Orientierungen des Neutronenspins zum Kernspin ab. Bei gleicher Neutronenpolarisation können

also zwei verschiedene Compoundkerne durchaus entgegengesetzt polarisiert sein.

Die partiellen spinabhängigen Einfangsquerschnitte für thermische Neutronen sind zwar für ^{235}U gemessen, aber für ^{233}U bisher nicht bekannt. Somit kann auch nicht vorhergesagt werden, wie die Compoundkerne $^{234}\text{U}^*$ und $^{236}\text{U}^*$ relativ zueinander polarisiert sind. Das Ergebnis der in dieser Arbeit durchgeführten Messung, daß beide Kerne verschiedene Vorzeichen in der Korrelation zeigen, läßt vermuten, daß die beiden Compoundkerne entgegengesetzt polarisiert sind.

Ein erster quantitativer Erklärungsversuch[bun00, bun00b] der beobachteten Korrelation baut auf der Idee auf, daß das ternäre Teilchen, wenn es wie durch die experimentelle Anordnung vorgegeben, senkrecht zur Polarisation des Neutronenstrahls und senkrecht zur Spaltachse emittiert wird, eine Drehimpulsänderung im System parallel (oder antiparallel) zur Polarisationsrichtung des Compoundkerns verursacht, falls der Emissionsort des Teilchens nicht zufällig mit dem Massenmittelpunkt des auseinanderfliegenden Systems zusammenfällt.

Damit nimmt es aus dem System Drehimpuls heraus oder fügt ihm Drehimpuls hinzu. Dadurch erhöht oder erniedrigt in einem statistischen Modell die Emission des ternären Teilchens je nach Orientierung der beiden Drehimpulse zueinander die Zustandsdichte des Systems zum Zeitpunkt der Emission des ternären Teilchens, also — laut PNC Beobachtung — am Szisationspunkt.

Im einzelnen läuft die Argumentation folgendermaßen:

Betrachtet man zunächst nur den Fall für den Neutroneneinfang mit Neutronenspin parallel zum Kernspin (J^+), kann man die Wahrscheinlichkeit für die Neutronen induzierte ternäre Spaltung wie folgt schreiben:

$$W_{\text{n,tf}} = \pi\lambda^2 \frac{2(J^+ + 1)}{3(2I + 1)} \frac{\Gamma_n \Gamma_{\text{tot}}}{(E - E(J^+))^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2/4} \left[\omega_{\text{tf}} + P(J^+) \omega_{\text{tf}}^{\text{P}} \right]. \quad (4.3)$$

Dabei steht ω_{tf} und $\omega_{\text{tf}}^{\text{P}}$ für die Wahrscheinlichkeit der ternären Spaltung eines unpolarisierten bzw. polarisierten Compoundkerns und $P(J^+)$ die Polarisation des Compoundkerns. Der Ausdruck vor der Klammer gibt die Wahrscheinlichkeit $\sigma(J^+)$ für die Bildung des Compoundkerns an.

Die Wahrscheinlichkeit $\omega_{\text{tf}}^{\text{P}}$ für die ternäre Spaltung eines polarisierten Compoundkerns läßt sich in einem statistischen Modell mit einer drehimpul-

sabhängigen Zustandsdichte schreiben als

$$\begin{aligned}\omega_{\text{tf}}^{\text{P}} &\sim \rho(A, E^*, M) \sim \exp \left[2\sqrt{a(E^* - \hbar^2 M^2 / 2\mathcal{J})} \right] \\ &\approx \exp \left[2\sqrt{aE^*}(1 - \hbar^2 M^2 / 4\mathcal{J}E^*) \right].\end{aligned}\quad (4.4)$$

Hierbei ist E^* die Anregungsenergie, M die Drehimpulskomponente in Strahlrichtung und \mathcal{J} das Trägheitsmoment des Systems.

Wenn dann also ein abgestossenes ternäres Teilchen Drehimpuls ℓ_α parallel oder antiparallel zur Polarisation des Systems überträgt, so ist der Restdrehimpuls des Systems nach seiner Emission $M_f = M - \ell_\alpha$ oder $M_f = M + \ell_\alpha$. Die Emission des ternären Teilchens ändert also die Zustandsdichte des Systems, und es gilt:

$$\omega_{\text{tf}}^{P\uparrow} - \omega_{\text{tf}}^{P\downarrow} \approx \exp \left[2\sqrt{aE_f^*} \right] \cdot \frac{\hbar^2 M \ell_\alpha \sqrt{a}}{\mathcal{J} \sqrt{E_f^*}} \equiv \exp \left[2\sqrt{aE_f^*} \right] \cdot \Delta. \quad (4.5)$$

Die Zahl der Ereignisse für den Fall, daß der Drehimpuls ℓ_α des ternären Teilchens parallel zum Spin des polarisierten Systems steht, ist dann nach Entwicklung der Exponentialfunktion in Gleichung 4.4

$$N_{\text{par}} = N_0 \left[1 + P(J^+) \left(1 - \frac{\hbar^2 (M - \ell_\alpha)^2 \sqrt{a}}{\mathcal{J} \sqrt{E_f^*}} \right) \right] \quad (4.6)$$

und für ℓ_α antiparallel

$$N_{\text{anti}} = N_0 \left[1 + P(J^+) \left(1 - \frac{\hbar^2 (M + \ell_\alpha)^2 \sqrt{a}}{\mathcal{J} \sqrt{E_f^*}} \right) \right]. \quad (4.7)$$

Damit ergibt sich dann für den Korrelationskoeffizienten D

$$D = \frac{P(J^+)}{2[1 + P(J^+)]} \cdot \Delta \quad (4.8)$$

wobei Δ nach (4.5) wie folgt definiert ist:

$$\Delta = \frac{\hbar^2 M \ell_\alpha \sqrt{a}}{\mathcal{J} \sqrt{E_f^*}} \quad (4.9)$$

Eine erste Abschätzung geht von dem unrealistischen Fall aus, daß das ternäre Teilchen vor der Szision emittiert wird, also von einem deformierten Kern, dessen Masse gleich der des Compoundkerns ist.

Leider sind viele der Parameter aus (4.5) nicht genau bekannt. In [bun00b] wird deshalb nur versucht die Größenordnung des erwarteten Effekts abzuschätzen.

Als Zustandsdichte wird $a = A/8 \approx 30 \text{ MeV}^{-1}$ angenommen, für das Trägheitsmoment \mathcal{J} wird das halbe Trägheitsmoment eines ellipsoidähnlichen Körpers mit einer Deformation $\beta = 1.4$ verwendet. Aus Messungen ist bekannt, daß der vom ternären Teilchen übertragene Bahndrehimpuls etwa $\ell_\alpha \approx 1\hbar$ sein sollte. Als intrinsische Anregungsenergie des Systems wird ein Wert von $E_f^* = 6 \text{ MeV}$ als sinnvoll angesetzt. Nimmt man als Targetkern ^{233}U mit Spin $I = 5/2$ an, so erhält man mit diesen Annahmen für $J^+ = 3$ einen Wert

$$D(J^+) \approx +5.5 \cdot 10^{-3} \quad (4.10)$$

und für $J^- = 2$ einen Wert von

$$D(J^-) \approx -4.5 \cdot 10^{-3}. \quad (4.11)$$

Der wahre Wert sollte also in Abhängigkeit von den relativen Wirkungsquerschnitten $\sigma(J^\pm)$ irgendwo zwischen den groben Abschätzungen (4.10) und (4.11) liegen. Da zumindest die Größenordnung des berechneten Wertes für den Korrelationskoeffizienten mit dem Meßwert übereinstimmt, ist der Ansatz der Theorie ermutigend.

Für den realistischeren Fall, daß das ternäre Teilchen bei einem Doppelriß des Halses entsteht[rub88], wird die Abschätzung noch schwieriger. Hier kommt hinzu, daß nicht genau bekannt ist, wie der Spin J des Compoundkerns auf das leichte und schwere Fragment, J_1 und J_2 , und auf ihren Bahndrehimpuls ℓ_f zueinander aufgeteilt wird. Insgesamt muß aufgrund der Drehimpulserhaltung gelten:

$$J = J_1 + J_2 + \ell_f \quad (4.12)$$

Dieses Problem wurde schon in [bar88] behandelt. Dort werden Transmissionskoeffizienten $\mu_{11}(J_1)$ eingeführt, so daß für die Polarisierung der Fragmente gilt

$$P_1(J_1) = \mu_{11}(J_1)P(J). \quad (4.13)$$

Die Größe der Koeffizienten wird von verschiedenen Modellen auf den Bereich von -0.1 bis $+0.1$ abgeschätzt. Leider sind alle bisherigen Berechnungen nur für eine Polarisierung des Compoundkerns entlang der Spaltachse durchgeführt worden, und nicht für den im Experiment vorliegenden Fall, bei der die Polarisierung senkrecht zu dieser Achse steht. In [bun00b] wird deshalb zunächst davon ausgegangen, daß die Polarisierung des Compoundkerns sich gleichmäßig auf alle drei Komponenten des Drehimpulses verteilt, die rechter Hand in Gleichung (4.12) aufgeführt sind.

Die Idee für den Ursprung der Tripel-Korrelation bleibt die gleiche. In der Abschätzung wird die Zustandsdichte des Gesamtsystems durch das Produkt der Zustandsdichten der beiden Fragmente ersetzt. Weiter muß für den Drehimpulsübertrag bei Emission der ternären Teilchen ein Ansatz gemacht werden. In dem klassischen Halsrißmodell wird dabei angenommen, daß die beiden Halsrisse, die zum ternären Teilchen führen, nicht exakt zeitgleich erfolgen. Vielmehr wird argumentiert, daß z.B. der erste Halsriß nahe dem schweren Präfragment erfolgt und zunächst leichtes Präfragment und Halsnukleonen, die das zukünftige ternäre Teilchen ausmachen, zusammenbleiben. Der Drehimpuls wird in diesem Fall vom ternären Teilchen bevorzugt auf das leichte Fragment übertragen. Um die Polarisation des leichten Fragments, das nach der Annahme das ternäre Teilchen emittiert, zu bestimmen, wird der Koeffizient μ_{11} benutzt. Auch für die intrinsische Anregungsenergie E_f^* muß jetzt die Anregungsenergie des leichten Fragments E_{LF}^* verwendet werden. An dieser Stelle kommt nun die kinetische Energie der ternären Teilchen ins Spiel. Aus dem Experiment [heeg89] ist eine Antikorrelation zwischen der totalen Anregungsenergie TXE der Fragmente und der Energie des emittierten ternären Teilchens E_α in der Form

$$\text{TXE} = \text{TXE}_{\text{max}} - 0.4 \cdot E_\alpha \quad (4.14)$$

bekannt, wobei $\text{TXE}_{\text{max}} \approx 30$ MeV ist. Die gesamte Anregungsenergie des Systems setzt sich zusammen aus den Beiträgen des leichten (LF) und schweren (HF) Fragments:

$$\text{TXE} = E_{f,LF}^* + E_{f,HF}^* .$$

Es erhebt sich dann die Frage, ob die Anregungsenergien des schweren und des leichten Fragments unabhängig voneinander sind oder nicht. Je nach Annahme erhält man eine Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten D von der Energie des ternären Teilchens in der Form

$$D \sim 1/\sqrt{15 - 0.2 \cdot E_\alpha} \quad (4.15)$$

falls die Anregungsenergien des leichten und des schweren Fragments E_{LF}^* und E_{HF}^* korreliert sind, bzw.

$$D \sim 1/\sqrt{15 - 0.4 \cdot E_\alpha} \quad (4.16)$$

falls die beiden Anregungsenergien unabhängig voneinander variieren können. Aus Experimenten, die die Korrelation in den Neutronenemissionen aus den leichten und schweren Fragmenten studieren, ist bekannt, daß die Kovarianz in den Anregungsenergien der Fragmente nicht stark ausgeprägt ist.

Allerdings ist TXE in Gleichung 4.14 die totale Anregungsenergie der Fragmente, nachdem sich die Spaltfragmente getrennt haben und die Deformationsenergie der Fragmente am Szisionspunkt sich in innere Anregungsenergie umgewandelt hat. Die Energie TXE ist daher nicht die für ein statistisches Modell am Szisionspunkt maßgebende Anregungsenergie. Vielmehr ist nur die bereits am Szisionspunkt vorhandene intrinsische Anregungsenergie relevant.

Die mittlere Anregungsenergie $\langle E^* \rangle$ am Szisionspunkt in der binären Spaltung ist etwa $\langle E^* \rangle \approx 6 \text{ MeV}$ [goen91, rej00]. Man kann gemäß den weiter oben entwickelten Vorstellungen zum Verhältnis zwischen binärer und ternärer Spaltung annehmen, daß dieser Wert auch in der ternären Spaltung gültig ist und eine gaußähnliche Verteilung mit Anregungsenergien von minimal $E^* \approx 0 \text{ MeV}$ bis maximal $E^* \approx 12 \text{ MeV}$ zugrundeliegt. Bei einer extrem deformierten Szisionskonfiguration sollte die maximale Anregungsenergie von ca. $E^* = 12 \text{ MeV}$ auftreten und ternäre Teilchen mit kleiner Energie entstehen, während im Grenzfall der kompaktest möglichen Szision die Anregungsenergie nahe $E^* \approx 0 \text{ MeV}$ und ternäre Teilchen mit höchster Energie (bei α -Teilchen $E_{\alpha, \text{max}} \approx 30 \text{ MeV}$) emittiert werden sollten. Die Korrelation zwischen Anregungsenergie und Deformation am Szisionspunkt ist experimentell aus dem Gang des gerade-ungerade Effektes in den Fragmentladungen mit der kinetischen Energie der Fragmente bekannt [goen91].

Das ergibt eine Abhängigkeit für D in der Form

$$D \sim 1/\sqrt{12 - (12 \cdot E_\alpha)/30}. \quad (4.17)$$

Wie auch immer die genaue Abhängigkeit aussieht, ist die postulierte Energieabhängigkeit zumindest in der Tendenz in Übereinstimmung zu dem in der Messung gefundenen ansteigenden Absolutwert von D mit der Energie der ternären Teilchen. Für den zunächst betrachteten Fall der Emission des ternären Teilchens aus dem leichten Fragment erhält man für ^{233}U mit $J^+ = 3$ und $J_1 = 5$ bei Benutzung der theoretisch nicht unbedenklichen Beziehung (4.15)

$$D \approx -2 \cdot 10^{-3}$$

und für $J^- = 2$

$$D \approx +1 \cdot 10^{-3}.$$

Sollte (4.16) die realistischere Annahme sein, so vergrößern sich beide Werte um etwa einen Faktor 1.4. Abbildung 4.1 zeigt die gemessene Energieabhängigkeit

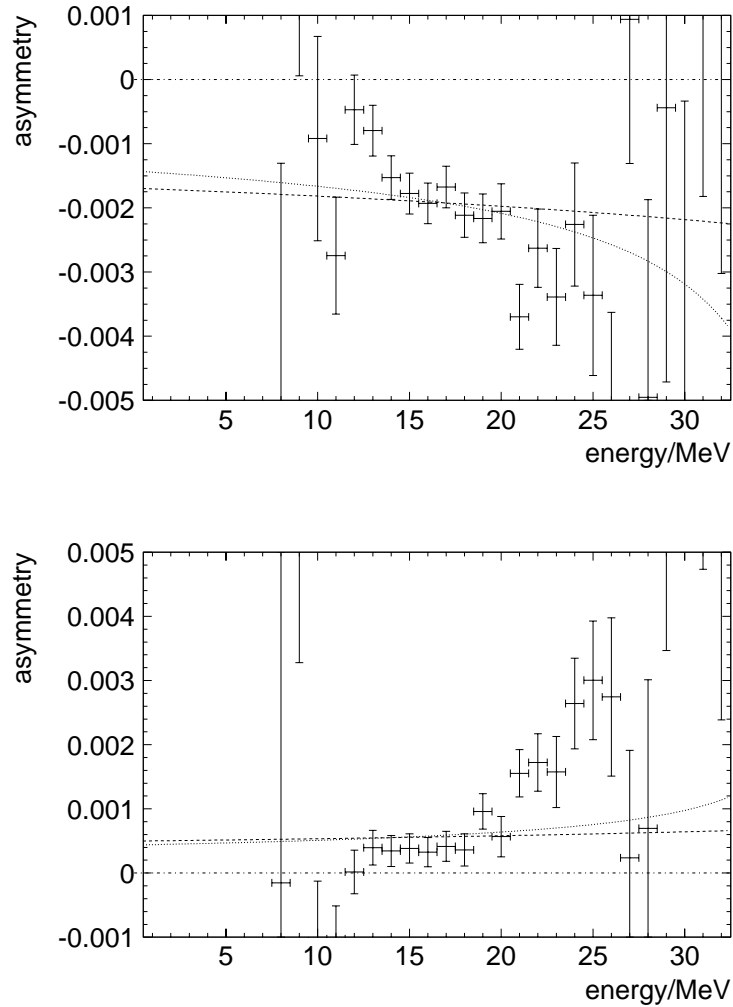


Abb. 4.1: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären α -Teilchen, oben für das ^{233}U -Target, unten für ^{235}U . Die flachere Linie zeigt einen Fit mit (4.15) und die steilere Linie mit (4.16).

des Tripelkoeffizienten D zusammen mit nach (4.15) und (4.16) gefitteten theoretischen Vorhersagen. Man kann nicht sagen, daß die Theorie das Experiment gut beschreibt.

In Abbildung 4.2 ist die gemessene Energieabhängigkeit von D zusammen mit einem Fit gemäß der im Ansatz theoretisch nahegelegten Beziehung (4.17) eingezeichnet. Dieser Fit liefert für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ einen Proportionalitätsfaktor von $(-4.26 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$ und für die Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$ einen Faktor

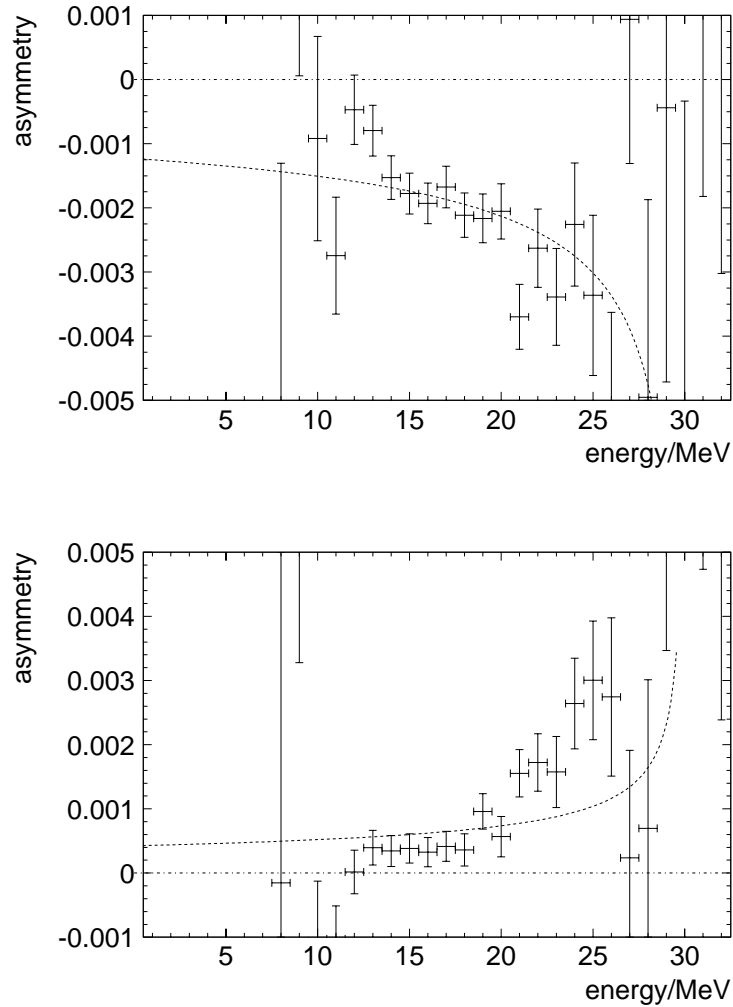


Abb. 4.2: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten D_{exp} von der Energie der ternären α -Teilchen, oben für das ^{233}U -Target, unten für ^{235}U . Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit mit (4.17).

von $(+1.47 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}$. Mit der bekannten Energieverteilung der ternären α -Teilchen und zusammen mit allen Korrekturen errechnet sich damit ein mittleres D von

$$D = (-2.56 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$$

für die Reaktion $^{233}\text{U}(n, f)$ und

$$D = (+0.87 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$$

für die Reaktion $^{235}\text{U}(n, f)$. Wie aus Abbildung 4.2 hervorgeht, ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie deutlich verbessert und zumindest für das ^{233}U -Target recht befriedigend.

Aus all diesen Überlegungen wird in [bun00b] für das ^{235}U -Target, bei dem die Werte für $\sigma(J^+ = 4)$ und $\sigma(J^- = 3)$ bekannt sind, ein Koeffizient der Tripelkorrelation von $D \approx -0.7 \cdot 10^{-3}$ erwartet, was gut mit der beobachteten Größenordnung übereinstimmt, jedoch ein umgekehrtes Vorzeichen im Vergleich zum Experiment hat.

Dieser Vorzeichenwechsel könnte damit erklärt werden, daß die Transmissionskoeffizienten μ von Gleichung 4.13 auch negativ sein können. Weiter hilft die Bemerkung, daß man zwar bei dem gut etablierten Halsrissmodell der ternären Spaltung bleibt, aber nicht wie Bunakov[bun00, bun00b] ansetzt, daß das Teilchen nach Abtrennung des schweren Fragments nur vom leichten Fragment emittiert wird. Vielmehr ist es realistischer anzunehmen, daß das ternäre Teilchen aus den Halsnukleonen des hantelförmig deformierten Kernes entsteht. Aufgrund der Massenasymmetrie der beiden Hantelkörper verschiebt sich der Schwerpunkt des Systems, der für den Drehimpulsübertrag maßgebend ist, gerade so, daß sich die Drehimpulsrichtung im Vergleich zum Ansatz von Bunakov herumdreht. Mit dieser Vorstellung wird daher das Vorzeichen des Korrelationskoeffizienten D richtig vorhergesagt.

Hier sind sicher noch weitere Begründungen und Verfeinerungen der Modellrechnung nötig. Insgesamt könnte der Ansatz aber eine erfolgsversprechende Erklärung für den im Experiment gefundenen Effekt sein. Aus dem Zusammenwirken von Theorie und Experiment gewinnt man also einen tieferen Einblick in den Mechanismus der Emission ternärer Teilchen in der Kernspaltung.

4.2 Quaternäre Spaltung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist für Reaktionen induziert durch kalte Neutronen sowohl die Ausbeute für echte als auch für pseudo quaternäre Spaltung mit vier geladenen Teilchen im Ausgangskanal von ^{233}U und ^{235}U als Target bestimmt worden. In der pseudoquaternären Spaltung wird zunächst ein ternäres Teilchen gebildet, das wie z.B. ^8Be oder der zweite angeregte Zustand von $^7\text{Li}^*$ teilcheninstabil ist. Diese Isotope werden in den Detektoren nach ihrem Zerfall als zwei geladene Teilchen nachgewiesen und imitieren somit ein quaternäres Spaltungereignis.

Die verwendeten Detektoren erlauben die Bestimmung der Energie der beiden leichten geladenen Teilchen, die in der quaternären Spaltung neben den beiden Spaltfragmenten entstehen. Weiterhin war es möglich, über die Signalanstiegszeit in den Detektoren zwischen α -Teilchen und Wasserstoff-Isotopen zu unterscheiden.

Es gibt in der Literatur nur eine Messung für die echte quaternäre Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen[kapo72]. Die dort angegebene Ausbeute für die quaternäre Spaltung beträgt $1 \cdot 10^{-7}$ bis $1 \cdot 10^{-6}$ relativ zur binären Spaltung. Relativ zur ternären Spaltung entsprechen diese Werte einer Ausbeute von $5 \cdot 10^{-5}$ bis $5 \cdot 10^{-4}$. Das ist um einen Faktor zwei bis zu einer Größenordnung höher als im vorliegenden Experiment beobachtet. Für $^{233}\text{U}(n, f)$ sind in der Literatur keine Daten zur quaternären Spaltung zu finden. Es sollte betont werden, daß Daten zur pseudoquaternären Spaltung in der vorliegenden Arbeit erstmalig angegeben werden.

Es gibt ferner Messungen zur Spontanspaltung von ^{252}Cf , die eine Ausbeute für die echte quaternäre Spaltung von $(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$ [kata73] sowie $(2.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$ [fomi97] relativ zur binären Spaltung angeben. Auch diese Ausbeute ist etwa um einen Faktor sechs bis zu mehr als einer Größenordnung höher als die im vorliegenden Experiment bestimmte Ausbeute von $5.0 \cdot 10^{-8}$ relativ zur binären Spaltung bei ^{233}U bzw. von $3.9 \cdot 10^{-8}$ bei ^{235}U als Target (siehe Tabelle 3.10). Allerdings ist bekannt, daß die ternäre Ausbeute im $^{252}\text{Cf}(sf)$ fast um den Faktor zwei größer als in den hier mit thermischen Neutronen untersuchten U-Isotopen ist. Der Faktor sechs für die quaternäre Spaltung, wenn man die neuere Messung [fomi97] zum Vergleich heranzieht, kommt daher nicht überraschend.

4.2.1 ^8Be -Ausbeute

In Tabelle 4.2 ist die in diesem Experiment ermittelte Ausbeute für ^8Be mit der Ausbeute für andere in der ternären Spaltung gemessene Be-Isotope verglichen. Das Isotop ^8Be paßt sich in seiner Ausbeute gut in die Verteilung der Be-Isotopenausbeute ein. In Abbildung 4.3 sind die Ausbeuten graphisch dargestellt.

4.2.2 ^7Li -Ausbeute

Vergleicht man die in diesem Experiment gemessene Ausbeute für die angeregten teilcheninstabilen Zustände von $^7\text{Li}^*$ mit den in anderen Experimenten

ternäres Teilchen	^{233}U	^{235}U
	Ausbeute / $Y(\alpha) \cdot 10^{-4}$	Ausbeute / $Y(\alpha) \cdot 10^{-4}$
^7Be	< 0.01	< 0.009
^8Be	0.94 ± 0.18	0.83 ± 0.17
^9Be	3.7 ± 0.8	3.12 ± 0.10
^{10}Be	43 ± 3	27.60 ± 0.11
^{11}Be	1.9 ± 1.0	2.36 ± 0.36
^{12}Be	1.1 ± 0.2	1.20 ± 0.08
^{14}Be	< 0.0011	$(3.4 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.2: Vergleich der Ausbeuten der verschiedenen Be-Isotope[bau92, köst00] mit der in diesem Experiment bestimmten Ausbeute für ^8Be . Die Ausbeuten sind alle relativ zu 10^4 α -Teilchen angegeben.

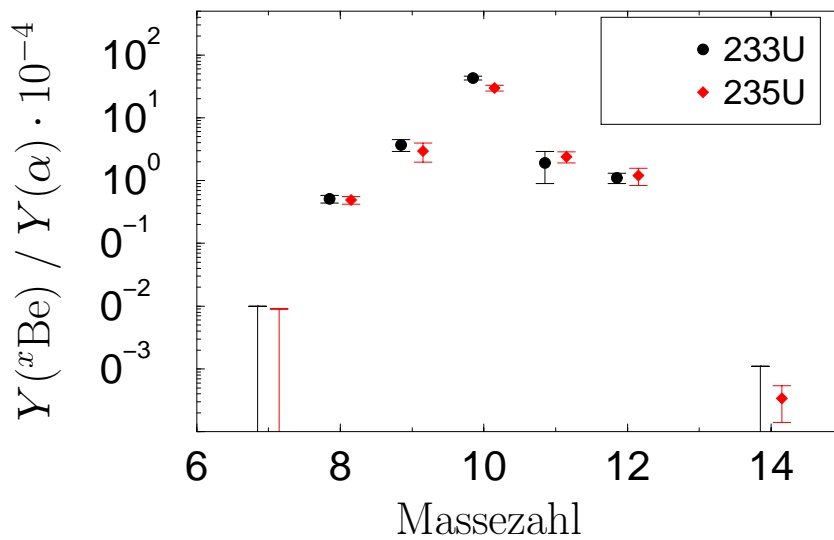


Abb. 4.3: Vergleich der Ausbeuten der verschiedenen Be-Isotope[köst00] mit der in diesem Experiment bestimmten Ausbeute für ^8Be . Die Ausbeuten sind alle relativ zu 10^4 α -Teilchen angegeben.

Target	${}^7\text{Li}$ Grundzustand	${}^7\text{Li}^*$	Anteil des angeregten Zustands
${}^{233}\text{U}$	(4.4 ± 1.3)	$(3.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-2}$	$(0.77 \pm 0.35)\%$
${}^{235}\text{U}$	(4.1 ± 0.3)	$(3.7 \pm 1.0) \cdot 10^{-2}$	$(0.90 \pm 0.25)\%$

Tabelle 4.3: Vergleich der in diesem Experiment bestimmten Ausbeuten für ${}^7\text{Li}^*$ mit der Ausbeute für den Grundzustand. Die Ausbeuten für den Grundzustand sind [wöst99, vor69] entnommen. Alle Ausbeuten sind relativ zu 10^4 α -Teilchen abgegeben.

bestimmten Ausbeuten für den Grundzustand, so zeigt sich daß bei beiden untersuchten Reaktion mit ${}^{233}\text{U}$ und ${}^{235}\text{U}$ als Targets der Anteil der angeregten ${}^7\text{Li}$ -Zustände weniger als 1% der Ausbeute des Grundzustandes darstellen. Tabelle 4.3 faßt diese Ergebnisse zusammen.

4.3 Ausblick

Es sind weitere Experimente zur Messung von Tripel-Korrelationen und Asymmetrien geplant bzw. in der Durchführung. Dabei ist zum einen vorgesehen, eine Reihe weiterer Spaltsysteme wie z.B. die Targetnukleide ${}^{239}\text{Pu}$ und ${}^{245}\text{Cm}$ zu untersuchen. Weiterhin ist auch interessant, wie die hier entdeckte Korrelation von der Neutronenenergie abhängt. Mit derselben Versuchsanordnung wie in dieser Arbeit kann ferner die binäre und ternäre Links-Rechts-Asymmetrie für Spaltfragmente genauer untersucht werden. Dazu wird der Neutronenspin im Versuchsaufbau nach Bild 2.1 in Richtung der Detektoren für die ternären Teilchen eingestellt.

Für weitere Untersuchungen im Bereich der pseudoquaternären Spaltung ist es wünschenswert, die Winkelverteilung der Vierfachkoinzidenzen auch bei kleineren Relativwinkeln der leichten Teilchen zueinander zu messen und damit den Aufbruch des ${}^8\text{Be}$ in zwei α -Teilchen genauer zu studieren. Außerdem könnte eine Analyse der Winkelkorrelation der beiden leichten Teilchen relativ zu den Spaltfragmenten weitere Aufschlüsse zum Reaktionsmechanismus geben.

Ein weiteres Experiment ist am ILL in Grenoble bereits durchgeführt worden. Dabei wurden zum einen auf einem der PIN-Diodenarrays die bereits vorhandenen $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Dioden durch einige $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Dioden ergänzt. Mit kleineren Dioden können engere Relativwinkel zwischen den LCP erfaßt

und damit insbesondere der Frage nach der Ausbeute des ^8Be nachgegangen werden. Zum anderen wurden die Detektoren für die Spaltfragmente durch ortsauflösende Vieldraht-Zähler (PSAC: Position Sensitive Avalanche Counters) ersetzt. Damit können die Impulse aller detektierten Teilchen wesentlich genauer bestimmt, und der Ort der Spaltung auf dem Target berechnet werden. Dies wird dann auch die genauere Bestimmung der Winkel zwischen quaternären Teilchen und Fragmenten erlauben. Damit sollten nicht zuletzt einige der in der bisherigen Auswertung gemachten Annahmen überprüft werden können.

Nicht unerwähnt sollte bleiben, daß in Russland vier unabhängige Theoriegruppen aus St. Petersburg, Dubna, Moskau und Voronezh sich mit der Interpretation der Tripelkorrelation in der ternären Spaltung befassen. Angeregt durch die vorliegenden Ergebnisse haben experimentelle Gruppen, ebenfalls in Russland, begonnen in anderen Reaktionen als der Spaltung nach Tripelkorrelationen zu suchen.

Zusammenfassung

In mehreren Experimenten am Hochflußreaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble ist eine Tripel-Korrelation in der ternären Kernspaltung von ^{233}U und ^{235}U mit kalten polarisierten Neutronen untersucht wurden. Die Korrelationsobservable ist

$$\hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}]$$

mit den Einheitsvektoren $\hat{\sigma}$ für den Neutronenspin, $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}$ für die Emissionsrichtung des leichten Spaltfragments und $\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}$ für die Emissionsrichtung des ternären Teilchens. Dabei ist der Koeffizient D in der Korrelation der Emissionsrichtungen von Spaltfragment und ternärem Teilchen

$$W(\hat{\sigma}, \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}}, \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}) d\Omega_{\text{pf}} d\Omega_{\text{pt}} \sim (1 + D \cdot (\hat{\sigma} \cdot [\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{LF}} \times \hat{\boldsymbol{p}}_{\text{TP}}])) d\Omega_{\text{pf}} d\Omega_{\text{pt}}$$

zum ersten Mal gemessen worden. Überraschenderweise wurde für beide untersuchten Targets (^{233}U und ^{235}U) ein von Null verschiedener Wert in der Größenordnung von 10^{-3} gefunden. Eine Korrelation der angegebenen Art verletzt rein formal die Zeitumkehrinvarianz, jedoch kann aus der Beobachtung einer solchen Korrelation nicht notwendigerweise auf eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz geschlossen werden.

Kontrollmessungen mit unpolarisierten Neutronen und Parallelmessungen zu weiteren paritätsverletzenden bzw. paritätserhaltenden Links-Rechts Asymmetrien von Spaltfragmenten und ternären Teilchen haben die Zuverlässigkeit der Meßapparatur bestätigt und schließen systematische Effekte als Ursache der Tripelkorrelation aus.

Die genauere Untersuchung der Korrelation ergibt zum einen, daß der Absolutwert der Asymmetrie mit wachsender Energie der ternären Teilchen ansteigt, und zum anderen daß die Asymmetrie sich nicht durch eine kleine Verschiebung der Emissionsrichtung des ternären Teilchens relativ zur Emissionsrichtung eines Fragments beschreiben läßt, sondern daß vielmehr die Bevorzugung einer

Raumhälfte in der Emission des ternären Teilchens relativ zu der aus Neutrons spin und Emissionsrichtung des leichten Fragments aufgespannten Ebene vorliegt.

Allein die Größe der beobachteten Asymmetrie läßt die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz als Ursache unwahrscheinlich erscheinen. In der Kernspaltung kann die Paritätsverletzung als Asymmetrie in der Größenordnung von einigen 10^{-4} beobachtet werden. Für die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz würde man hier Asymmetrien in der Größenordnung von maximal 10^{-6} bis 10^{-7} erwarten, also wesentlich kleiner als beobachtet.

Es gibt zur Zeit noch keine endgültige Erklärung für das beobachtete Phänomen. Bisherige Erklärungsversuche gehen von einer Bevorzugung der Emission des ternären Teilchens von einem der beiden Fragmente aus und analysieren in einem statistischen Modell die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten für die Ankopplung des Drehimpulses bei Rückstoß des ternären Teilchens an den Spin des Fragments, den dieses bei Einfang eines polarisierten Neutrons übernimmt. Sollten weitere Experimente diesen Ansatz bestätigen, könnte das Studium von Tripelkorrelationen sehr detaillierte Aufschlüsse über den Ablauf der Kernspaltung, insbesondere über den Entstehungsmechanismus des ternären Teilchens liefern.

Als „Nebenprodukt“ konnten in den Experimenten neue Daten zur quaternären Spaltung gewonnen werden. Im Laufe der Meßzeit wurden mehr als 10^4 Ereignisse aufgezeichnet, bei denen zwei leichte geladene Teilchen gleichzeitig von zwei verschiedenen Detektoren registriert wurden. Im Vergleich zu allen früheren Untersuchungen zur quaternären Spaltung wurden im vorliegenden Experiment um den Faktor 10 bis 100 mehr Ereignisse nachgewiesen. Die Anordnung der Detektoren erlaubt die Untersuchung sowohl im Bereich kleiner Relativwinkel von 20° bis 50° sowie großer Relativwinkeln im Bereich von 130° bis 180° . Die gleichzeitige Erfassung kleiner und großer Relativwinkel in der Emission der zwei leichten Teilchen erwies sich für die Auswertung der Daten als sehr fruchtbar. Aus Analysen der Winkelverteilung dieser Ereignisse relativ zueinander und durch Vergleiche mit Monte-Carlo Simulationen konnte die Ausbeute für die verschiedenen Möglichkeiten der Entstehung solcher Ereignisse bestimmt werden.

Vierfach-Ereignisse können zum einen aus echter quaternärer Spaltung stammen, d.h. der Kern kann direkt in vier geladene Bruchstücke zerplatzen, wobei man annimmt, daß der Hals in der Kernspaltung nicht wie in der ternären

Spaltung an zwei Stellen gleichzeitig reißt, sondern an drei.

Es gibt aber zum anderen auch einige teilcheninstabile Kerne, die in der Kernspaltung als ternäre Teilchen entstehen, und dann aufgrund ihrer kurzen Halbwertszeit bis zum Erreichen der Detektoren bereits zerfallen und damit von den Detektoren als zwei getrennte Teilchen registriert werden. Solche Kerne sind z.B. ^8Be im Grundzustand und in angeregten Zuständen, sowie angeregte Zustände von ^9Be und ^7Li . Hier ist die quaternäre Spaltung nur vorgetäuscht.

Die gewonnenen Daten konnten mit den bisherigen spärlichen Messungen zur quaternären Spaltung und mit der Systematik der Ausbeuten anderer ternärer Teilchen verglichen werden. Die von einem intermediären ternären Teilchen simulierte pseudoquaternäre Spaltung wird experimentell hier zum ersten Mal nachgewiesen, nachdem sie theoretisch schon vor etlichen Jahren diskutiert wurde[fae74].

Die Auswertung zeigt keine großen Unterschiede in den Ausbeuten für die beiden untersuchten Uran-Isotope. Die meisten der beobachteten Ereignisse wurden als Zerfallsprodukte von ^8Be identifiziert. Die Ausbeute von ^8Be wurde auf etwa $1 \cdot 10^{-4}$ relativ zur ternären Spaltung und $2 \cdot 10^{-7}$ relativ zur binären Spaltung bestimmt. Teilweise kann ^8Be auch von solchen Ereignissen stammen, bei denen in der ternären Spaltung zuerst ^9Be in angeregten Zuständen entsteht, das dann im weiteren Verlauf ein Neutron abdampft und schließlich als ^8Be in zwei α -Teilchen zerfällt.

Die zur Auswertung angesetzte Monte-Carlo-Simulation legt nahe, daß die Relativwinkel zwischen zwei α -Teilchen, die aus dem Zerfall eines ternären ^8Be im Grund- oder angeregten Zustand stammen, nicht wesentlich größer als 40° sein sollten. Unter dieser Annahme wurden Ereignisse, bei denen die beiden Teilchen größere Relativwinkel bis 180° aufweisen, als echte quaternäre Ereignisse gedeutet. Hier ergibt die Auswertung für diese Ereignisse eine Ausbeute von etwa $0.25 \cdot 10^{-4}$ relativ zur ternären Spaltung und $5 \cdot 10^{-8}$ relativ zur binären Spaltung.

Mit deutlich kleineren Wahrscheinlichkeiten treten neben den α - α auch α -Triton Ereignisse auf. Ebenfalls hier hat man zu unterscheiden zwischen echten quaternären Zerfällen und einem eigentlich ternären Zerfall mit einem teilcheninstabilen leichten Teilchen. Im vorliegenden Fall ist das intermediäre leichte Teilchen ein angeregter $^7\text{Li}^*$ Kern, der im Flug in α und Triton zerfällt. Die hier bestimmten Ausbeuten sowohl für die echte quaternäre Spaltung in α und

Triton als auch für ${}^7\text{Li}^*$ liegen bei $3 \cdot 10^{-6}$ relativ zur ternären Spaltung und bei etwa $6 \cdot 10^{-9}$ relativ zur binären Spaltung. Dies sind mit Abstand die kleinsten Spaltausbeuten, die bislang mit Teilchendetektoren gemessen wurden.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Herrn Prof. Dr. F. Gönnerwein für die Überlassung und intensive Betreuung dieser interessanten und abwechslungsreichen Arbeit danken. Mit seiner begeisternden Art und durch viele Diskussionen hat er die Arbeit unterstützt. Er ermöglichte im Rahmen der Arbeit mehrere Aufenthalte am Institut Laue–Langevin in Grenoble und die Teilnahme an mehreren internationalen Konferenzen.

Großen Dank schulde ich Herrn Dr. Manfred Mutterer von der TU Darmstadt, der neben den PIN-Dioden und viel Elektronik, die er für die Experimente zur Verfügung gestellt hat, auch sehr beim Aufbau des Experiments in Grenoble geholfen hat. Dank ebenso an Herrn von Kalben, der die im Experiment verwendeten PIN-Diodenarrays mit viel Sorgfalt in Darmstadt vorbereitet hat.

Den (ehemaligen) Mitgliedern der Arbeitsgruppe Dr. Achim Kötzle, Dr. Michael Hesse, Dr. Marcus Wöstheinrich und Stephan Dilger möchte ich für das angenehme Arbeitsklima und die Mithilfe bei der Planung und Durchführung des Experiments in Grenoble danken.

Einen herzlichen Dank an Herrn Schreyer und alle Mitarbeiter der Elektronikwerkstatt sowie an Herrn Brodbeck und alle Mitarbeiter der Mechanikwerkstatt des Physikalischen Instituts. Ihre schnelle und unkomplizierte Hilfe bei kleinen und großen Aufträgen hat wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Dank an Herrn K. Schmidt für wertvolle Tips und Hilfe.

Allen Mitarbeitern des Instituts Laue–Langevin in Grenoble, die bei der Vorbereitung und Durchführung des Experiments behilflich waren, sei ebenfalls an dieser Stelle gedankt.

Ganz besonders möchte ich Margit danken.

Literaturverzeichnis

- [ajz88] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* A490(1988) 1-225.
- [alex85] A.Ya. Alexandrovich et al., *Leningrad Nuclear Physics Institut*, Preprint #1057, Leningrad, 1985.
- [alf95] V.P. Alfimenkov et al., *Phys. At. Nuclei* 58 (1995) 737.
- [and69] V.E. Andreev, V.G. Nedopekin und V.I. Rogov, *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, Volume 8, Number 1, (1969) 22.
- [bar88] A.L. Barabanov und D. Grechukhin, *Sov. Journ. Nucl. Phys.* 47 (1988) 648.
- [bar99] A.L. Barabanov, privat communications.
- [bau92] W. Baum, Dissertation, TU Darmstadt, 1992.
- [belo91] A.V. Belozarov et al., *JETP Lett* 54 (1991) 133.
- [bro90] U. Brosa, S. Grossmann and A. Müller, *Physics Reports*, 197 (1990) 167.
- [bun83] V.E. Bunakov und V.P. Gudkov, *Nucl. Phys.* A401 (1983) 93-116.
- [bun00] V.E. Bunakov, 'A Possible Explanation of the Triple Correlation Origin in Ternary Fission', *Conf. Proc. ISINN-8 conference*, Dubna, Russia, 2000, to be published.
- [bun00b] V.E. Bunakov, 'T-Odd Correlation in Ternary Fission', Seminar at the ILL, Grenoble, France, September 2000.
- [byr94] J. Byrne, 'Neutrons, Nuclei and Matter', Inst. of Physics Publishing, Bristol, Engl., 1994.

- [dan77] G.V. Danilyan, B.D. Vodennikov, V.P. Dronyaev, V.S. Pavlov et al., *JETP. Lett.* 26, 186 (1977).
- [ero78] B.G. Erozolimskii, Yu.A. Mostovoi, V.P. Fedunin, A.I. Frank und O.V. Khakhan, *Sov. Journ. Nucl. Phys.* 28 (1978) 48.
- [fae74] N. Feather, *Proc. Roy. Soc. Edinb.*, 71A (1974) 323.
- [flam80] V.V. Flambaum and O.P. Sushkov, *Phys. Lett.* 94B (1980) 277.
- [fomi97] A.S. Fomichev et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A384 (1997) 519-521.
- [goen91] F. Gönnenwein in 'The Nuclear Fission Process', Ed. C. Wagemans, CRC Press, Boca Raton, 1991.
- [goen94] F. Gönnenwein et al, *Nucl. Phys.* A567 (1994) 303.
- [goen00] F. Gönnenwein, M. Wöstheinrich, M. Hesse et al., 'Systematic Investigation of the Emission of Heavy Ternary Fission Particles', *Conf. Proc. Seminar on Fission*, Pont d'Oye, Belgium, 1999, to be published.
- [hahn39] O. Hahn und F. Straßmann, *Naturwissenschaften* 17 (1939) 947.
- [hall84] A.L. Hallin, F.P. Calaprice, D.W. MacArthur, L.E. Piilonen, M.B. Schneider und D.F. Schreiber, *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 337.
- [heeg89] P. Heeg, M. Mutterer, M. Panicke et al., *Proc. Conf. on 50 Years with Nuclear Fission*, Gaithersburg, 1989, Vol. 1, 299.
- [her83] P. Herczeg, *Phys. Rev.* D28 (1983) 200.
- [her89] P. Herczeg, 'Beta-decay beyond the standard model', in H. Henrikson, P. Vogel (Eds.), *Fundamental Symmetries in Nuclei and Particles*, Wold Scientific, Singapore, 1989, p.46.
- [iaea00] IAEA-TECDOC-1168, 'Compilation and evaluation of fission yield nuclear data', IAEA, Wien, 2000.
- [ill98] Institut Laue Langevin (ILL), 'List of instruments', <http://www.ill.fr>.

- [jack57] J.D. Jackson, S.B. Treiman und H.W. Wyld, *Phys. Rev.* 106 (1957) 517.
- [kapo72] S.S. Kapoor et al., *Proc. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp.*, Chandigarh, India, 28 Dec 1972, Vol. 15B, p. 107.
- [kata73] S.K. Kataria et al., *Proceedings 'Physics and Chemistry of Fission'*, Rochester, USA, 1973, IAEA Vienna, 1973, Vol. II, p. 389.
- [köst00] U. Köster, Dissertation, TU München, 2000.
- [kötz99] A. Kötzle, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen, 1999.
- [leo94] W.R. Leo, 'Techniques for nuclear and particle physics experiments', Springer Verlag, 1994.
- [mei39] L. Meitner und O.R. Fritsch, *Nature* 143 (1939) 239.
- [moh75] R.N. Mohapatra, J.C. Pati, *Phys. Rev. D* 11 (1975) 566.
- [mutt96] M. Mutterer und J.P. Theobald, 'Particle Accompanied Fission' in *Nuclear Decay Modes*, Ed. D.N. Poenaru, Inst. of Physics Publishing, Bristol, Engl. 1996, Chapter 12.
- [mutt00] M. Mutterer et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47 (2000) 756.
- [pau94] G. Pausch et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 337 (1994) 573.
- [rej00] F. Rejmund, A.V. Ignatyuk, A.R. Junghans und K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys. A* 678 (3) (2000) 215.
- [ritt00] S. Ritt, 'The MIDAS project', <http://midas.psi.ch>.
- [rub88] V. Rubchenya und S. Yavshits, *Z. Phys. A* 329 (1988) 217.
- [san47] T. San Tsiang et al., *Phys. Rev.* 71 (1947) 382.
- [schr88] K. Schreckenbach, *Internal ILL Report 88SCO9T*, Grenoble, 1988.
- [schr93] K. Schreckenbach, J. van Klinken, J. Last, 'TRI Tests by Internal Pair Production Following Polarized Neutron Capture', in *Proceedings of the Conference on Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions*, Dubna, Russia, May 1993, eds. C.R. Gould, J.D. Bowman, Yu.P. Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p. 187.

- [sig72] C. Signarbieux et al., *Phys. Lett.* 39B (1972) 503.
- [sold00] T. Soldner et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 440 (2000) 643.
- [sush81] O.P. Sushkov and V.V. Flambaum, *Sov. Journ. Nucl. Phys.* 33 (1981) 31.
- [sush82] O.P. Sushkov und V.V. Flambaum, *Usp. Fiz. Nauk* 136 (1982) 3.
- [stein76] R.I. Steinberg, P. Liaud, B. Vignon und V.W. Hughes, *Phys. Rev. D* 13 (1976) 2469.
- [vor69] A. Vorobiev et al., *Phys. Lett.* 30B (1969) 332.
- [wage91] C. Wagemans, 'Ternary Fission', in 'The Nuclear Fission Process', Ed. C. Wagemans, CRC Press, Boca Raton, 1991.
- [wöst99] M. Wöstheinrich, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen, 1999.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Peter Jesinger
Geburtstag	5. Oktober 1968
Geburtsort	Esslingen

Schulischer Werdegang

August 1975 - Juli 1979	Grundschule Altbach
August 1979 - Juli 1988	Gymnasium Plochingen
Mai 1988	Allgemeine Hochschulreife

Studium und Promotion

Oktober 1988 - Mai 1997	Studium Physik an der Universität Tübingen
August 1991 - Juli 1992	Auslandsaufenthalt an der University of Colorado in Boulder, Colorado, USA
Mai 1997	Diplom
Mai 1997 - März 2001	Anfertigung einer Doktorarbeit auf dem Gebiet der Kernphysik zum Thema „Untersuchungen zu den Reaktionen $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ und $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$: Winkelkorrelationen zwischen den in der ternären Spaltung emittierten Teilchen und Quaternäre Spaltung“.

Bisherige Tätigkeit

1992 - 1996	Wissenschaftliche Hilfskraft im Zentrum für Datenverarbeitung an der Universität Tübingen
1996 - 2000	Wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Tübingen
seit Mai 2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren

M. Baumann, W. Dittrich, H. Fischer, K.-H. Gaukler, C. Green,
F. Gönnenwein, W. Hartmann, F. Hasselbach, H. Hipp, R. Hübener, H. Lichte,
E. Lindner, O. Lutz, G. Mertens, H. Müther, W. Nakel, H. Pfister, R. Schief,
E. Schmid, A. Schwenk, R. Staubert, G. Staudt, J. Strähle, W. Straßer,
G.J. Wagner, H. Wittern und M. Wolff.