

Winkelanisotropie in der ternären Kernspaltung:

Untersuchung der Winkelverteilung
der Spaltfragmente in der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$

DISSERTATION

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

vorgelegt von

STEFAN DILGER

aus

Villingen-Schwenningen

2004

Tag der mündlichen Prüfung:	15. Dezember 2004
Dekan:	Prof. Dr. P. Schmid
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. F. Gönnerwein
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. H. Clement

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	4
2.1	Der Spaltprozess	5
2.2	Das Tröpfchenmodell	8
2.3	Schalenkorrekturen	12
2.4	Der Kern am Sattelpunkt	15
2.4.1	Winkelverteilung der Spaltfragmente	18
2.5	Vom Sattelpunkt zur Szission	21
2.6	Ternäre Spaltung	25
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Der Beschleuniger	29
3.1.1	Neutronenproduktion	31
3.2	Detektoranordnung	33
3.3	Vorarbeiten	35
3.4	Die Messkammer	38
3.4.1	Aufbau	39
3.4.2	Detektion der Spaltfragmente	44
3.4.3	Detektion der ternären Teilchen	50

3.5	Messelektronik und Datenaufnahme	51
3.6	Durchführung der Messungen	57
4	Auswertung	60
4.1	Nachweis der Spaltfragmente	60
4.2	Fragmentwinkelbestimmung	64
4.3	Binäre Winkelanisotropie	71
4.3.1	Schwerpunktskorrekturen	75
4.3.2	Natürlicher α -Zerfall	82
4.4	Nachweis der ternären Teilchen	84
4.5	Ternäre Anisotropie	87
5	Ergebnisse und Diskussion	93
5.1	Binäre Anisotropie	94
5.2	Ternäre Anisotropie	97
5.2.1	Vergleich mit verwandten Experimenten	100
5.3	Ausblick	103
6	Zusammenfassung	104
	Literaturverzeichnis	109
	Danksagung	113
	Lebenslauf	114

Kapitel 1

Einleitung

Obwohl die Entdeckung der Kernspaltung durch O. Hahn und F. Straßmann [Hah39] bereits über 60 Jahre zurückliegt und seitdem größte experimentelle und theoretische Anstrengungen zum Verständnis dieses faszinierenden Phänomens unternommen wurden, existiert bis heute keine vollständige theoretische Beschreibung des gesamten Spaltprozesses. Die Gründe hierfür liegen in der Komplexität des Spaltvorgangs: die große Anzahl der beteiligten Kernbausteine, die Vielzahl der möglichen Wechselwirkungen und die damit verbundene enorme Anzahl von möglichen Reaktionskanälen erschweren eine theoretische Beschreibung ungemein. Um unser Verständnis über den Spaltprozess zu vertiefen und existierende Spaltmodelle weiterentwickeln zu können, sind deshalb auch heute noch neue präzise experimentelle Daten über Teilaspekte des Spaltvorgangs unabdingbar.

Eine besonders interessante Ausprägung der Kernspaltung stellt die so genannte ternäre Spaltung dar. Bei ihr entstehen im Laufe des Spaltprozesses nicht nur die zwei Spaltfragmente der normalen binären Spaltung, sondern es kann zusätzlich noch ein weiteres drittes Teilchen beobachtet werden. Während viele Eigenschaften dieses recht selten auftretenden Prozesses bereits eingehend untersucht und verstanden wurden, existieren über den möglichen Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens im Verlaufe des Spaltvorgangs nur sehr wenige experimentelle Daten. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher versucht werden, neue Hinweise oder gar eine Antwort auf diese Fragestellung zu erhalten, um so etwas zum Verständnis des Phänomens der Kernspaltung beitragen zu können.

Gängige Theorien und Vorstellungen der ternären Spaltung gehen davon aus, dass das ternäre Teilchen zu einem relativ späten Zeitpunkt während der Spaltung oder sogar erst unmittelbar beim eigentlichen Auseinanderbrechen des Kerns, der Szission, gebildet wird. Findet die Entscheidung, ob ein Kern binär oder ternär spaltet, jedoch erst am Ende der Fission statt, so können sich beide Arten der Spaltung zu einem früheren Zeitpunkt des Spaltvorgangs noch nicht wesentlich voneinander unterscheiden haben.

Im Verlauf der Spaltung stellt der Sattelpunkt der Spaltbarriere einen besonders ausgezeichneten Punkt dar: ihn muss der Kern auf seinem Weg über die Spaltbarriere hin zur endgültigen Fission überwinden. Nach dem Konzept von Bohr [Boh56] eines thermodynamisch „kalten“ Übergangskerns am Sattelpunkt wird die spätere Winkelverteilung der Spaltfragmente maßgeblich durch den Zustand des spaltenden Systems an diesem Punkt bestimmt. Es könnte sich somit die Möglichkeit eröffnen, durch eine Untersuchung der Winkelverteilung der Spaltfragmente sowohl in der binären als auch der ternären Spaltung, Rückschlüsse auf möglicherweise vorhandene Unterschiede zwischen den jeweils beteiligten Sattelpunktzuständen zu ziehen. Eine bereits zu diesem Zeitpunkt der Spaltung vorhandene Ausprägung zur Erzeugung eines ternären Teilchens jedoch wäre gleichbedeutend mit solch einem Unterschied und könnte sich daher in Abweichungen zwischen den binären und ternären Winkelverteilungen bemerkbar machen. Eine Übereinstimmung der Verteilungen hingegen wäre ein Indiz für die vorherrschende Ansicht einer erst später stattfindenden Geburt des ternären Teilchens. Zu beachten ist hierbei allerdings, dass auch unterschiedliche Sattelpunktzustände zufälligerweise identische Winkelverteilungen besitzen können und daher möglicherweise vorhandene Abweichungen kaschiert werden würden. Es ist deshalb sinnvoll, entsprechende Vergleiche nicht nur für ein, sondern für mehrere Spaltsysteme durchzuführen. Da so sichergestellt ist, dass jeweils unterschiedliche Sattelpunktkonfigurationen involviert sind, erscheint es sehr unwahrscheinlich, dass in allen untersuchten Fällen gerade dieser Fall einer zufälligen Übereinstimmung vorliegen sollte. Andererseits würde bereits eine einzige zweifelsfreie Feststellung von Unterschieden in den Verteilungen genügen, die Annahme, dass das ternäre Teilchen erst nach der Überquerung der Spaltbarriere ausgebildet wird, eindeutig zu widerlegen.

Erste schlüssige Hinweise zum möglichen Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens gehen auf Experimente zur Untersuchung von Paritätsverletzungen in der ternären Kernspaltung durch Gönnerwein et al. zurück [Gön94]. Untersucht wurden *PNC*-Effekte in den Winkelverteilungen der Spaltfragmente in den Reaktionen $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ und $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Da für die Größe des beobachtbaren *PNC*-Effekts wiederum die Eigenschaften der Übergangszustände am Sattelpunkt eine wichtige Rolle spielen, können so ebenfalls Rückschlüsse auf den Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens gezogen werden. Gefunden wurde im Fall von ^{233}U ein *PNC*-Anisotropieverhältnis von ternärer zu binärer Spaltung $\alpha_{\text{nf}}^{\text{ter}}/\alpha_{\text{nf}}^{\text{bin}}$ von 1.05 ± 0.10 . Für ^{239}Pu ergab sich 1.12 ± 0.08 . Beide Ergebnisse sind kompatibel mit der Annahme, dass sich der *PNC*-Effekt in der ternären Spaltung nicht wesentlich vom binären Fall unterscheidet, somit die Ausprägung des ternären Teilchens erst im späteren Verlauf der Spaltung einsetzen muss.

Rückschlüsse auf den Zustand des Kerns am Sattelpunkt können jedoch auch aus der Untersuchung von Winkelverteilungen paritätserhaltender Spaltsysteme gezogen werden. Eine für diesen Zweck besonders gut geeignete Reaktion ist die niederenergetische neutroneninduzierte Spaltung von ^{238}U im Bereich der Spaltschwelle. Bei diesen niedrigen Energien werden im Compoundkern am Sattelpunkt selektiv einzelne kollektive Vibrations- und Rotationszustände angeregt, deren charakteristische Winkelverteilungen zu ausgeprägten Resonanzstrukturen in den Winkelanisotropien

der Spaltfragmente führen. Gleichzeitig sorgt der niederenergetische Charakter der Spaltung dafür, dass nur die tieflegendsten Übergangsniveaus überhaupt angeregt werden können, sodass die Anzahl der tatsächlich an der Spaltung beteiligten Sattelpunktzustände stark eingeschränkt ist. Für die Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ ist der Verlauf der binären Winkelanisotropie in Abhängigkeit der Neutronenenergie sehr gut bekannt [Shp89]. Eine im Rahmen dieser Arbeit erfolgreiche Verifikation dieser Werte würde daher eine wertvolle zusätzliche Bestätigung der korrekten Funktionsweise der Messkammer im Hinblick auf die im Experiment benötigte Winkelbestimmung der Spaltfragmente darstellen.

Über ternäre Winkelanisotropien in paritätserhaltenden Spaltreaktionen existierten bisher mit Ausnahme von [Sha85] praktisch keinerlei neuere experimentelle Daten. Aus diesem Grund wurde die hier untersuchte Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ schon früher einmal am Tübinger Van-de-Graaff-Beschleuniger auf der Rosenau vermessen [Bon95]. Für die verwendeten 1.6 MeV Spaltneutronen wurde hierbei ein ternär/binär Winkelanisotropieverhältnis $A^{\text{ter}}/A^{\text{bin}}$ von 1.18 ± 0.08 gefunden, was einer 95%-Wahrscheinlichkeit für einen Wert ≥ 1.03 entspricht. Diese unerwartet große Abweichung von Eins, obwohl statistisch nicht ausgeschlossen, könnte ein Indiz für eine frühe Ausprägung der ternären Spaltungsform bereits im Sattelpunktstadium der Spaltung sein und würde folglich im Widerspruch zu den gängigen Vorstellungen und Theorien der ternären Spaltung stehen. Sie stünde ebenfalls im Widerspruch zu den aus *PNC*-Experimenten gewonnenen Daten.

Es wurde daher der Beschluss gefasst, die Untersuchungen nochmals mit einer gänzlich neuen, speziell auf diese Fragestellung hin konzipierten und optimierten Messkammer zu wiederholen, mit dem Ziel, obiges überraschendes Ergebnis entweder zu verifizieren oder zu widerlegen. Weiterhin sollte durch zusätzliche Messungen in anderen Energie- und Anisotropiebereichen die vorhandene Datengrundlage entsprechend verbreitert werden.

Kapitel 2

Theorie

Kernspaltung ist ein extrem komplexer Vorgang, bei dem in einem dramatischen Umdenkungsprozess aus einem Mutterkern zwei neue Kerne gebildet werden. Obwohl bereits 1938 von O. Hahn und F. Straßmann [Hah39] experimentell nachgewiesen, steht eine umfassende Beschreibung des Spaltvorgangs bis heute aus. Die Gründe hierfür liegen in der enormen Komplexität, die das hochgradige „Vielkörpersystem“ Kern mit seiner großen Anzahl miteinander auf unterschiedlichste Weise wechselwirkenden Teilchen darstellt. Jedoch existiert mit dem einfachen Tröpfchenmodell des Kerns ein rein phänomenologisches Modell, das den allgemeinen Charakter der Spaltung erstaunlich gut wiedergeben kann. Werden zusätzlich entsprechende Schalenkorrekturen, die dem quantenmechanischen Charakter des Problems Rechnung tragen, hinzugefügt, so lassen sich viele interessante Eigenschaften der Kerne in sehr guter Näherung vorhersagen.



Abbildung 2.1: Photographische Aufnahme einer ternären Spaltung. Neben den kollinear auseinander fliegenden Spaltfragmenten im linken Teil des Bildes fällt die große Spurlänge des nach rechts wegfliegenden ternären Teilchens auf [San47].

Ebenfalls bereits in den Vierziger Jahren wurde bei Untersuchungen selbst spaltender Systeme die Existenz eines recht seltenen Phänomens beobachtet, bei dem neben den beiden Kernfragmenten ein zusätzliches drittes Teilchen involviert ist [San47]. Die Kernspurplattenaufnahme in Abb. 2.1 zeigt ein solches Beispiel: Das nahezu senkrecht zu den beiden Spaltfragmenten nach rechts wegfliegende Teilchen mit seiner auffallend großen Spurlänge konnte in den meisten Fällen als hochenergetisches α -Teilchen identifiziert werden. Dieser, aus offensichtlichen Gründen ternäre Spal-

tung genannte Prozess, ist deshalb von besonderem Interesse, da alle gängigen Theorien über den Vorgang der ternären Spaltung davon ausgehen, dass das zusätzliche dritte Teilchen erst zu einem relativ späten Zeitpunkt während des Spaltprozesses oder sogar erst unmittelbar bei dem eigentlichen Auseinanderbrechen des Kerns, der Szission, gebildet wird. Die Untersuchung dieser ternären Teilchen könnte es daher erlauben, direkte Informationen über den bisher am wenigsten verstandenen Teil des Spaltvorgangs, den Weg des Compoundkerns vom Sattelpunkt hinab zur eigentlichen Szission, zu erhalten.

Soweit es für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum möglichen Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltprozesses hilfreich ist, soll zuerst ein allgemeiner kurzer Überblick über den Spaltvorgang als Ganzes gegeben werden. Dem schließt sich eine Beschreibung der gängigen Kernmodelle, gefolgt von einer detaillierteren Betrachtung des für die Winkelanisotropie entscheidenden Zustands des Kerns am Sattelpunkt an.

2.1 Der Spaltprozess

Der Vorgang der Spaltung kann stark vereinfacht in vier unterschiedliche Phasen eingeteilt werden:

1. Anregungsphase bzw. Bildung eines Compoundkerns

Stabile Kerne werden durch eine Potentialbarriere, die im Wesentlichen durch das Zusammenwirken attraktiver Kernkräfte und der Coulombabstoßung der Protonen zustande kommt, am Zerfallen gehindert. Daher muss zur Überwindung dieser Barriere, sieht man von Tunneleffekten (Spontanspaltung) ab, entsprechend Energie zugeführt werden. Dies kann auf verschiedene Weisen geschehen (Neutroneneinfang, Absorption von γ -Quanten, (e,f) (d,f) (α ,f) Reaktionen...), wobei hier nur auf die durch Neutronen induzierte Spaltung näher eingegangen werden soll. Fängt ein Kern, in unserem Fall ${}_{92}^{238}\text{U}_{146}$, ein Neutron ein, so bildet sich ein ${}_{92}^{239}\text{U}_{147}^*$ -Compoundkern, der durch die dabei freiwerdende Bindungsenergie des Neutrons und dessen kinetische Energie in einen hoch angeregten Zustand versetzt wird. Während im Falle der Spaltung von ungeraden Uranisotopen aufgrund der energetisch günstigen Bildung eines gg-Compoundkerns (hohe freiwerdende Paarungsenergie) schon thermische Neutronen spaltend wirken können, muss bei ${}^{238}\text{U}$ zusätzliche kinetische Energie aufgebracht werden, um die deutlich niedrigere Bindungsenergie des einzelnen ungepaarten Neutrons im Kern auszugleichen. Die neutroneninduzierte ${}^{238}\text{U}$ -Spaltung stellt daher eine typische Schwellwertreaktion dar, deren Spaltschwelle bei einer Neutronenenergie von ca. 1.3 MeV beginnt.

2. Überwindung der Spaltbarriere

Ein hoch angeregter Compoundkern muss aber nun nicht zwangsweise spalten. Er kann vielmehr seine Anregungsenergie durch eine ganze Reihe konkurrierender Reaktionen wie beispielsweise Neutronenabdampfung, γ -Emission,

innere Konversion oder eben Fission, also Spaltung abgeben. Entscheidend für die Einleitung einer Spaltung ist, dass die vorhandene Anregungsenergie hauptsächlich in Deformationsenergie, in eine kollektive Anregung des gesamten Kerns umgewandelt wird, was nichts anderes bedeutet, als dass der Kern beginnt, sich zu deformieren. Diesem Vorgang sind gleichzeitig andere kollektive Anregungsformen überlagert. Der deformierte Kern schwingt und rotiert in sich auf vielfältigste Art und Weise. In Abb. 2.2 *links* ist die zunehmende Deformation und Verformung des Kerns im Verlaufe des Spaltvorgangs schematisch angedeutet, während im rechten Teil die energetischen Verhältnisse in Abhängigkeit dieser Deformation aufgetragen sind.

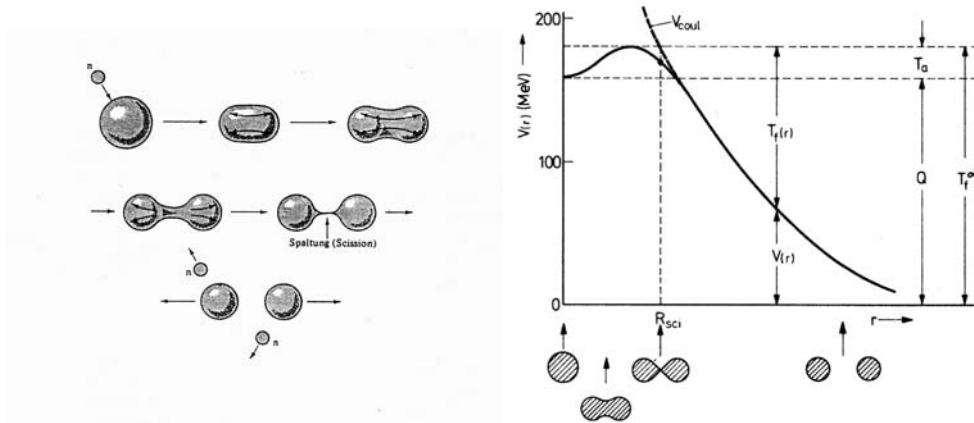


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Spaltprozesses. *Links*: Zunehmende Deformation und letztendlich Auseinanderreißen (Fission) des Compoundkerns [Fra79]. *Rechts*: Energetische Verhältnisse während der Spaltung. Wird der höchste Punkt der Spaltbarriere überschritten bzw. durchtunnelt, so geht die Spaltung in ihre irreversible Phase über (aus [May92]).

Solange die Verformung des Compoundkerns kein so starkes Ausmaß annimmt, dass die kurzreichweitigen attraktiven Kräfte im Kern die Coulombabstoßung der Protonen nicht mehr kompensieren können, überwiegen die „Rückholkräfte“ in dem schwingenden System: Die sich vormals voneinander entfernenden Kernhälften beginnen sich wieder aufeinander zu bewegen und der Kern fährt fort, in sich zu schwingen und zu rotieren. Dieser halbstarile Zustand kann recht lange andauern und ist der Grund für die im Vergleich mit direkten Kernreaktionen sehr großen Lebensdauern von Compoundkernen. Tritt jedoch der Fall ein, dass bei einer zu starken Deformation des Kerns die langreichweitigen Coulombkräfte zu dominieren beginnen, so geht die Spaltung in ihre irreversible Phase über. An diesem Punkt, der dem Sattelpunkt der Potentialbarriere entspricht, führt eine weiterhin zunehmende Deformation des Kerns zum Freiwerden immer größerer Energiemengen. Das System hat seine innere Stabilität verloren. Da es nun energetisch günstiger ist, die Potentialbarriere in Abb. 2.2 *rechts* herunter zu rutschen, findet kein Zurückschwingen der Kernhälften mehr statt und die in der Entstehung begriffenen Spaltfragmente beginnen sich unter Ausbildung einer Einschnürung immer weiter voneinander weg zu bewegen. Man kann an dieser zugegebenermaßen sehr einfachen Beschreibung der Verhältnisse also bereits erkennen, dass dem Zustand des Kerns

gerade am Sattelpunkt der Bewegung eine besondere Bedeutung bezüglich der späteren Winkelverteilung der Spaltfragmente zukommt.

3. Vom Sattelpunkt zur Szission

Auf dem Weg des Kerns vom Sattelpunkt zur Szission, dem endgültigen Zerreißen des Compoundkerns, bewegt sich dieser die äußere Spaltbarriere hinab. Diese, in Abb. 2.2 *rechts* nur schematisch skizzierte Kurve, stellt in Wirklichkeit eine höchst komplizierte mehrdimensionale Potentialoberfläche dar, die mit Hilfe geeigneter Deformationsmodelle des Compoundkerns näherungsweise bestimmt werden kann (ein besonders erfolgreicher Ansatz geht hierbei auf Brosa [Bro90] zurück). Charakteristisch für die Form dieser Potentialoberfläche ist das Auftreten einer Reihe ausgeprägter Talstrukturen, entlang derer die Spaltung, da energetisch am günstigsten, bevorzugt erfolgt. Man spricht daher auch von multimodaler Spaltung, wobei eben durch diese unterschiedlichen Routen, die der Kern auf seinem Weg vom Sattel- zum Szissionspunkt durch die deformationsabhängige Potentiallandschaft nehmen kann, so typischen Fragmentmerkmale wie die Massen-, Ladungs- und Energieverteilung (innere wie kinetische) im Wesentlichen festgelegt werden. Bezüglich der hier besonders interessierenden ternären Spaltung herrscht die allgemeine Vermutung vor, dass sich binäre und ternäre Spaltung während dieser Phase der Spaltung noch nicht wesentlich voneinander unterscheiden, in beiden Fällen die Potentialbarriere also in ähnlicher Art und Weise überquert wird. Vielmehr wird angenommen, dass das ternäre Teilchen erst in der allerletzten Phase der Spaltung, der Szission, bei der der Kern endgültig auseinander reißt, aus dem Resthals zwischen den Fragmenthälften gebildet wird (dazu mehr im Abschnitt *Ternäre Spaltung* ab Seite 25).

4. Endbeschleunigung und Abregung der Spaltfragmente

Nach der Szission stehen sich die beiden meist deformierten Spaltfragmente unmittelbar in ihrem Coulombfeld gegenüber, sodass sie sehr stark voneinander wegbeschleunigt werden. Bereits nach ca. 10^{-19} Sekunden sind 90% der späteren Endgeschwindigkeit der Fragmente erreicht. Nach Relaxation der Deformation bzw. der Deformationsenergie in innere Anregungsenergie beginnen die Fragmente nun durch Neutronenemission (im Mittel 2-4 Neutronen) und deutlich später durch γ -Emission (Größenordnung 10^{-15} s) Energie abzugeben. Diese prompte Abregung schließt den eigentlichen Spaltprozess ab. Die neu entstandenen Tochterkerne sind aber, da sie näherungsweise über das gleiche Neutronen zu Protonen Verhältnis wie ihr viel schwererer Mutterkern verfügen, oft zu neutronenreich. Sie versuchen daher in der Regel durch β -Zerfall wieder in den Bereich des Stabilitätstals der Nuklide zu kommen. Diese und mögliche nachfolgende Zerfallsketten werden jedoch aufgrund des sehr langsamen β -Zerfalls (Sekunden bis Minuten) nur in hierfür speziell ausgelegten Experimenten detektiert.

Nach diesem kurzen Überblick über den allgemeinen Verlauf der Spaltung soll im Folgenden auf das Tröpfchenmodell des Kerns und seine Erweiterungen näher eingegangen werden, soweit dies für das Verständnis der im Compoundkern am Sattelpunkt der Spaltung herrschenden Verhältnisse wichtig erscheint.

2.2 Das Tröpfchenmodell

Das Tröpfchenmodell nach Bohr und Wheeler [Boh39] stellt einen ersten einfachen phänomenologischen Ansatz zur Beschreibung des Kerns dar. Ihm liegt zu Grunde, dass einige Eigenschaften des Kerns denen eines geladenen Flüssigkeitstropfen recht ähnlich sind. Dieses sicherlich viel zu einfache Bild gibt erstaunlicherweise den generellen Verlauf der mittleren Bindungsenergie pro Kern und dessen Masse sehr gut wieder; so liegen z.B. oberhalb eines Atomgewichts von $A = 40$ die Abweichungen lediglich im Bereich eines Prozents. Andererseits ist das Tröpfchenmodell natürlich nicht in der Lage, die bekannten Schalenefekte wiederzugeben, die bei leichten Kernen wie z.B. dem sehr stark gebundenen ${}^4\text{He}$ die Bindungsenergien dominieren.

Die erwähnte Analogie zu einem geladenen inkompressiblen Flüssigkeitstropfen legt für die Beschreibung der energetischen Verhältnisse im Kern die Einführung entsprechender Volumen-, Oberflächen- und Coulombterme nahe, die der „Kondensations“- bzw. Bindungsenergie der Nukleonen, dem Vorhandensein abgeschwächter oberflächennaher Bindungen und der Coulombabstoßung der Protonen untereinander Rechnung tragen. Zusätzlich müssen noch zwei nicht klassische, experimentelle Befunde mitberücksichtigt werden: Der Asymmetrieterm, der das Protonen-Neutronen-Verhältnis im Kern berücksichtigt und die Paarungsenergie, die den beobachteten unterschiedlichen Bindungsenergien zwischen Kernen mit einer geraden bzw. ungeraden Anzahl von Neutronen (oder Protonen) Rechnung trägt. Drückt man die einzelnen Terme durch die Atommasse A und Kernladungszahl Z aus, so erhält man für die Bindungsenergie des Kerns:

$$B(Z, A) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C Z^2 A^{-1/3} - a_A (Z - A/2)^2/A + \delta_P \quad (2.1)$$

mit den Konstanten a_V, a_S, a_C, a_A der Volumen-, Oberflächen-, Coulomb- und Asymmetrieenergien und der Paarungsenergiekorrektur δ_P . Die einzelnen Vorfaktoren in dieser auch unter dem Namen *Weizsäcker'sche Massenformel* bekannten Formel müssen empirisch geeignet bestimmt werden.

Der generelle Verlauf der mittleren Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit der Masse des Kerns ist in Abb. 2.3 *links*, zusammen mit den Beiträgen der einzelnen Tröpfchenmodellterme aus Gleichung 2.1 skizziert (Paarbildungsterm vernachlässigt). Es sei an dieser Stelle nur kurz auf eine interessante und besonders lehrreiche Tatsache hingewiesen: Erstaunlicherweise ist die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon über den gesamten Massenbereich mit in etwa 8 MeV nahezu konstant, was bedeutet, dass zwischen Bindungsenergie und Nukleonenzahl ein linearer Zusammenhang besteht. Hingegen würde die anschauliche Vorstellung, dass im Kern jedes Nukleon mit allen anderen Nukleonen wechselwirkt, eine quadratische Abhängigkeit nahe legen. Man kann aus diesem Befund in Analogie zu den Molekülbindungen in der Atomphysik den überraschenden Schluss ziehen, dass im Kern kurzreichweitige Zweikörperkräfte mit Sättigungscharakter am Werk sein könnten. Genau dies hat sich später mit der Entdeckung des so vorhergesagten Austauschteilchens der starken Wechselwirkung, dem Pion, glänzend bestätigt (Yukawa 1935, Powell 1946).

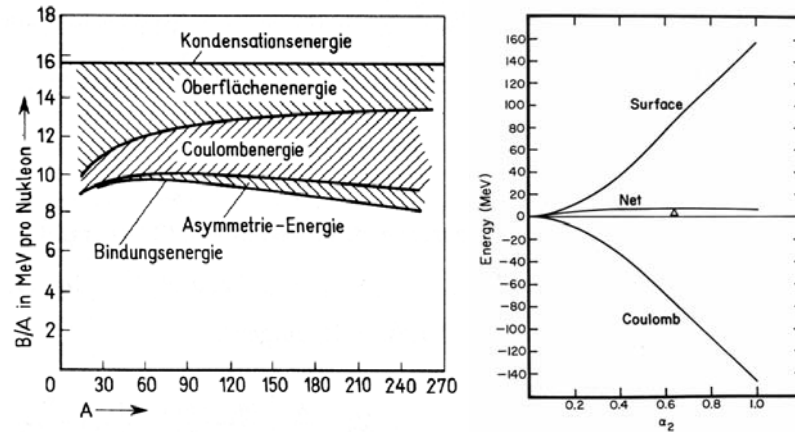


Abbildung 2.3: Tröpfchenmodell. *Links*: Beiträge der einzelnen Terme der Massenformel zur mittleren Bindungsenergie pro Nukleon [May92]. *Rechts*: Schematische Darstellung des Energieverlaufs der dominierenden Terme des Modells und die daraus resultierende Spaltbarriere als Funktion einer Deformation des Kerns (aus [Van73]).

Im Hinblick auf den hier besonders interessierenden genaueren Ablauf der Spaltung besteht die Bedeutung des Tröpfchenmodells darin, dass es eine erste einfache Abschätzung der während der Fission herrschenden energetischen Verhältnisse liefern kann. Wie bereits erwähnt, ist der Spaltvorgang mit einer starken Verformung des Compoundkerns verbunden. Erweitert man daher das Tröpfchenmodell auf entsprechend kompliziert birnenförmig oder axial-asymmetrisch deformierte Körper, so kann der Verlauf der Bindungsenergie im Kern in Abhängigkeit diverser, die Deformation beschreibender Parameter abgeschätzt werden.

Man erhält für dieses einfache Modell sofort, dass für den spaltenden Kern im Wesentlichen ein Wechselspiel zwischen Coulomb- und Oberflächenenergie vorliegt: Während erstere mit zunehmender Verformung abnimmt, wirkt das Ansteigen der Oberflächenenergie stabilisierend. Man kann daher mit Hilfe der Weizsäckerschen Massenformel direkt ein Kriterium dafür angeben, ob ein bestimmter Kern prinzipiell überhaupt stabil sein kann, d.h. ob sich mit zunehmender Deformation eine schützende Spaltbarriere ausbildet oder nicht. Diese Abschätzung liefert die so genannte Fissilität (Spaltbarkeit) des Kerns: $F = Z^2/A$. Bei Werten unter 51 überwiegt für kleine Kerndeformationen die stabilisierende Wirkung der Oberflächenenergie (wegen der Möglichkeit einer Durchtunnelung der Spaltbarriere ist eine Fission aber auch in diesem Fall immer möglich). Im Gegensatz dazu sind Kerne mit $F > 51$ aufgrund der fehlenden Potentialbarriere grundsätzlich instabil und kommen demzufolge in der Natur nicht vor. Abb. 2.3 *rechts* skizziert nochmals das Verhalten der Coulomb- und Oberflächenterme in Abhängigkeit einer Deformation des Kerns und den sich daraus ergebenden Gesamtverlauf der Bindungsenergie. Mit Hilfe dieser Darstellung wird unmittelbar verständlich, warum die bisher vernachlässigten Schalenefekte im Kern, obwohl um Größenordnungen kleiner als die Energiebeiträge der beiden dominierenden Terme des Tröpfchenmodells, letztendlich doch eine wichtige Rolle bei den beobachteten Bindungseigenschaften von Kernen spielen können: Der Grund dafür liegt einfach in der Tatsache, dass sich im Verlaufe der Deforma-

tion die entgegengesetzt wirkenden Coulomb- und Oberflächenenergieterme nahezu vollständig aufheben.

Abschließend sei noch kurz auf die Grenzen dieses einfachen Modellansatzes eingegangen. So macht das Tröpfchenmodell prinzipbedingt keinerlei Aussagen über weitergehende Kernmerkmale wie z.B. Spin, Parität usw. Zugleich existieren gerade im Bereich der Niederenergiespaltung zwei besonders auffällige experimentelle Befunde, die mit dem Tröpfchenmodell alleine nicht erklärt werden können und dementsprechend einen starken Hinweis auf das Vorhandensein von Einteilchenschaleneffekte im Kern darstellen: Die charakteristischen Verläufe der Fragmentmassenausbeuten und Neutronenmultiplizitäten in der Spaltung. Beide Größen sind in Abb. 2.4 auf Seite 11 für eine Reihe unterschiedlicher Spaltsysteme abgebildet.

Für die Massenverteilungen der Spaltfragmente (*links*) fällt sofort die generelle starke Bevorzugung eines asymmetrischen Verlaufs der Spaltung ins Auge. Nach dem Tröpfchenmodell sollte jedoch ein symmetrischer Massensplit am wahrscheinlichsten sein. Zudem zeigt der Vergleich über eine ganze Reihe von Spaltsystemen, dass für das schwere Fragment eine beinahe einheitliche Massenverteilung gilt, wohingegen die Massen der leichten Fragmente mit zunehmender Compoundkernmasse stetig ansteigen. Diese nahezu konstant in der Nähe von ^{132}Sn einsetzenden Ausbeuten für die schweren Fragmente lassen sich im noch zu besprechenden Schalenmodell gut erklären: $^{132}_{82}\text{Sn}_{50}$ stellt nämlich als doppelt magischer Kern mit seinen Schalenabschlüssen bei $Z=50$ und $N=82$ eine besonders stabile Konfiguration dar. Kerne, die eine derartig abgeschlossene Schalenstruktur in sich vereinen können, also gerade ab Atommasse 132 aufwärts, werden daher gegenüber den leichteren Kernen aufgrund ihrer energetisch günstigeren Konfiguration in der Erzeugung stark bevorzugt. Dies ist jedenfalls die sich phänomenologisch anbietende Interpretation. Damit korrespondiert auch das Verhalten der Massenverteilungen für die leichten Fragmente. Deren Lage ergibt sich direkt aus der Anzahl der im Compoundkern vorhandenen Nukleonen, abzüglich dieser „fixen“ Anzahl von Nukleonen im schweren Fragment.

In Abb. 2.4 *rechts* sind ebenfalls über einen größeren Bereich von Spaltsystemen die gemessenen Neutronenmultiplizitäten, d.h. die durchschnittliche Anzahl der im Verlaufe der Spaltung abgedampften Neutronen in Abhängigkeit der Fragmentmassen aufgetragen. Die charakteristische Sägezahnstruktur weist wieder auf Schaleneffekte hin: Ein deutliches Minimum ist in den Verteilungen im Bereich des doppelten Schalenabschlusses bei $Z=50$ und $N=82$ zu beobachten. Die Neutronen werden also bevorzugt aus den weniger stark gebundenen Konfigurationen emittiert.

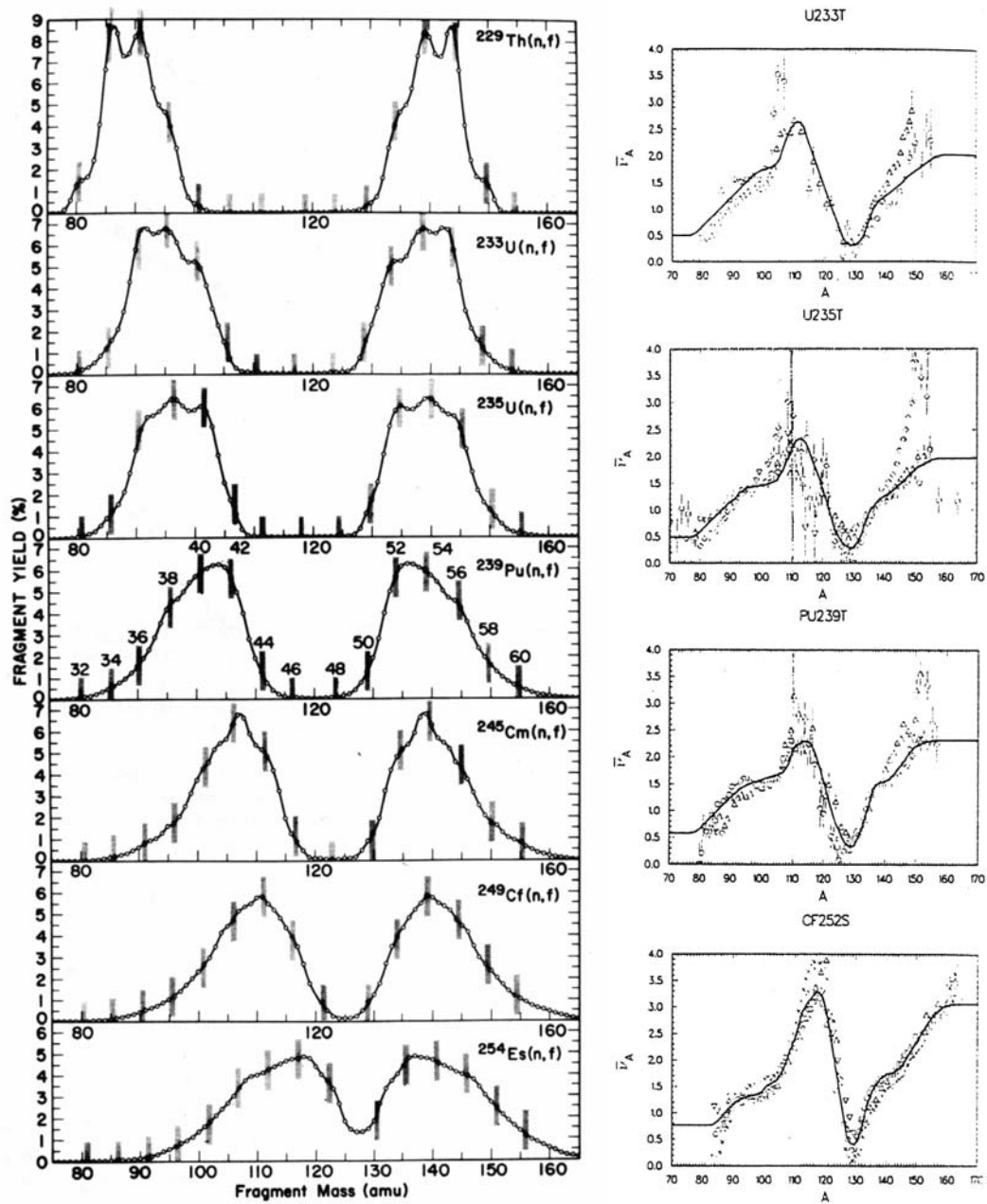


Abbildung 2.4: Verlauf der Fragmentmassenausbeuten (*links*) und Neutronenmultiplizitäten (*rechts*) für verschiedene Spaltsysteme. Auffallend ist in beiden Fällen die Fixierung der Verteilungen im Bereich einer Fragmentmasse von ca. 130 amu, also nahe dem besonders stabilen, doppelt magischen Kern ^{132}Sn (aus [Uni74],[Wah88]).

2.3 Schalenkorrekturen

Das Schalen- oder auch Einteilchenmodell stellt einen gänzlich anderen Ansatz zur Beschreibung des Kerns dar. Hierbei wird die Annahme gemacht, dass sich die Wechselwirkungen eines Nukleons mit den restlichen Kernnukleonen durch die Bewegung des Teilchens in einem geeignet gemittelten Kernpotential approximieren lassen. Die Kernzustände ergeben sich dann als Eigenfunktionen der zugehörigen Schrödingergleichung. Werden zusätzlich noch Spin-Bahn-Kopplungen mitberücksichtigt, so kann dieser Ansatz die beobachteten Schalenabschlüsse bei bestimmten N - und Z -Werten sehr erfolgreich wiedergeben. Eine Erweiterung des Modells hin zu nichtsphärischen Potentialen zur Beschreibung auch deformierter Kerne durch Nilsson [Nil69] zeigte aber ein divergierendes Verhalten der Bindungsenergien bei großen Deformationen. Das Einteilchenmodell für sich alleine genommen ist daher ebenfalls nicht in der Lage, den Spaltvorgang adäquat zu beschreiben.

Eine praktikable Lösung dieses Problems wurde jedoch 1967 von Strutinsky gegeben [Str67]. Die grundlegende Idee bei der Vorgehensweise besteht darin, die beiden bereits erwähnten Beschreibungsansätze des Kerns, Tröpfchen- und Schalenmodell, geeignet miteinander zu verknüpfen, um so, falls möglich, die Stärken beider Modellvorstellungen in einem gemeinsamen neuen Ansatz zu vereinen. Hierbei wird die grundlegende Form der Spaltbarriere durch den Potentialverlauf des Tröpfchenmodells (*Liquid Drop Model*) mit seinen dominierenden Coulomb- und Oberflächentermen vorgegeben. Die ebenfalls deformationsabhängigen Schaleneffekte aus dem Einteilchenmodell, zusammen mit Paarungsenergiekorrekturen führen in diesem Modell lediglich zu einer Modifikation des „glatten“ Barriereverlaufs aus dem *LDM*-Ansatz. Die Bindungsenergie als Funktion der Deformation ergibt sich so zu:

$$E = E_{LDM} + \sum_{p,n} (\delta U + \delta P) \quad (2.2)$$

mit E_{LDM} : Energieverlauf des Tröpfchenmodells und den Schalen- und Paarungskorrekturtermen der einzelnen Nukleonen δU und δP . Die Größe δU bedarf an dieser Stelle noch einer weiterführenden Erklärung. Sie ist die Differenz aus zwei unterschiedlichen Schalenmodellberechnungen: $\delta U = U - \tilde{U}$. U steht hierbei für die Lösung, die man unter Verwendung eines realistischen Schalenmodellpotentials erhält. Für die Ermittlung von \tilde{U} hingegen wird eine Art „uniformes“ Potential benutzt, aus dem die Feinheiten der Schalenstrukturen durch geeignete Mittelungen über größere Energieintervalle während der Berechnung herausgewaschen wurden (näheres siehe [Van73]). Das Strutinsky-Modell vermeidet so die Verwendung der problematischen divergierenden Energiewerte aus den Einteilchenberechnungen und führt mit dem Differenzterm $U - \tilde{U}$ lediglich eine Art „relative“ Korrektur am generellen Potentialverlauf des *LDM*-Modells durch. Da der Korrekturterm jedoch per Definition gerade dem Effekt entspricht, den die Schalenstruktur des Kerns in einem bestimmten Energiebereich lokal verursachen würde, kann so beiden Ansätzen gleichzeitig Rechnung getragen werden.

Das Ergebnis einer solchen Schalenkorrekturberechnung für Neutronenzahlen nahe der $N=126$ -Schale ist in Abb. 2.5 *links* als Funktion einer Deformation des Kerns zu sehen, wobei negative Energiewerte eine stärkere Bindung bedeuten. Erwartungsgemäß ergibt sich für den energetisch besonders günstigen vollen Schalenabschluss bei $N=126$ ein Minimum. Der Effekt nimmt mit zunehmender Auffüllung der Kernniveaus ab und verkehrt sich besonders für Kerne mit annähernd halb vollen Schalen (z.B. $N=106$) ins Gegenteil. Betrachtet man nun allerdings den Verlauf der Schalenkorrekturen in Abhängigkeit der Deformation des Kerns, so findet man den sehr interessanten Zusammenhang, dass sich die Verhältnisse mit anwachsender Deformation zunehmend umkehren: Für Kerne mit halb vollen Schalen tritt nun eine Erhöhung der Bindungsenergie ein, wohingegen für Kerne mit nahezu abgeschlossenen Schalen der sphärische deformationslose Grundzustand weiterhin energetisch günstiger bleibt. Da die Größe dieser an sich relativ klein erscheinenden Schalenfektkorrekturen jedoch aufgrund des in Abb. 2.3 *rechts* illustrierten starken Kompensationseffekts zwischen den Coulomb- und Oberflächenenergien durchaus im Bereich der Bindungsenergien des Tröpfchenmodells liegen kann, führt dies dazu, dass sich für viele Kerne mit nicht abgeschlossenen Schalen bevorzugt ein deformierter Grundzustand einstellt.

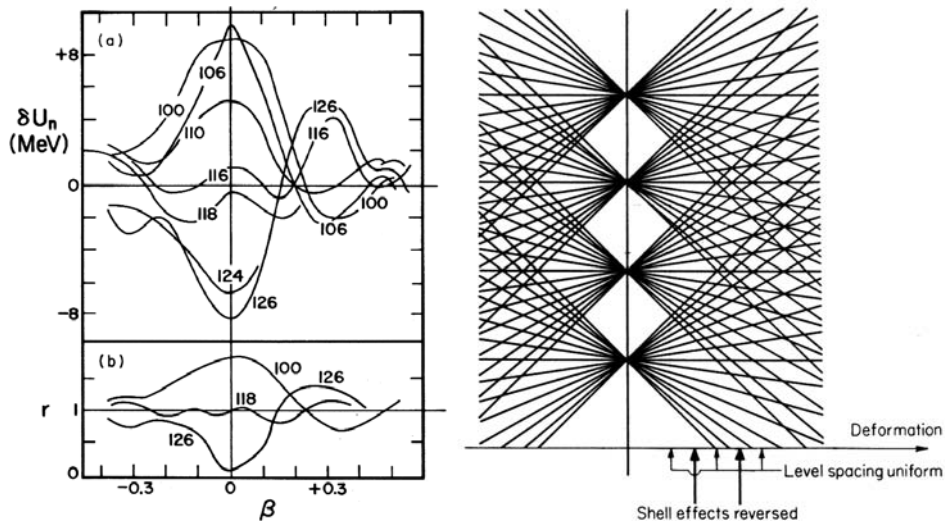


Abbildung 2.5: *Links oben*: Neutronenschalenkorrekturen in Abhängigkeit der Kerndeformation im Bereich der $N=126$ Schale nach Nilsson. *Links unten*: Verhältnis der dazugehörigen Einteilchenniveaudichten zu der eines uniformen Schalenpotentials (aus [Str67]). *Rechts*: Schematische Darstellung eines Nilsson-Diagramms für den Fall eines stark degenerierten Systems. Es entstehen mit zunehmender Deformation alternierende Zonen mit erhöhten und erniedrigten Niveaudichten (aus [Mye67]).

Die Ursache für diesen überraschenden Umkehrungseffekt in den Schalenkorrekturen bei deformierten Kernen kann durch eine Betrachtung der Niveaudichten der Einteilchenzustände des Schalenmodells gefunden werden. In Abb. 2.5 *links unten* ist zu diesem Zweck das Verhältnis der dazugehörigen Niveaudichten aus dem realen und dem gemittelten, uniformen Schalenmodell aufgetragen. Der offensichtliche Zusammenhang mit dem Verlauf der Schalenkorrekturen kann qualitativ folgendermaßen

ßen verstanden werden: Bei einer Verringerung oder Ausdünnung der Niveaudichte werden die besetzten Niveaus unterhalb der Fermienergie relativ gesehen nach unten verschoben, während für die unbesetzten Niveaus oberhalb dieser Schwelle der entgegengesetzte Fall zutrifft. Ersteres bedeutet aber effektiv nichts anderes als eine energetische Absenkung der gebundenen Zustände. Im umgekehrten Fall einer Erhöhung der Niveaudichte würden diese hingegen entsprechend angehoben werden. Vorausgesetzt wird bei dieser Betrachtung, dass die Fermienergie unabhängig von der Deformation des Kerns konstant bleibt. Die Entstehung dieser Niveaudichteschwankungen ist in Abb. 2.5 *rechts* schematisch skizziert. Die Aufspaltung vormals entarteter Niveaus unter Deformation und die daraus entstehenden Überlagerungen führen zu Gebieten unterschiedlicher Niveaudichte. Es können sich so in Abhängigkeit der Deformation die Verhältnisse mehrfach umkehren, was die charakteristische Schlangenform der Schalenkorrektur erklärt. Abb. 2.5 *rechts* stellt natürlich nur ein sehr grobes Bild des Verlaufs der Kernniveaus dar. Ein realistisches Energiediagramm für Kerne mit ungerader Protonenanzahl ist in Abb. 2.7 *rechts* auf Seite 16 gegeben. Auch in diesem Fall entstehen Zonen unterschiedlicher Niveaudichte.

Abbildung 2.6 zeigt einen nach der Strutinsky-Methode ermittelten typischen Verlauf der Spaltbarriere für leichte Actinide. Die Tatsache, dass Schalenmodellkorrekturen bis zu 10 MeV betragen können und somit in der gleichen Größenordnung wie die Spaltbarriere selbst liegen, erklärt ferner die aus der Nuklidkarte bekannte Ausbildung von Stabilitätsinseln bei bestimmten N - oder Z -Werten, die nichts anderes als Schalenabschlüsse mit besonders hoher Bindungsenergie darstellen.

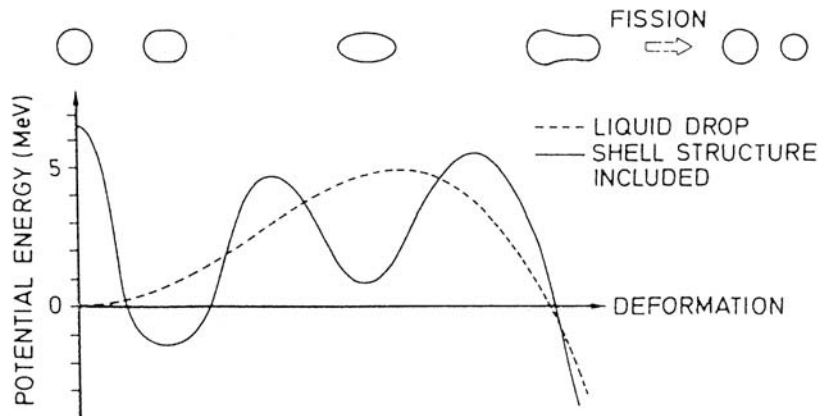


Abbildung 2.6: Typischer Verlauf der potentiellen Energie in Abhängigkeit der Deformation für den Fall der leichten Actinide (aus [Wei91]).

Auffällig ist in Abb. 2.6 ebenfalls die Ausbildung einer zweigeteilten Spaltbarriere mit einem zweiten lokalen Minimum. Ein angeregter Kern in diesem Potentialtopf könnte aufgrund der hohen Potentialwände recht langlebig und somit einer Beobachtung zugänglich sein. Man hat derartige langlebige Metazustände tatsächlich gefunden. Sie sind als so genannte Spaltisomere bekannt und können sowohl durch Spaltung zerfallen, als auch durch anderweitige Abregung wieder in ihren Grundzustand übergehen.

Nach dieser Einführung zur Beschreibung deformierter Kerne soll nun im nächsten Abschnitt näher auf die Verhältnisse am Sattelpunkt eingegangen werden. Diese sind für die spätere Winkelverteilung der Spaltfragmente von entscheidender Bedeutung und spielen somit im Rahmen dieser Arbeit eine zentrale Rolle.

2.4 Der Kern am Sattelpunkt

Dem Sattelpunkt als höchster Punkt der Potentialkurve kommt während des Spaltvorgangs eine besondere Bedeutung zu. Eine Überquerung dieses Punkts macht den Kern bezüglich fortschreitender Deformation instabil und stellt dadurch den Eintritt der Spaltung in ihre irreversible Phase dar. Um die Spaltbarriere aber überhaupt überwinden zu können, muss dem System zuerst ein entsprechender Energiebetrag als Anregungsenergie zugeführt werden. Im Compoundkern kann diese Energie allerdings auf unterschiedliche Art und Weise auf die verschiedenen Freiheitsgrade des Systems aufgeteilt werden: Entweder in innere Energie (Anregung einzelner Nukleonen) oder in kollektive Anregungsformen wie Vibrationen, Rotationen oder eben eine Deformation des gesamten Kerns. Für niederenergetische, nahe der Spaltschwelle stattfindende Spaltprozesse hat dies die interessante Konsequenz, dass praktisch die gesamte Anregungsenergie in Form von Deformationsenergie vorliegen muss. Da dadurch für die inneren Freiheitsgrade keine Energie mehr vorhanden ist, muss sich der Compoundkern thermodynamisch gesehen am Sattelpunkt in einem „kalten“ Zustand befinden. Dies hat unmittelbar zur Folge, dass wie in Abb. 2.7 *links* skizziert eine nur geringe Niveaudichte im Kern vorliegt und somit die Anzahl der tatsächlich am Übergang beteiligten Sattelpunktzustände klein sein wird. Dieses Konzept eines kalten Übergangskerns in der Niederenergiespaltung, bei dem am Sattelpunkt nur sehr wenige Übergangszustände in die Spaltung involviert sind, wurde schon 1939 durch Bohr [Boh39] eingeführt.

Aufgrund der relativ übersichtlichen Verhältnisse, die sich in diesem Fall durch die begrenzte Anzahl offener Spaltkanäle ergeben, spielen Untersuchungen nahe der Spaltschwelle oder gar darunter bei der Erforschung des Spaltvorgangs eine wichtige Rolle. So können z.B. durch Messungen von Wirkungsquerschnitten und Fragmentwinkelverteilungen Rückschlüsse auf die Art und Anzahl der beteiligten Übergangszustände gezogen werden. Wir wollen uns daher etwas näher mit den möglichen Zuständen des Spaltsystems am Sattelpunkt befassen. Der Verlauf der potentiellen Energie und die Lage der (inneren) Energieniveaus im Gleichgewichtsgrundzustand und am Sattelpunkt der Spaltung sind in Abb. 2.7 *links* schematisch skizziert. Für den angeregten Compoundkern in seiner Grundzustandsdeformation liegen die Kernniveaus aufgrund der hohen inneren Energie noch sehr nahe beieinander (eV Bereich). Der Kern beginnt sich nun zu deformieren. Mit jeder dieser Formveränderungen ist aber auch eine energetische Verschiebung (bzw. Aufspaltung) der inneren Kernniveaus verbunden. Dieses Verhalten kann in Abb. 2.7 *rechts* in Form eines realistischen Nilsson-Diagramms für die energetische Lage der Protonenniveaus beobachtet werden. Durch die Deformation wird die hohe Entartung der Grundzustände bezüglich des Gesamtdrehimpulses J aufgehoben, sodass eine große Anzahl „neu-

er“, d.h. energetisch verschobener Niveaus in Erscheinung tritt. Diesen Einteilchenzuständen sind zusätzlich die kollektiven Anregungszustände des Kerns überlagert. Auch diese können sehr komplizierte Formen annehmen und sind ebenfalls stark deformationsabhängig (Ein Einstieg zu Kollektivmodellen des Kerns kann z.B. in [Mus88] gefunden werden). Der Compoundkern durchläuft nun auf seinem Weg vom Grundzustand zum Sattelpunkt der Spaltung eine Vielzahl dieser unterschiedlichen Vibrations- und Rotationszustände. Da zunehmend Energie in Deformation umgewandelt wird, nimmt hierbei die Niveaudichte der Einteilchenzustände kontinuierlich ab.

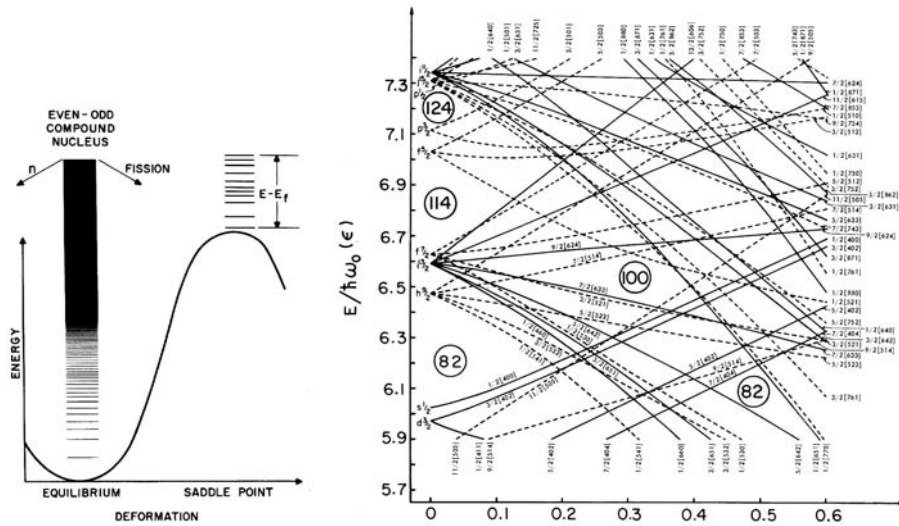


Abbildung 2.7: Links: Schematische Darstellung des Verlaufs der Deformationsenergie und die sich daraus für die inneren Freiheitsgrade ergebenden Verhältnisse im Grundzustand und am Sattelpunkt der Spaltung (aus [Van73]). Rechts: Nilsson-Diagramm für Protonen, $82 \leq Z \leq 126$ (aus [Gus67]).

Am Sattelpunkt angekommen, wollen wir die möglichen Zustände des Kerns eingehender betrachten. Die Berechnung dieser Zustände erfolgt mittels der Strutinsky-Methode und einem entsprechend deformierten Kernmodell ganz analog der bei der Bestimmung der Grundzustände geschilderten Vorgehensweise. Als ein besonders übersichtliches Beispiel für die am Sattelpunkt herrschenden Verhältnisse ist in Abb. 2.8 der Fall eines gg -Übergangskerns schematisch abgebildet. Da in dieser Konstellation im Kern nur gepaarte Nukleonen vorhanden sind, müsste zur Besetzung eines Einteilchenniveaus zuerst ein solches Paar aufgebrochen werden. Wegen der hierfür benötigten Paarungsenergie liegen diese Zustände (*Particle Excitations*) deshalb deutlich über den untersten kollektiven Anregungsmodi und können folglich in der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden. Die kollektiven Anregungsformen bestehen ihrerseits aus einer ganzen Reihe verschiedener Vibrationsmodi, denen Rotationsbänder überlagert sind. Einfache Schwingungsformen sind z.B. Verbiegungen (*Bending*) oder birnenförmiges Hin- und Herschwingen (*Mass Asymmetry*) des ganzen Kerns, wohingegen γ -Vibrationen asymmetrische Schwingungen bezüglich der Rotationsymmetrie des Kerns bezeichnen (für eine detailliertere Beschreibung möglicher Schwingungsformen sei z.B. auf [Mus88] S. 331 verwiesen).

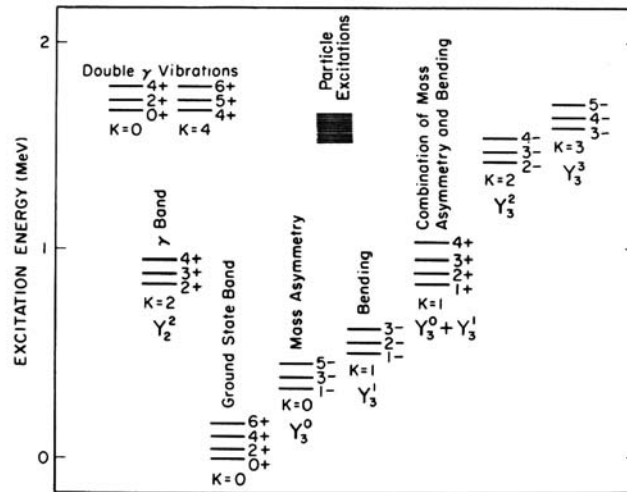


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung möglicher Sattelpunktzustände für einen gg -Übergangskern mit stabiler Quadrupoldeformation. Da keine ungepaarten Nukleonen im Grundzustand vorhanden sind, liegen mögliche Einteilchenanregungsniveaus (*Particle Excitations*) energetisch deutlich über den kollektiven Anregungsmodi, die aus unterschiedlichen Vibrationszuständen mit überlagerten Rotationsbanden bestehen (aus [Hui67]).

Die einzelnen kollektiven Anregungsniveaus lassen sich durch verschiedene geometrische Parameter, die die Deformation bzw. die Form des Kerns bestimmen, sowie einen Satz von Quantengrößen vollständig beschreiben: der Gesamtdrehimpuls J , dessen Projektion auf die Symmetrieachse des Kerns K und die Parität π . Wie im folgenden Abschnitt noch näher erläutert wird, erlauben K und J zusammen mit M , der Projektion von J auf die Vorzugsrichtung des Koordinatensystems, eine eindeutige Beschreibung der später zu erwartenden Winkelverteilung der Spaltfragmente. Da in der Niederenergiespaltung nur die untersten Anregungsniveaus überhaupt energetisch erreichbar sind, wird auch die Anzahl der beteiligten Spaltkanäle klein sein. Eine Auswertung entsprechender experimenteller Daten könnte daher Rückschlüsse auf die Art der beteiligten Übergangszustände ermöglichen.

Es wurde bereits erwähnt, dass ein gg -Kern mit Kernspin $I=0$ ein besonders einfaches Beispiel darstellt. Bei ungeraden Kernen wie z.B. dem ^{239}U -Compoundkern existiert im Kern jedoch noch ein einzelnes ungepaartes Neutron, das Einteilchenzustände gemäß dem Schalenmodell einnehmen kann. Die dazu benötigten Anregungsenergien liegen aufgrund der fehlenden Paarbindung im Bereich der Spaltschwelle, was zur Folge hat, dass auch die inneren Anregungszustände des Kerns am Sattelpunkt zu berücksichtigen sind. Anschaulich bedeutet dies nichts anderes, als das die in Abb. 2.8 in der Mitte oben liegenden Einteilchenanregungszustände nach unten rutschen und sich mit den Niveaus der kollektiven Anregungsformen überlagern. Die tatsächliche Situation ist daher für gu - bzw. ug -Kerne wesentlich komplizierter und unübersichtlicher. Dies ändert aber nichts an den bisher angestellten Überlegungen bezüglich den in der Niederenergiespaltung am Sattelpunkt vorherrschenden Verhältnissen, da auch weiterhin nur einige wenige kollektive Übergangszustände mit einem definierten Satz von Quantenzahlen in den Spaltprozess involviert sein können.

2.4.1 Winkelverteilung der Spaltfragmente

Der Theorie, dass die Winkelverteilung der Spaltfragmente durch die Eigenschaften der Übergangszustände des Kerns am Sattelpunkt bestimmt wird, liegen zwei Annahmen zu Grunde. Zum einen geht man davon aus, dass die Separation der Spaltfragmente entlang der Symmetrieachse des deformierten Kerns erfolgt. Die zweite Annahme besteht darin, dass der Übergang des Kerns vom Sattelpunkt zum Szissionspunkt so schnell erfolgt, dass die aktuell am Sattelpunkt herrschenden Drehimpulsquantenzahlen für den restlichen Verlauf des Spaltprozesses erhalten bleiben.

Man kann sich beide Annahmen leicht veranschaulichen, wenn man sich den Spaltvorgang in stark vereinfachter bildlicher Form vorstellt. Die Anregung kollektiver Freiheitsgrade des Compoundkerns bedeutet nichts anderes, als dass der gesamte Kern zu vibrieren, zu rotieren und sich zu deformieren beginnt. Solange eine kritische Deformation nicht überschritten wird, bleibt er jedoch vorerst stabil, wechselt aber auf vielfältigste Art und Weise seine äußere Form und sein Schwingungsverhalten. Zu diesem Zeitpunkt der Spaltung existiert noch keinerlei Bevorzugung oder Auszeichnung einer bestimmten Raumrichtung. Dies ändert sich allerdings schlagartig beim Überqueren des Sattelpunkts. Nun ist die Deformation des Kerns so stark, dass ihn seine inneren Kräfte nicht mehr zusammen halten können. Bildlich gesprochen bedeutet dies, dass die vibrierenden Kernhälften nicht mehr in sich zurückschwingen, sondern dass sie nun beginnen, sich immer weiter auf einer Linie voneinander zu entfernen. Diese Bewegungsrichtung der hantelförmigen Präfragmente ist aber gerade mit der späteren Flugrichtung der Spaltfragmente identisch. Somit ist exakt der Zustand des Compoundkerns am Sattelpunkt der Spaltung für die Winkelverteilung der Fragmente von entscheidender Bedeutung, da hier durch die irreversible Deformation des Kerns die augenblickliche Schwingungsrichtung praktisch „eingefroren“ wird. Im Bild zweier hantelförmiger, sich voneinander wegbewegender Präfragmente wird auch die in der ersten Annahme erwähnte Separation der Fragmente entlang der Symmetrieachse des deformierten Compoundkerns (bildlich) deutlich.

Die exakte Winkelverteilung lässt sich nach Wheeler [Whe63] aus der Kenntnis der Übergangszustände mittels einer Betrachtung der Drehimpulsverhältnisse herleiten. Abb. 2.9 skizziert die daran beteiligten Drehimpulskomponenten. K stellt die Projektion des Gesamtdrehimpulses J auf die Deformationsachse des Compoundkerns dar. Dieser rotiert seinerseits um die dazu senkrechte R -Achse. Betrachtet man das System von außen, so muss eine raumfeste Vorzugsrichtung definiert werden. Normalerweise wird hierfür die Richtung des spaltenden Neutronenstrahls benutzt und M ist eben die Projektion des Gesamtdrehimpulses J auf diese äußere Vorzugsrichtung. Aus Gründen der Drehimpulserhaltung stellen J und M Erhaltungsgrößen dar. Sie hängen nur von den Anfangsbedingungen ab und bleiben trotz der sich im Verlaufe der Spaltung stark verändernden Form des Compoundkerns während des gesamten Spaltprozesses erhalten. Für die Projektionen K und R gilt dies jedoch nicht. Es wurde bereits erwähnt, dass der hoch angeregte Compoundkern, ausgehend von seiner Grundzustandsform, auf seinem Weg zum stark deformierten Übergangskern am Sattelpunkt mehrfach seine äußere Formen ändert und dabei eine Vielzahl von Vibrations- und Rotationszuständen durchläuft. Mit jedem dieser

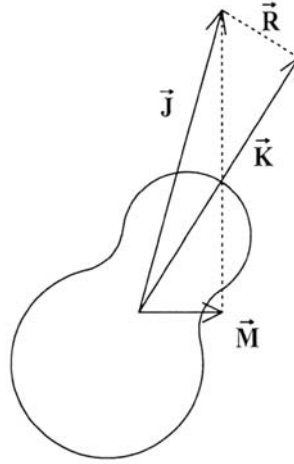


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Drehimpulsverhältnisse im deformierten Compoundkern am Sattelpunkt des Spaltprozesses. J Gesamtdrehimpuls, K Projektion des Gesamtdrehimpuls J auf die Deformationsachse des Compoundkerns, R Rotationsachse des Kerns, M Projektion von J auf die äußere Vorzugsrichtung (z.B. Strahlrichtung der Spaltneutronen, Kernspin $I = 0$, aus [Kau96]).

einzelnen Übergänge ist aber auch eine Umverteilung der Energie und des Drehimpuls im Kern verbunden, sodass sich die Drehimpulsaufspaltung von J in K und R beim Durchlauf dieser vielen verschiedenen Zwischenzustände massiv verändern kann. Dies hat zur Folge, dass die aktuellen K - und R -Werte am Sattelpunkt nicht mehr mit den Ausgangswerten zu Beginn der Spaltung korreliert sind. Sie sollen aber nach unserer 2. Annahme auf dem restlichen Weg des Kerns vom Sattelpunkt zur endgültigen Szission erhalten bleiben.

Für einen Compoundkern mit den Drehimpulsquantenzahlen J , M und K am Sattelpunkt ergibt sich nach Wheeler [Whe63] als Winkelverteilung:

$$W_{M,K}^J(\theta) = [(2J + 1)/2] |d_{M,K}^J(\theta)|^2 \quad (2.3)$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen der Symmetrieachse des Kerns K bzw. der Fragmentflugrichtung und der äußeren Vorzugsrichtung M . Man erhält also eine rotationssymmetrische Winkelverteilung bezüglich des Spaltneutronenstrahls. Die Funktion $d_{M,K}^J(\theta)$ ist die Wignersche d-Funktion [Wig59]. Eine ausführliche, gut verständliche Herleitung von Gl. 2.3 wird z.B. in [Sak85] gegeben. Gleichung 2.3 stellt eine allgemein gültige Lösung für die Spaltung im Niederenergiebereich dar, da sie unabhängig vom Trägheitsmoment des Kerns ist. Man erhält folglich für einen gegebenen Satz von Drehimpulsquantenzahlen (J, M, K) immer dieselbe Winkelverteilung, unabhängig von der tatsächlichen Form des Kerns im Einzelnen. Die abweichenden Trägheitsmomente und folglich auch Energieniveaus bei Kernen mit unterschiedlicher äußerer Form führen jedoch dazu, dass die Kernniveaus in unterschiedlicher Art und Weise besetzt werden.

Im Hinblick auf das in dieser Arbeit untersuchte Spaltsystem $^{238}\text{U}(n,f)$ sind die Verhältnisse bei der neutroneninduzierten Spaltung von gg -Kernen besonders interessant. Im Grundzustand besitzen solche Kerne durch die vollständige Paarung aller Nukleonen einen Kernspin von 0. Das einfliegende Neutron als Spin-1/2-Teilchen kann daher maximal $M = \pm 1/2$ liefern, womit Gleichung 2.3 übergeht in:

$$W_{\pm\frac{1}{2},\pm K}^J(\theta) = [(2J+1)/4] \left\{ |d_{\frac{1}{2},K}^J(\theta)|^2 + |d_{-\frac{1}{2},K}^J(\theta)|^2 \right\} \quad (2.4)$$

Die so erhaltenen Verteilungen sind sowohl bezüglich $\pm M$ als auch $\pm K$ entartet. Verschiedene Winkelverteilungen für eine Reihe von J - und K -Werten sind in Abb. 2.10 abgebildet. Interessanterweise liefern nur Zustände mit $K = 1/2$ ein Maximum in Richtung des Neutronenstrahls ($\theta=0^\circ$). Alle anderen höheren K -Zustände sind in diese Richtung unterdrückt. Man erkennt ebenfalls, dass sich die einzelnen Verteilungen zum Teil ganz erheblich voneinander unterscheiden. Sind, wie im Falle der Niederenergiespaltung an der Spaltschwelle, nur einige wenige dieser Übergangskanäle aktiv, so kann die Messung der Winkelverteilung ein sensibles Instrument zur Identifikation dieser Sattelpunktzustände sein.

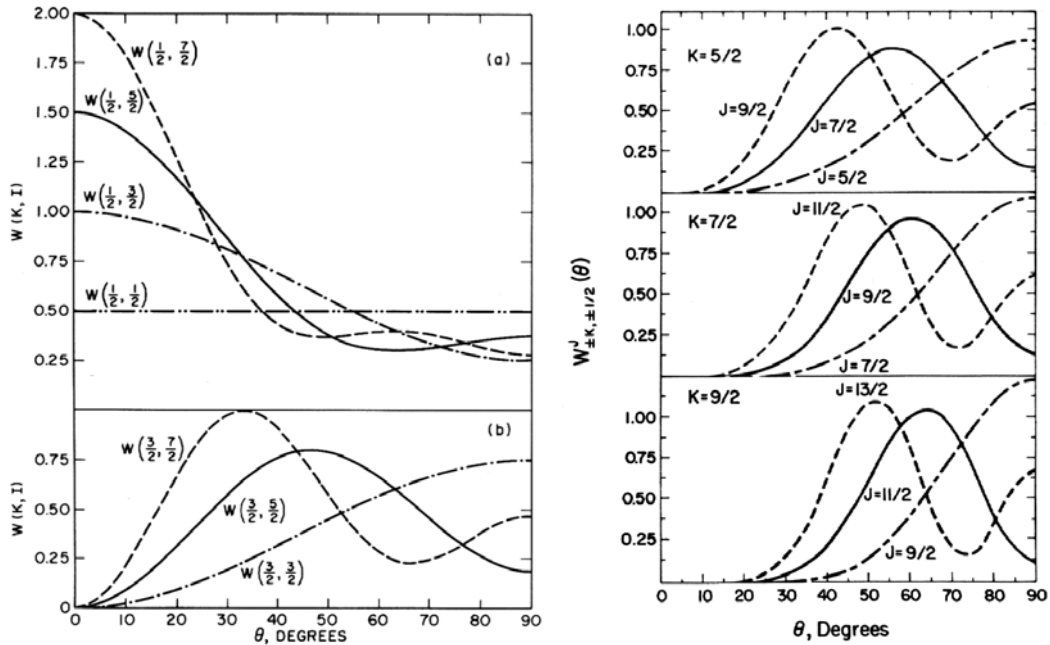


Abbildung 2.10: Theoretische Winkelverteilung der Spaltfragmente im Falle der neutroneninduzierten Spaltung von gg -Kernen für verschiedene K und J Werte ($M = \pm 1/2$ entartet). Von links oben nach rechts unten: Winkelverteilungen für $K = 1/2, 3/2 \dots 9/2$ (aus [Van73]).

Die Betrachtung der Fragmentwinkelverteilungen soll mit einer kurzen Bemerkung zu den experimentellen Möglichkeiten abgeschlossen werden, die sich aus dem guten Verständnis der Zusammenhänge zwischen den Winkelverteilungen und den daran beteiligten Übergangszuständen des Kerns am Sattelpunkt, zumindest für den hier vorliegenden Fall der niederenergetischen Spaltung leichter Actinide, ergeben. So

ist beispielsweise die Bestimmung der Winkelanisotropie der Spaltfragmente experimentell relativ einfach durchführbar. Man kann sie daher hervorragend als eine „Mess-Sonde“ benutzen, um Informationen über den Zustand des Compoundkerns unmittelbar am Sattelpunkt der Spaltung zu sammeln. Besonders interessant ist hierbei zu untersuchen, welche charakteristischen Spalteigenschaften bereits am Sattelpunkt der Spaltung vorhanden sind oder erst im späteren Verlauf des Spaltprozesses ausgebildet werden.

Ein solcher Ansatz wird auch in dem hier vorgestellten Experiment zum Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens verfolgt: Kann man in den Winkelanisotropien in der binären und ternären Spaltung keine Unterschiede feststellen, so liegt der Schluss nahe, dass sich der Kern in beiden Fällen in ähnlicher Art und Weise über den Sattelpunkt bewegt hat und somit die Entscheidung über den ternären oder binären Ausgang der Spaltung erst zu einem späteren Zeitpunkt des Spaltprozesses getroffen wird. Ließe sich hingegen eine signifikante Abweichung feststellen, so wäre dies ein eindeutiger Beweis, dass die ternäre Spaltung bereits zu diesem relativ frühen Zeitpunkt während des Spaltvorgangs vom Gang der normalen binären Spaltung abweicht.

In analoger Weise können so natürlich auch wichtige Eigenschaften der Spaltfragmente näher untersucht werden. Im Rahmen unserer Arbeitsgruppe wurde dies in der Vergangenheit bereits mehrfach durchgeführt, wobei als Mess-Sonde die Größe der in der Kernspaltung beobachtbaren Paritätsverletzung (*PNC*) zum Einsatz kam (Zum Verständnis sei nur kurz erwähnt, dass für die Größe des *PNC*-Effekts ebenfalls die Eigenschaften der Übergangszustände am Sattelpunkt eine entscheidende Rolle spielen, siehe z.B. [Gön94]). In den Experimenten wurde jeweils gezielt nach etwaigen Abhängigkeiten des *PNC*-Effekts von den verschiedenen untersuchten Spalteigenschaften gesucht: von Energie und Masse der Fragmente [Köt99], von dem in der Spaltung durchlaufenen Brosa-Spaltmode [Gra94] und von dem binären oder ternären Ausgang der Spaltung [Jes01]. Mit Hilfe dieser Technik konnte in allen Fällen gezeigt werden, dass die oben erwähnten Spalteigenschaften erst nach dem Überschreiten des (äußeren) Sattelpunkts eingestellt werden.

2.5 Vom Sattelpunkt zur Szission

Der Weg des Compoundkerns vom Sattelpunkt zur Szission, der eigentlichen Aufspaltung des Kerns in die beiden Spaltfragmente ist der bisher am wenigsten gut verstandene Abschnitt des gesamten Spaltvorgangs. So stellt sich schon die Frage der angemessenen Herangehensweise an das Problem: Kann der Spaltprozess eher als adiabatisch bezüglich der inneren Einteilchenfreiheitsgrade angesehen werden oder müssen diese in der Beschreibung voll mitberücksichtigt werden? Im Falle eines „langsamen“, adiabatischen Übergangs vom Sattel- zum Szissionspunkt wären die inneren Freiheitsgrade unzugänglich, womit die freiwerdende potentielle Energie hauptsächlich in eine kollektive Anregung des Compoundkerns umgewandelt werden müsste, die sich letztendlich in der kinetischen Energie der Spaltfragmente äußern

sollte. Besteht jedoch eine ausreichend starke Koppelung zu den Einteilchenfreiheitsgraden oder läuft der Deformationsprozess nicht so langsam ab, dass sich die Einteilchenzustände jederzeit auf die von außen anliegende Störung einstellen können, so ist eine Anregung bzw. ein Energieübertrag in die inneren Freiheitsgrade sehr wohl möglich. Man kann diesen Vorgang ganz in Analogie zu der Bewegung einer viskosen Flüssigkeit sehen: Die Energieumwandlung in innere Anregung stellt eine Art „innere Reibung“ dar, die zu einem Aufheizen des Compoundkerns führt. In diesem Fall, in dem die verfügbare Energie auf alle Freiheitsgrade verteilt wird, könnte ein statistischer Ansatz eher angebracht erscheinen (Für eine detailliertere Diskussion dieser schwierigen Materie siehe z.B. [Van73, Kapitel 9]).

Experimentelle Untersuchungen zur Klärung dieser Fragestellung zeigen keine eindeutige Bevorzugung einer der beiden Sichtweisen: Beispielsweise konnte aus Messungen zu Gerade-Ungerade-Effekten in den Elementausbeuten abgeschätzt werden, dass im Mittel ca. 30% der freiwerdenden potentiellen Energie in dissipative Energie umgewandelt wird [Gön87]. Aus diesem Grund wurden sowohl verschiedene statistische Ansätze unternommen (Fong [Fon69], Wilkins [Wil76], Terrell [Ter65]), als auch eine Vielzahl dynamischer Modellberechnungen durchgeführt (siehe z.B. [Van73] ab Seite 273). Gute Übereinstimmungen mit beobachteten Fragmenteigenschaften und dem charakteristischen Sägezahnverlauf der Neutronenmultiplizitäten konnten z.B. von Ruben und Märten [Mär90] mit Hilfe eines verfeinerten statistischen Ansatzes erreicht werden. Seit einigen Jahre existiert mit dem Brosa-Modell der *Multimodalen Spaltung* [Bro90] ebenfalls eine sehr erfolgreiche semi-phänomenologische dynamische Beschreibung des Spaltprozesses. Das Modell dient häufig zur Interpretation von Experimenten und ist insbesondere bei der Beschreibung systematischer Trends von Spalteigenschaften für Kerne der Nuklidkarte nützlich. Im Folgenden soll daher kurz auf die Hauptaussagen des Brosa-Modells eingegangen werden; für Details sei auf die Originalarbeiten [Bro90, Bro99] verwiesen.

Das Brosa Modell

Hauptmerkmale des Brosa-Spaltmodells sind zum einen das Konzept der *Multimodalen Spaltung*, zum anderen die Einführung des *random neck rupture*-Prinzips, das den eigentlichen Rissvorgang beschreibt. Die Herleitung der für dieses Modell charakteristischen Spaltmoden, mit denen bestimmte bevorzugte Wege der Spaltung durch die deformationsabhängige Potentiallandschaft des Compoundkerns gemeint sind, erfolgt hierbei in ganz ähnlicher Weise wie bei der im Abschnitt 2.3 besprochenen Bestimmung der Potentialbarriere. So wird mit Hilfe der Strutinsky-Methode der Potentialverlauf als Funktion eines Satzes von Deformationsparametern bestimmt, wobei für die Form des Kerns eine spezielle Parametrisierung verwendet wird, die einen glatten Übergang zwischen den kugelförmigen Präfragmenten und dem dazwischenliegenden Hals ermöglicht. Betrachtet man die daraus resultierende mehrdimensionale deformationsabhängige Potentialoberfläche des Kerns, so lassen sich verschiedene tief liegende „Täler“-Strukturen erkennen, entlang derer sich der Kern, da energetisch am günstigsten, bevorzugt auf seinem Weg durch die Potentiallandschaft bewegen wird. Die Tatsache, dass mehrere solche Spaltkanäle beobachtet

werden können, erklärt den bereits erwähnten Begriff der *Multimodalen Spaltung*. In diesem Zusammenhang ist es wichtig zu betonen, dass mit den verschiedenen Spaltkanälen unterschiedliche Werte der Deformationsparameter verbunden sind. Die Kerne können daher am Szissionspunkt, dem Endpunkt ihres Wegs durch die Potentiallandschaft, recht unterschiedlich geformt sein: Das Spektrum reicht hierbei von relativ kompakten, runden Kernformen bis hin zu extrem gestreckten Konfigurationen. Es sind gerade diese unterschiedlichen geometrischen „Ausgangsformen“ für den sich nun anschließenden Aufspaltungsprozess, die viele der später beobachtbaren Fragmenteigenschaften wie z.B. die Energieverteilung oder den Massensplit maßgeblich mitbestimmen.

Die zweite wichtige Annahme des Brosa-Modells besteht in der so genannten *random neck rupture*, dem örtlich gesehen „zufälligen“ Einreißen des Compoundkernhalses. Darunter ist zu verstehen, dass der genaue Ort an dem der Einriss des Halses stattfindet nicht deterministisch festgelegt ist (z.B. immer an seiner dünnsten Stelle), sondern vielmehr in zufälliger Weise über die Halsregion verteilt ist. Hierfür werden Oberflächenschwingungen in dem stark gedehnten und dementsprechend dünnen Halsbereich zwischen den Präfragmenten verantwortlich gemacht. Es können sich dadurch kleine „Dellen“ oder Einschnürungen ausbilden, die in einer unkontrollierten Bewegung beginnen, entlang des Halses hin und her zu wandern (*shift instability*). Übersteigt nun mit dem zunehmenden Auseinanderdriften der Kernhälften die Dehnung des Halses einen bestimmten kritischen Wert (*Rayleigh instability*), so setzt am aktuellen Ort der Störung der eigentliche Halsriss ein und das zufällig zu diesem Zeitpunkt herrschende Massenverhältnis zwischen den Präfragmenten wird quasi „eingefroren“. Die erheblichen Breiten in den Fragment-Massenausbeuten (siehe z.B. Abb. 2.11 *links* auf Seite 25) können so leicht als eine Folge dieser zufälligen Verteilung der Rissposition im Halsbereich verstanden werden. Es ist bei dieser Betrachtung über den Mechanismus des Rissprozesses wichtig zu betonen, dass dem ganzen Vorgang jeweils immer die geometrische „Ausgangsform“ des Kerns zu Grunde liegt, die sich aus seinem Weg durch die Potentiallandschaft ergeben hat. Man erhält daher für verschiedene Brosa-Spaltmoden sehr wohl unterschiedliche Verteilungen in den Fragmenteigenschaften.

Brosa Mode	Szissionskonf. / Halslänge	Massenbreite Fragmente	kin. Energie Fragmente	Spaltungsart
<i>supershort</i>	kurz	schmal	hoch	symmetrisch
<i>standard</i>	mittel	mittel	mittel	asymmetrisch
<i>superlong</i>	lang	breit	niedrig	symmetrisch

Tabelle 2.1: Eigenschaften verschiedener Spaltmoden nach dem Brosa-Modell. Im Falle der Spaltung des leichten Actinides ^{238}U dominiert die asymmetrische Standardspaltung.

Anhand ihrer charakteristischen Präszissionsformen lassen sich im Wesentlichen drei Hauptmoden unterscheiden. Sie sind in Tabelle 2.1 zusammen mit einer kurzen Auflistung ihrer wichtigsten Merkmale wiedergegeben. Mit den Erklärungen aus dem vorigen Abschnitt können die unterschiedlichen Eigenschaften der drei Spaltmoden leicht verstanden werden: Für den Fall einer kompakten Szissionskonfiguration (*supershort*) befinden sich im Halsbereich nur relativ wenige Nukleonen, die durch den

random neck rupture-Mechanismus auf die Präfragmente verteilt werden können. Man erhält dadurch eine eher schmale Fragmentmassenverteilung. Andererseits führt der geringe Abstand der Präfragmente am Szissionspunkt zu sehr hohen Coulombkräften, die ursächlich sind für die beobachteten hohen kinetischen Energien der Fragmente in diesem Spaltmode. Liegt hingegen eine betont gestreckte Szissionsform vor, so ist die Anzahl der „zufällig“ verteilbaren Halsnukleonen sehr viel größer und es werden erheblich breitere Fragmentmassenverteilungen möglich. Dagegen nehmen die kinetischen Energien wegen des größeren mittleren Abstands der Präfragmente untereinander deutlich niedrigere Werte an.

Auch die beobachteten Asymmetrieunterschiede in den unterschiedlichen Spaltmoden lassen sich so leicht verstehen. Sie sind eine direkte Folge der verschiedenartigen Kernformen, die sich nach dem Durchlauf der Potentiallandschaft ergeben: Im Falle der asymmetrischen Spaltung liegt ein ebenso deformierter, „birnenförmiger“ Kern vor, wohingegen bei den anderen Brosa-Moden eine symmetrische Ausgangsform vorherrscht. Für den uns interessierenden Bereich der leichten Actinide dominiert der *standard*-Mode, der nochmals in die zwei Untermoden *standard I* und *standard II* aufgespalten werden kann. *Superlong*-Spaltung ist überwiegend auf leichte Kerne beschränkt, während der *supershort*-Mode nur bei sehr schweren Kernen zu beobachten ist, nämlich dann, wenn der Compoundkern in zwei Clusterkerne (z.B. $2 \times {}^{132}\text{Sn}$) zerfallen kann.

Abschließend soll noch auf eine interessante Vorhersage des Brosa-Modells eingegangen werden, die in einem besonderen Zusammenhang mit der hier vorgestellten Arbeit steht. Nach dem bisher Gesagten unterscheiden sich die verschiedenen Spaltmoden dadurch, dass sie unterschiedliche Wege durch die deformationsabhängige Potentiallandschaft des Kerns nehmen. Allerdings bestehen durchaus auch Gemeinsamkeiten: So wird angenommen, dass sich die beiden asymmetrischen Moden *standard I* und *standard II* erst nach der Überschreitung der äußeren Spaltbarriere verzweigen und infolgedessen die gleichen äußeren Sattelpunktzustände durchlaufen werden. Im Gegensatz dazu sollte der symmetrische *superlong*-Spaltmode bereits in einem früheren Stadium, dem 2. Minimum der Spaltbarriere, abzweigen und so einen unabhängigen eigenen Weg über die äußere Spaltbarriere nehmen. In beiden Arten der Spaltung sollten folglich unterschiedliche äußere Spaltbarrieren beteiligt sein. Nach den bisherigen Ausführungen in diesem Kapitel sollte es klar sein, dass gerade die besprochenen *PNC*- und Winkelanisotropie-Experimente sich hervorragend dazu eignen, die Richtigkeit dieser Annahme zu testen. So sollten in diesem Fall in den beiden Standardspaltungen identische *PNC*-Asymmetrien zu beobachten sein. Diese Vermutung konnte im Rahmen unserer Arbeitsgruppe bereits bestätigt werden [Gra94, Köt99]. Andererseits würde man für die symmetrische und asymmetrische Spaltung unterschiedliche Werte erwarten. Leider konnte diese interessante Vermutung aufgrund der sehr geringen Ausbeuten an symmetrischen Spaltereignissen in den Experimenten nicht zweifelsfrei geklärt werden.

2.6 Ternäre Spaltung

Die ternäre Spaltung stellt einen Sonderfall der Kernspaltung dar, bei dem neben den üblichen zwei Spaltfragmenten noch ein weiteres leichtes Teilchen beobachtet werden kann. Dieser Prozess ist recht selten: Nur etwa jede dreihundertste Spaltung läuft ternär ab. Trotzdem sind im Laufe der Zeit viele Eigenschaften dieser interessanten Spaltungsart eingehend untersucht worden, nicht zuletzt auch im Rahmen dieser Arbeitsgruppe.

Erste experimentelle Hinweise auf die Existenz einer die Spaltung begleitenden dritten Teilchens gehen bereits bis in die Vierziger Jahre zurück. Die Photoaufnahme in Abb. 2.1 auf Seite 4 ist ein schönes Beispiel hierfür. In ihr sind ebenfalls schon einige charakteristische Eigenschaften der ternären Teilchen zu erkennen. Auffallend ist vor allem die sehr lange Spur des nach rechts wegfliegenden ternären Teilchens, wohingegen die Spuren der nach oben und unten wegfliegenden Spaltfragmente deutlich kürzer ausfallen. Dies nährt die Vermutung, dass die ternären Teilchen, meist wird ein α -Teilchen beobachtet, eine erhebliche kinetische Energie besitzen müssen. Tatsächlich findet man mit ca. 16 MeV (Halbwertsbreite 10 MeV, annähernd gaußverteilt) eine mittlere kinetische Energie, die deutlich über den Energiewerten der monoenergetischen α -Teilchen aus den natürlichen Zerfällen schwerer Kerne liegt (z.B. ^{238}U : 4.2 MeV). Genauere Untersuchungen bestätigten auch die Dominanz von ^4He -Kernen: Sie machen ca. 90% aller ternären Teilchen aus, gefolgt von ^3He (7%). Helium- und Wasserstoffisotope zusammengenommen zeichnen für 99% aller ternären Teilchen verantwortlich. Schwerere Elemente ab Lithium aufwärts entstehen nur sehr selten in diesem Spaltprozess. Die Wahrscheinlichkeiten hierfür nehmen mit steigender Masse der ternären Teilchen sehr schnell ab, wie aus Abb. 2.11 *links*, man beachte die logarithmische Skala, unmittelbar deutlich wird. Die Abbildung gibt auch eine Antwort auf das bisher schwerste in der Reaktion $^{242}\text{Am}(n_{\text{th}}, f)$ beobachtete ternäre Teilchen: ^{35}Si [Hes97].

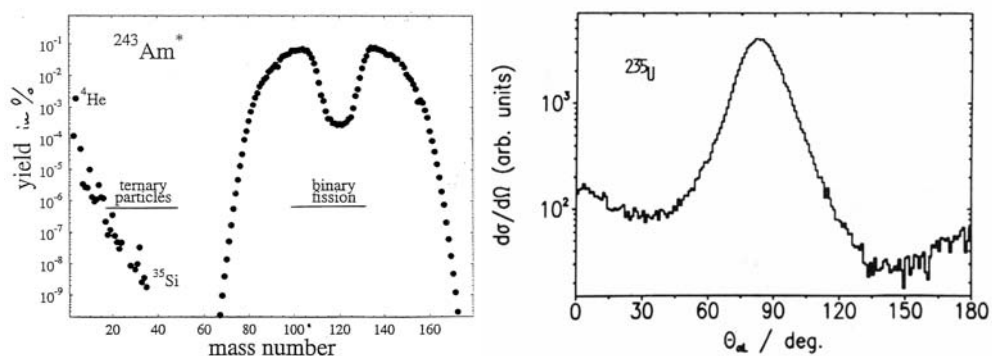


Abbildung 2.11: *Links*: Massenspektrum der in der Reaktion $^{242}\text{Am}(n_{\text{th}}, f)$ emittierten Teilchen in Prozent. Die Ausbeuten für die Spaltfragmente sind [Wah88] entnommen, die der ternären Teilchen entstammen [Hes97]. *Rechts*: Winkelverteilung der ternären Teilchen relativ zur Flugrichtung des leichten Spaltfragments für die Reaktion $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ (aus [Wag91]).

Für das hier vorgestellte Experiment ist die zu erwartende Winkelverteilung der ternären Teilchen bezogen auf die Flugrichtung der Spaltfragmente von besonderer

Bedeutung. Eine typische Winkelverteilung ist in Abb. 2.11 *rechts* zu sehen: Sie zeigt ganz deutlich die starke Tendenz einer zu den Fragmenten senkrechten Emission der ternären Teilchen. Dieses Verhalten wird unmittelbar verständlich, wenn man die Annahme macht, dass das ternäre Teilchen aus dem Halsbereich zwischen den Präfragmenten geboren wird und demzufolge die abstoßende Wirkung der beiden Coulombfelder der Spaltfragmente zwangsweise zu einer Fokussierung der Teilchen in der zur Spaltachse senkrechten Äquatorialebene führen muss. Der in Abb. 2.11 *rechts* beobachtbare scharfe Peak bei Winkeln um die 90° kann so plausibel erklärt werden. Bei einer genaueren Betrachtung stellt man allerdings fest, dass das Maximum nicht wie zu vermuten bei 90° liegt, sondern vielmehr bei einem etwas kleineren Winkel (84°) erreicht wird, bezogen auf die Flugrichtung des leichten Fragments. Dies ist kein Widerspruch, da das schwerere Fragment natürlich auch eine etwas höhere Kernladung trägt und somit dessen Abstoßung leicht überwiegt.

Neben den im vorigen Abschnitt aufgelisteten, für die Durchführung dieses Experiments relevanten grundlegenden Eigenschaften ternärer Teilchen, existiert eine Vielzahl von weiteren Untersuchungen zu verschiedenen Teilaspekten des ternären Spaltungsphänomens. Als Einstiegspunkt sei z.B. auf [Wag91] verwiesen. Der Vorgang der ternären Spaltung ist auch deshalb von besonderem Interesse, da man mit ihm einen Einblick in den bisher am wenigsten verstandenen Teilvorgang des Spaltprozesses erlangen kann: Die dynamische Bewegung des Compoundkerns vom Sattel- zum Szissionspunkt und die sehr komplexen Verhältnisse im Kern während der eigentlichen Aufspaltung. Allgemein wird angenommen, dass gerade in dieser letzten Phase der Spaltung so wichtige Spaltparameter wie die Massen- und Energieverteilungen der Spaltfragmente eingestellt werden. Dies gilt auch für die ternäre Spaltung. Alle gängigen Theorien gehen davon aus oder sind zumindest kompatibel damit, dass das ternäre Teilchen erst zu einem relativ späten Zeitpunkt während des Spaltprozesses ausgebildet wird, höchstwahrscheinlich sogar erst bei der eigentlichen Szission des Kerns. Es sei in diesem Zusammenhang nochmals auf die bildhafte Vorstellung hingewiesen, dass ein doppeltes Einreißen des die beiden Präfragmente noch verbindenden Halssegments in diesem allerletzten Abschnitt der Spaltung zur Freisetzung der ternären Teilchen führt. Ist diese Annahme aber korrekt, so müsste es möglich sein, durch entsprechende Untersuchungen zur ternären Spaltung zusätzliche neue Informationen über den Zustand des Compoundkerns gerade in dieser kritischen Phase nahe des Szissionspunkts zu erlangen.

Über den Vorgang der ternären Spaltung existiert eine ganze Reihe von Modellvorstellungen, die sich in ihren theoretischen Ansätzen teilweise recht deutlich unterscheiden, aber grob in zwei Gruppen eingeteilt werden können: Statistische Betrachtungen am Szissionspunkt oder dynamische Ansätze, die auch die Bewegung des Kerns vom Sattel- zum Szissionspunkt beinhalten. Da in diesem Experiment die Frage des Entstehungszeitpunkts des ternären Teilchens im Vordergrund steht, man also am zeitlichen Verlauf des Spaltprozesses interessiert ist, sind die dynamischen Modellansätze vorzuziehen. Dagegen haben statistische Ansätze oft ihre Stärken in solchen Fragestellungen wie z.B. den ternären Elementausbeuten, den Massen- und Energieverteilungen der ternären Teilchen. Diese sind jedoch hier von untergeordneter Bedeutung (Für diesbezügliche Untersuchungen sei als ein Einstieg z.B. auf

[Hes97] verwiesen). Aus den genannten Gründen wird im Folgenden nur auf das dynamische Modell von Rubchenya näher eingegangen; anderen bekannte Modelle der ternären Spaltung werden der Vollständigkeit halber nur kurz erwähnt.

Das Rubchenya Modell

Rubchenya und Yavshits [Rub88] stellen in ihrem ternären Spaltungsmodell einen dynamischen Ansatz vor, der die Bewegung des Compoundkerns vom Sattel- zum Szissionspunkt mit einschließt. Auch in diesem Modell führt die zunehmende Deformation und Einschnürung des Kerns zur Ausbildung eines Halsbereichs zwischen den in der Entstehung begriffenen späteren Spaltfragmenten. Ab einer gewissen Streckung des Halses treten ähnlich wie im Ansatz von Brosa Instabilitäten im Bereich der Halsregion auf, die zu einem Einreißen derselben führen können. Nach Rubchenya wird in diesem ersten Schritt das spätere schwere Spaltfragment vom Rest des Compoundkerns getrennt. Zwischen ihm und dem Restkern findet ab diesem Zeitpunkt keinerlei Nukleonenaustausch mehr statt. Soweit entspricht die Situation einer normalen binären Spaltung.

Für die Ausprägung einer ternären Spaltung ist nun entscheidend, ob sich während der Zeitspanne, die dieser erste Einriss zur vollständigen Durchtrennung des Halses benötigt, zufälligerweise noch ein weiterer solcher Riss an einer anderen Stelle des Halses ausgebildet. In diesem Fall würde der leichte „Zwischenkern“ nochmals in die Vorläufer des späteren ternären Teilchens und leichten Fragments unterteilt werden, wodurch der Befund einer ternären Spaltung erfüllt wäre. Entscheidend für die Wahrscheinlichkeit P_{ter} , ob die Spaltung diesen ternären Verlauf nimmt oder binär endet, ist dabei nach Rubchenya gerade das Verhältnis zwischen der Risszeit τ_{sc} , die zum Durchreißen des Halses benötigt wird, und der Lebensdauer des Halses τ_{neck} :

$$P_{ter} \sim \frac{\tau_{sc}}{\tau_{neck}}$$

Die charakteristische Rissdauer τ_{sc} kann hierbei aus dem Halsdurchmesser und der Fermigeschwindigkeit der Nukleonen abgeschätzt werden. Die Lebensdauer des Halses τ_{neck} wird aus der Zeit abgeschätzt, die das System für den Übergang vom Sattel- zum Szissionspunkt benötigt. Man erhält diese aus dynamischen Berechnungen des Zeitverlaufs der Spaltung. Übrigens stellt sich die endgültige Masse des ternären Teilchens (nach der Abtrennung besteht es aus ca. 10 Nukleonen) erst nach einem weiteren Nukleonenaustausch mit dem leichten Fragment ein. Dies ist problemlos möglich, da sich beide Teilchen anfänglich noch stark überlappen und entsprechend miteinander wechselwirken können.

Nach dem Rubchenya-Modell stellt die ternäre Spaltung somit einen zweistufigen Prozess dar, bei dem einer normalen binären Spaltung die nochmalige Aufspaltung des leichten Übergangskerns, dem „leichten Fragment“ der binären Spaltung, in leichtes Fragment und ternäres Teilchen nachfolgt. Für den ternären Ausgang der

Spaltung ist dabei einzig und allein entscheidend, was während des Zeitraums des (ersten) Einreißen des Halses passiert. Findet aber die Weichenstellung über den binären oder ternären Ausgang der Spaltung erst zu diesem späten Zeitpunkt statt, so bedeutet dies nichts anderes, als dass sich beide Spaltungsarten, binär und ternär, im früheren Verlauf des Spaltprozesses noch nicht voneinander unterscheiden. Dies muss dann natürlich auch für die Phase der Sattelpunktsüberschreitung gelten, womit bezogen auf das hier vorgestellte Experiment nach der Theorie von Rubchenya keinerlei Unterschiede zwischen den Winkelanisotropien in der binären und ternären Spaltung feststellbar sein dürften.

Der Vollständigkeit halber sei noch kurz auf andere wichtige, meist einen statistischen Ansatz verfolgende und deshalb hier nicht näher betrachtete Modelle zur Beschreibung der ternären Spaltung verwiesen: *Sudden approximation*-Modell nach Halpern samt Erweiterungen [Hal71, Gö94a]; statistische Modelle von Fong [Fon71], Valskii [Val76]; α -accompanied Fission nach Carjan [Car75] und quantenmechanische Betrachtungen von Tanimura/Fließbach [Tan87]. Eine schöne kurze Einführung und Gegenüberstellung dieser verschiedenen Modelle wird z.B. in [Hes97] gegeben.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Der Beschleuniger

e Die Experimente zur ternären Winkelanisotropie wurden in mehreren Messzyklen am institutseigenen 4-MeV-Van-de-Graaff-Beschleuniger auf der Rosenau, Tübingen durchgeführt. Für den Betrieb des Beschleunigers und die Mithilfe bei der Durchführung der Messungen möchte ich mich an dieser Stelle ganz herzlich bei Herrn Rochow und Herrn Brandt bedanken. Die Leistung des Tübinger Beschleunigers, bereits seit 1979 im Einsatz und ursprünglich nur für Spannungen bis 3 MV konzipiert, konnte 1997 durch den Einbau eines neuen Beschleunigungsrohrs aus Titan bis auf 4 MV gesteigert werden. Dies machte die Erzeugung der im Experiment benötigten Spaltneutronen zwischen 1.6 und 1.8 MeV über die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ bei Beschleunigungsspannungen zwischen 3.2 und 3.5 MV erst möglich. Von Seite des Beschleunigers sind hierbei kontinuierliche Strahlströme von bis zu 200 μA möglich. Leider konnten diese aber nicht voll ausgenutzt werden, da sich im Experiment nicht die Strahlstärke des Beschleunigers, sondern die begrenzte thermische Belastbarkeit des zur Neutronenproduktion eingesetzten Lithiumtargets als der limitierende Faktor herausstellte.

Herzstück des Beschleunigers ist die Hochfrequenzionenquelle zur Erzeugung der geladenen Teilchen. In ihr werden durch Anlegen eines starken Hochfrequenzfelds (ca. 200 Watt bei 320 MHz) die Moleküle der gewählten Gassorte ionisiert und durch einen schmalen Extraktionskanal dem eigentlichen Beschleunigungsrohr zugeführt. Augenblicklich können Wasserstoff, Deuterium, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff beschleunigt werden.

Nach dem Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke verlassen die Ionen den Van-de-Graaff-Beschleuniger und treten in den Analyzing-Magneten ein, in dem sie um 95° abgelenkt werden. Über die Stärke des angelegten Magnetfeldes, das seinerseits mittels Kernspinresonanz stabilisiert wird, kann so die kinetische Energie der Teilchen sehr genau eingestellt werden. Gleichzeitig dient der Analyzing-Magnet auch der Abtrennung so genannter Molekülionen (beispielsweise H_2^+ -Ionen im Falle der Beschleu-

nigung von Wasserstoff), die ebenfalls im Laufe des Ionisationsprozesses entstehen können. Diese besitzen bei gleicher kinetischer Energie aufgrund ihrer höheren Masse einen deutlich größeren Impuls und werden deshalb auf ihrem Weg durch den 95° -Magneten „aussortiert“. Hinter dem Analyzing-Magnet dient ein Paar vertikaler Blenden zur Hochspannungssteuerung des Van-de-Graaff-Beschleunigers. Liegt an diesem beispielsweise eine geringfügig zu hohe Betriebsspannung an, so treffen die beschleunigten Teilchen bedingt durch die geringere Ablenkung im Analyzing-Magnet vermehrt auf die kurvenäußere Blende. Eine zu geringe Spannung hingegen wird zu einem Stromanstieg auf der kurveninneren Blende führen. Man kann daher diese beiden Stromsignale zur Einjustierung und präzisen Nachregelung der Beschleunigerbetriebsspannung heranziehen. Für die in diesem Experiment benötigten 3.5 MeV-Protonen konnte so eine Strahlstabilität von ± 0.2 keV erreicht werden. Dem Analyzing-Magnet schließt sich als weiterer Magnet der Switcher an, der eine variable Zuteilung des Strahls auf die insgesamt sechs Experimentierplätze in der Beschleunigerhalle erlaubt.

Am Ende des Strahlrohrs war das Lithiumtarget zur Neutronenproduktion, auf das später noch näher eingegangen wird, montiert. Dessen Temperatur und auch der Strahlstrom auf dem Target wurden laufend überwacht. Beides dient dem Schutz des Targets vor Überhitzung bzw. der Justierung und Kontrolle der Strahlage des Beschleunigers. Die eigene Messkammer wurde zur Ausnutzung eines möglichst hohen Neutronenflusses im Experiment unmittelbar hinter dem Strahlrohrende positioniert.

Abgerundet wurde der Experimentieraufbau durch den zusätzlichen Einsatz eines neutronenempfindlichen Zählers zur direkten Bestimmung der Neutronenproduktionsrate. Hierfür fand ein so genannter Long-Counter Verwendung, der während der gesamten Messzeit auf einem festen Platz in Verlängerung der Strahlachse positioniert war. Die Wirkungsweise eines Long-Counters besteht grob gesagt darin, dass eine äußere Paraffinschicht zu einer Thermalisierung der zu messenden schnellen Neutronen führt, während im Zentrum der Anordnung ein Neutronenzählrohr eingebettet ist. Dieses ist typischerweise mit einem Material gefüllt, das einen sehr hohen Neutroneneinfangsquerschnitt besitzt, beispielsweise ^{10}B . Der Nachweis der moderierten Neutronen erfolgt dann über die Detektion des α -Teilchens aus der Reaktion $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Für thermische Neutronen ergeben sich hierbei sehr hohe Wirkungsquerschnitte (z.B. 4000 barn bei $E_n = 0,025$ eV). Näheres zum Long-Counter kann unter [Kön63] erfahren werden. Wird noch eine geeignete Normierung des Zählers vorgenommen, so erhält man auf diese Weise einen Neutronendetektor, der dank der internen Thermalisierung eine nahezu konstante Nachweiswahrscheinlichkeit über einen relativ großen Neutronenenergiebereich besitzt.

Die Protokollierung des Neutronenflusses mit Hilfe der Daten aus dem Long-Counter diente zweierlei Zwecken: Zum einen erlaubt sie in der späteren Datenauswertung eine Normierung der verschiedenen Einzelmessungen auf gleiche Neutronenzahlen, zum anderen konnte so in Verbindung mit dem ebenfalls aufgezeichneten Strahlstrom des Beschleunigers auf dem Lithiumtarget eine Online-Überwachung der Neutronenproduktionsrate während des Experiments durchgeführt werden.

Letzteres ist besonders wichtig, da nämlich im Falle eines Abfalls der Neutronenausbeute während des Experiments oft durch eine geringfügige Änderung der Lage des Protonenstrahls auf dem Lithiumtarget eine wesentliche Wiederverbesserung erreicht werden kann. Man kann sich das so vorstellen, dass durch die geänderte „Ausleuchtung“ des Targets neue unverbrauchte Lithiumstellen getroffen werden und dementsprechend auch wieder höhere Ausbeuten möglich sind. Ein zeitraubender Austausch des gesamten Lithiumtargets kann so deutlich hinausgezögert werden.

3.1.1 Neutronenproduktion

Zur Erzeugung der schnellen Neutronen im Energiebereich zwischen 1.6 und 1.8 MeV wurde ein Lithiumtarget verwendet. Die Neutronen entstehen hierbei aus der Reaktion:

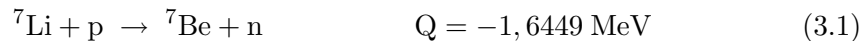


Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Protonenenergie. Angesichts des negativen Q-Werts ergibt sich eine typische Schwellwertreaktion mit $E_p = 1,8811 \text{ MeV}$ als untere Grenze. In dem für uns interessanten Energiebereich zwischen 3.2 und 3.5 MeV liegt der Wirkungsquerschnitt nahezu konstant bei 290 mbarn. Neben obiger Reaktion ist auch die Erzeugung von ${}^{10}\text{B}^*$ in einem angeregten Zustand möglich ($E^* = 450 \text{ keV}$). Neutronen aus dieser Reaktion (ca. 10%) liegen jedoch unterhalb der ${}^{238}\text{U}(n,f)$ Spaltschwelle und können daher zur Spaltung nicht weiter beitragen.

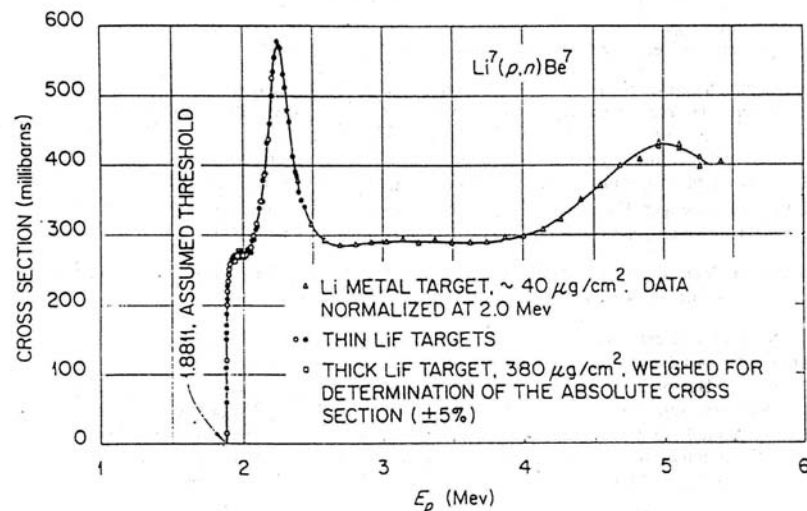


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitt der zur Neutronenproduktion verwendeten ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion in Abhängigkeit der Protonenenergie (aus [Gib63]).

Als eigentliches Target kam während den Messungen die bewährte zweigeteilte Karlsruher Targetkonstruktion zum Einsatz [Neu90]. Sie besteht aus dem so genannten Messbecher, welcher am Rohrende des Beschleunigers angeflanscht werden kann, und einem kleinen Kupferplättchen, das in der Mitte des Becherbodens — der Stelle, an der die Protonen auftreffen — eingelötet wird. Auf der Innenseite des Plättchens wird nun das metallische Lithium aufgedampft. Der Sinn der Zweiteilung besteht darin, die Aufarbeitung des verbrauchten, stark strahlenden Lithiumtargets zu erleichtern. So genügt es nach einer ausreichend bemessenen Abklingzeit einfach die Kupferscheibe aus dem Becher herauszulöten und nur diese zu entsorgen. Komplettiert wird die Konstruktion durch die Möglichkeit einer ringförmigen Wasserkühlung des Becherbodens.

Die Verwendung und der Umgang mit dem extrem reaktionsfreudigen Alkalimetall Lithium ist nicht ganz trivial. Sowohl Herstellung als auch Transport und Lagerung der Targets müssen unbedingt unter Luftabschluss durchgeführt werden, da sich eine Oxidation des Lithiums sehr nachteilig auf die Lebensdauer des Targets auswirkt. Es wurde aus diesem Grund eine permanente Lagerung in flüssigem Stickstoff vorgenommen. Für die unentgeltliche Herstellung der Targets und wichtige Informationen zur Handhabung derselben möchte ich mich an dieser Stelle ausdrücklich bei Herrn Roller vom Forschungszentrum Karlsruhe bedanken.

Ein immer wiederkehrendes Problem im Rahmen dieser Arbeit stellte die Notwendigkeit dar, im Experiment eine ternäre Zählrate zu erzeugen, die bei endlicher Messzeit zu statistisch akzeptablen Messdaten führt. Zu diesem Zweck wäre natürlich ein möglichst hoher Neutronenfluss am Urantarget wünschenswert. An der Neutronenquelle selbst kann dazu an zwei Parametern gedreht werden: Der Stärke des Protonenstrahls und der Menge des aufgedampften Lithiums. Bezüglich des maximal möglichen Protonenstroms stellt nicht, wie bereits erwähnt, die Strahlstärke des Van-de-Graaff-Beschleunigers ($\approx 200 \mu\text{A}$) das limitierende Element dar, sondern vielmehr die begrenzte thermische Belastbarkeit des Lithiumtargets. Aus Erfahrung führen Strahlströme deutlich über $30 \mu\text{A}$ zu einer vorschnellen Alterung des Targets. Die damit erzielbare kurzzeitige Erhöhung der Produktionsrate wird durch eine deutlich schlechtere Neutronenausbeute im späteren Verlauf des Betriebs und einem daraus resultierenden frühzeitigen Targetwechsel mehr als kompensiert. Betrachtet man, dass bei einer Protonenenergie von 3 MeV mit obigem Strahlstrom bereits ca. 100 Watt auf die kleine Targetfläche fokussiert werden, so wird klar, dass trotz permanenter Wasserkühlung sehr schnell hohe Temperaturen entstehen können, die zu einer irreparablen Schädigung der dünnen Lithiumschicht führen. Wird das Target hingegen im optimalen Bereich betrieben, so ergibt sich bei kontinuierlichem Betrieb eine typische mittlere Lebensdauer von ca. einer Woche. Im Falle eines Targetwechsels muss mit einem Messzeitausfall von einem halben bis ganzen Tag gerechnet werden.

Die für die Abschätzung der maximal möglichen Massenbelegung des Lithiumtargets entscheidende Größe ist die gewünschte Energiebreite der so erzeugten Neutronen. Sie ist nur vom Energieverlust der Protonen im Lithium abhängig, da die Wechselwirkungen der Neutronen im nachfolgenden Kupferbacking vernachlässigt werden

können. Unter der Annahme, dass der Energieverlust der Protonen proportional der von ihnen im Lithium zurückgelegten Wegstrecke ist, ergibt sich für die Neutronen eine näherungsweise rechteckförmige Energieverteilung. Welche Energiebreite in dem hier angestrebten Experiment noch tolerabel ist, kann durch eine Betrachtung des binären Winkelanisotropieverlaufs als Funktion der Neutronenenergie in Abb. 5.1 auf Seite 94 abgeschätzt werden. Um eine zu starke Ausmittelung der im Experiment zu messenden Anisotropiewerte — bedingt durch die Energiebreite der verwendeten Spaltneutronen — zu vermeiden, wurde als ein noch akzeptabler Kompromiss ein Energiebreite von 150 keV ausgewählt. Dem entspricht eine Massenbelegung des Lithiumtargets von 1.4 mg/cm^2 , womit im Experiment eine typische mittlere Neutronenproduktionsrate von ca. $5 \cdot 10^9 \text{ n/s}$ erreicht werden konnte (bei $25 \text{ }\mu\text{A}$ Strahlstrom).

Die Winkelverteilung der so erzeugten Neutronen zusammen mit dem Abstand der Messkammer vom Lithiumtarget bestimmt letztendlich den für das Experiment entscheidenden effektiven Neutronenfluss am Urantarget selbst. Da die Winkelverteilung sehr breit ist — man erhält in Vorwärtsrichtung nur ca. 1.3-mal mehr Neutronen als unter 90° — führt dies zu nahezu isotropen Verhältnissen, was bedeutet, dass man in diesem Experiment eher mit einer „Neutronengießkanne“ als mit einem Neutronenstrahl arbeitet! Für den Neutronenfluss am Target ist dieser Umstand natürlich sehr nachteilig. Wegen des in diesem Fall näherungsweise vorhandenen $1/r^2$ -Abfalls der Intensität ist für einen maximalen lokalen Fluss am ^{238}U -Target ein möglichst geringer Abstand Neutronenquelle – Urantarget essentiell. Dem stehen leider die endlichen Außenmaße der Messkammer und die Verwendung zusätzlicher Paraffinkollimatoren zum Schutz der empfindlichen Oberflächensperrschichtzähler entgegen (die Oberflächensperrschichtzähler dienen zum Nachweis der ternären Teilchen; s. Abschnitt 3.4.1). Als ein weiterer Kompromiss musste daher ein Abstand von ca. 30 cm gewählt werden (10 cm Kollimator + 30 cm Kammerdurchmesser), womit sich letztendlich am Urantarget ein effektiver Neutronenfluss von in etwa $5 \cdot 10^5 \text{ n/cm}^2\text{s}$ ergab.

3.2 Detektoranordnung

Die Anordnung der Detektoren wird maßgeblich durch die Aufgabenstellung in diesem Experiment, dem Vergleich der Fragment-Winkelanisotropien in binärer und ternärer Spaltung, bestimmt. Die Größe der Winkelanisotropie wird hierbei durch den Anisotropiefaktor $A = N_0/N_{90}$ ausgedrückt. Dieser spiegelt das Verhältnis wieder zwischen der Anzahl von Fragmenten die man in Richtung des Neutronenstrahls beobachten kann zu denen, die in einer dazu senkrechten Richtung detektiert werden können. Für die Unterscheidung, ob eine binäre oder ternäre Spaltung vorliegt, muss zusätzlich noch das begleitende α -Teilchen nachgewiesen werden. Wie bereits früher erwähnt, werden die ternären Teilchen bevorzugt in einem Winkel von 90° relativ zur Flugrichtung der Fragmenten emittiert. Für eine optimale Detektion der seltenen ternären Ereignisse bietet sich demzufolge ein Aufbau an, bei dem die Fragment- und α -Detektoren senkrecht zueinander stehen und gleichzeitig einen möglichst großen

Raumwinkel um das Urantarget herum abdecken. Abb. 3.2 skizziert den prinzipiellen Detektoraufbau.

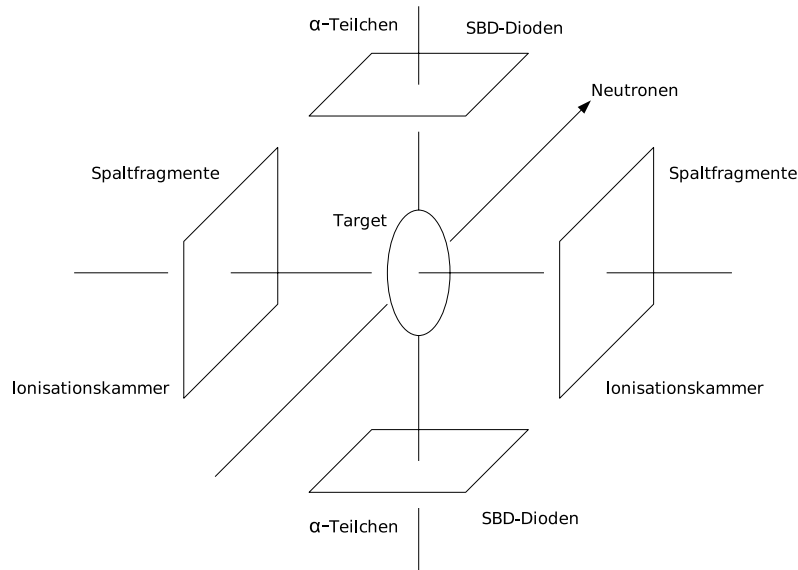


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau der Detektoren in der Messkammer. Fragment- und α -Detektoren stehen in 90° -Position zueinander. Die Skizze zeigt die Position der Detektoren für eine Fragmentmessung unter 90° relativ zum Neutronenstrahl. Für eine 0° -Messung können die Fragmentdetektoren durch Drehung der gesamten Messkammer um ihre Hochachse problemlos in Stellung gebracht werden.

Während die ternären Zähler ober- und unterhalb des Targets positioniert sind, fällt auf, dass die 0° - und 90° -Fragmente nicht gleichzeitig gemessen werden. Die zwei Fragmentdetektoren stehen vielmehr entweder links/rechts oder vor/hinter dem Urantarget. Für eine komplette Messung sind also zwei Einzeldurchläufe nötig. Der Grund für diese auf den ersten Blick nachteilige Vorgehensweise liegt in dem Wunsch, mögliche systematische Fehlerquellen so weit wie möglich auszuschließen. Ziel der Messung ist, ein Verhältnis zu messen, nämlich die Anzahl der unter 0° zu der unter 90° emittierten Fragmente relativ zum Neutronenstrahl. Würde man nun unter Verwendung eines zusätzlichen Detektorpaares beide Fragmentflugrichtungen gleichzeitig messen, so müsste man für die Berechnung des Anisotropiefaktors als Erstes die sicher vorhandenen unterschiedlichen Detektornachweiswahrscheinlichkeiten für beide Raumrichtungen korrigieren. Diese ergeben sich neben möglichen Detektorunterschieden schon aus geometrischen Gründen: So ist es wegen der Größe des Urantargets (Durchmesser 8cm) nicht möglich, beide Detektorpaare in einer identischen geometrischen Lage zum Target anzuordnen. Die Folge sind starke Unterschiede in der Raumwinkelabdeckung und folglich auch der Nachweiseffizienz. Zudem treten in einem derartig dicken Target besonders unter spitzen Emissionswinkeln verstärkt verfälschende Vielfachstreuungen auf, die die Zählrate eines in diese Richtung positionierten Zählers zusätzlich verfälschen würden. Alles in allem wäre man daher gezwungen, eine schwierige und mitunter recht ungenaue Korrektur der gemessenen Rohdaten vorzunehmen.

All diese Probleme können jedoch vermieden werden, wenn man für beide Winkelmessungen exakt den gleichen Detektoraufbau und die gleichen Detektoren verwendet. Dies ist sehr einfach zu bewerkstelligen, in dem man für beide Messrichtungen einfach die gesamte Messkammer um 90° dreht. Dadurch, dass in diesem Fall die beiden Zählraten mit demselben Detektor und einem exakt identischen Messaufbau gemessen werden, sollten sich praktisch alle eventuell vorhandenen systematischen Messfehler gegenseitig aufheben.

Als Nachteil muss bei diesem Ansatz in Kauf genommen werden, dass beide Winkelmessungen nicht zeitsparend simultan durchgeführt werden können. Auch müssen eventuell vorhandene zeitliche Driften möglichst vermieden oder geeignet korrigiert werden. Um dem Rechnung zu tragen, wurde die gesamte Messkammer so gebaut, dass sie sehr leicht, schnell und präzise um jeweils 90° hin und her gedreht werden kann. Dadurch ist es im Experiment möglich, die Winkelstellung der Detektoren in regelmäßigen kurzen Zeitintervallen zu ändern und so die Auswirkungen derartiger Drifteffekte zu minimieren. Zusätzlich erlaubt eine in die Datenaufnahme implementierte periodische Protokollierung aller relevanten Informationen während des Experiments (einmal pro Sekunde) zusammen mit einer entsprechenden Markierung jedes einzelnen registrierten Events auch eine nachträgliche Korrektur der Messdaten. Im Folgenden soll nun näher auf die eigentliche Konstruktion der Messkammer eingegangen werden.

3.3 Vorarbeiten

Ein erster Entwurf einer geeigneten Messkammer geht auf eine Arbeit von H. Stephan zurück [Ste96]. Dem oben beschriebenen, prinzipiellen Detektoraufbau folgend, bestand die ursprüngliche Idee in der Verwendung von Multi-Wire-Proportional-Counters (MWPCs) zur Detektion sowohl der Fragmente als auch der ternären α 's. MWPCs zeichnen sich einerseits dadurch aus, dass sie recht großflächig gebaut werden können, was die Abdeckung eines größeren Raumwinkelbereichs erlaubt, andererseits sind sie im Gegensatz zu Halbleiterzählern unempfindlich gegenüber einem Beschuss mit schnellen Neutronen. Weitere Vorteile, beispielsweise im Vergleich zu einer Ionisationskammerlösung, sind die unkomplizierte Handhabung und der sehr einfache Einbau.

Ein MWPC besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen: Einer als Kathode dienenden Rückplatte und einem dicht davor angeordneten, mit dünnen Drähten bespannten Anodenrahmen, der durch Anlegung einer entsprechenden Spannung auf positivem Potential gehalten wird. Beide Elektroden befinden sich in einem mit einem geeigneten Zählgas gefüllten Behältnis. Ein zu detektierendes (geladenes) Teilchen wird nun in der Kammer durch Stöße mit den Molekülen des Zählgases abgebremst. Dieser Prozess hat eine teilweise Ionisation des Zählgases zur Folge, es entstehen freie Ladungsträger (Moleküllionen und Elektronen). Trifft ein solches Teilchen direkt in den Detektor, so werden die erzeugten Elektronen und Ionen durch das zwischen den Drähten und der Rückplatte anliegende elektrische Feld in entgegengesetzte Rich-

tungen beschleunigt und voneinander getrennt. Da sich die Moleküle wegen ihrer großen Masse ca. 1000-mal langsamer bewegen als die Elektronen, kann ihr Anteil an der Signalentstehung im Detektor vernachlässigt werden. Die Elektronen dagegen werden in das immer stärker werdende elektrische Feld in der Nähe der dünnen Zähldrähte hineingezogen. Ab einer bestimmten Wegstrecke ist ihre kinetische Energie so hoch, dass sie nun ihrerseits weitere Gasmoleküle ionisieren können. Dies führt in kürzester Zeit zu einem lawinenartigen Anwachsen der Ladungsträgerdichte. Bei geeigneter Wahl der Betriebsspannung kann so im Proportionalitätsbereich leicht eine Gasverstärkung von bis zu 10^6 erreicht werden. Während im Falle zu niedriger Spannungen keine Gasverstärkung einsetzen würde, hätte das Anlegen einer zu hohen Betriebsspannung die komplette Gasentladung des gesamten Zählers zur Folge, unabhängig von der Größe der ursprünglich auslösenden Ionisation (Geiger-Müller-Zähler).

Die erwähnte Proportionalität sollte man allerdings gerade im Hinblick auf eine unter Umständen erwünschte Messung der kinetischen Energie des Teilchens nicht überbewerten. Dies hat zwei Gründe: Ein Problem besteht darin, dass für eine Messung der gesamten kinetischen Energie des Teilchens diese natürlich zuerst einmal im aktiven Bereich des Detektors deponiert werden müsste. Das aktive Volumen eines MWPCs besteht aber nur aus dem wenige Millimeter betragenden Abstand zwischen den Zähldrähten und der rückseitigen Kathodenplatte. Zusätzlich herrscht in einem MWPC typischerweise nur ein relativ geringer Gasdruck, sodass die Abbremsung der Teilchen gering ist und folglich auch nur ein kleiner Teil ihrer kinetischen Energie in messbare Ionisation umgesetzt wird. Zu guter Letzt ist die so deponierte Energie auch noch vom Teilchen selbst und der zuvor zurückgelegten Wegstrecke abhängig. All diese Faktoren führen dazu, dass nur ein sehr kleiner und zudem von Fall zu Fall unterschiedlich großer Anteil der kinetischen Energie des Teilchens überhaupt den eigentlichen Detektor erreicht. Das zweite Problem ergibt sich aus den MWPCs selbst. Die Höhe des Ausgangssignals ist nämlich nicht nur von den Eigenschaften des Teilchens abhängig, vielmehr spielen auch Ort und Winkel des Einschlags des Teilchens in den Detektor eine Rolle. So wird in etwa die Stärke der Gasverstärkung vom Abstand der Teilchenspur zum nächstgelegenen Zähldraht abhängen. Ebenso ergeben sich für verschiedene Eintrittswinkel unterschiedliche Spurlängen und damit auch Energiedepositionen im Detektor (ein beispielsweise unter einem spitzen Winkel in den Detektor eintreffendes Teilchen legt einen wesentlich längeren Weg zwischen den beiden Detektorelektroden zurück als ein dazu senkrecht einfallendes Teilchen). Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass Vieldrahtproportionalitätszähler — wie der Name schon andeutet — eher reine Teilchenzähler sind und nur sehr bedingt zur Spektroskopie, zur Energiebestimmung eines Teilchens, herangezogen werden können.

Trotzdem bestand im Hinblick auf dieses Experiment die Hoffnung, MWPCs zur bloßen Detektion der Spaltfragmente und der ternären α 's einsetzen zu können, da zu diesem Zweck auch eine nur recht grobe Energieauflösung ausreichen sollte. Voraussetzung hierfür wäre allerdings, dass mit den Zählern eine ausreichende Abtrennung bzw. Diskriminierung der Teilchen vom sonstigen Untergrund in den Messspektren erreicht werden kann. Genau dies stellte sich im Verlauf verschiedener Testmes-

sungen als größtes Problem heraus, obwohl erste Versuche mit einem natürlichen ^{252}Cf -Strahler — wohlgermerkt ohne den Untergrund der schnellen Spaltneutronen — noch sehr gute Ergebnisse geliefert hatten. Sowohl die Spaltfragmente als auch die natürlichen α -Teilchen konnten problemlos vom Untergrund getrennt werden. In einem zweiten Schritt wurden dieselben Testspektren nun nochmals unter einem dem Experiment vergleichbaren, realistischen Neutronenfluss aufgenommen. Dies änderte die Situation vollständig: Während die α -Spektren in dem von den schnellen Neutronen verursachten Untergrund völlig untergingen, konnten die Fragmentereignisse wenigstens noch erkannt, jedoch nicht mehr sauber vom Untergrund abgetrennt werden. Auch Tests mit einem ursprünglich für die Messungen vorgesehen ^{238}U -Target ergaben keinerlei Besserung.

Die Feststellung, dass die MWPC-Zähler für die geplante Messung ungeeignet waren, kam einigermaßen überraschend, da solche Zähler in unserer Arbeitsgruppe in einer Reihe früherer neutroneninduzierter Spaltexperimente bereits mit gutem Erfolg eingesetzt worden waren. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich die hier verwendeten Neutronen in zwei wesentlichen Punkten von dem kalten, kollimierten Neutronenstrahl unterscheiden, der bei den erwähnten Experimenten am Höchstflussreaktor des ILLs in Grenoble zum Einsatz kam: Erstens werden in der Lithiumreaktion schnelle MeV-Neutronen erzeugt und zweitens sind diese nicht fokussiert. Letzteres hat zur Folge, dass während der Messung die gesamte Messapparatur wie aus einer „Gießkanne“ mit hochenergetischen schnellen Neutronen überhäuft wird. Aus diesen Unterschieden ergab sich die Vermutung, dass der beobachtete sehr hohe Untergrund in den MWPC-Spektren durch Wechselwirkungen der schnellen Neutronen mit den Atomen des Zählgases, zusammen mit der speziellen Funktionsweise eines solchen Detektors, verursacht wird. Die Neutronen können, hauptsächlich durch elastische Stöße, einen erheblichen Teil ihrer hohen kinetischen Energie auf die Atome des Zählgases übertragen. Dies führt in einem zweiten Schritt durch Ionisation zur Erzeugung freier Ladungsträger. In diesem Zusammenhang ist es wichtig, sich nochmals das Funktionsprinzip eines MWPCs zu verdeutlichen. Ein MWPC sammelt aufgrund seines kleinen aktiven Volumens nur einen sehr geringen Teil der von einem Teilchen im Gas erzeugten Ionisation ein. Andererseits wird dieser geringe Anteil aber auch durch den erwähnten Effekt der Gasverstärkung in der Nähe der dünnen Zähldrähte entsprechend stark nachverstärkt. TRIM-Energieverlustberechnungen [Trim] zeigen nun, dass der Energiebetrag, den ein solchermaßen gestoßenes Gasatom im aktiven Bereich des Zählers zu deponieren in der Lage ist, durchaus in der gleichen Größenordnung liegen kann, wie die Ionisation, die ein Fragment beim Durchflug des Zählers erzeugt. Dies bezieht sich, wohlgermerkt, nur auf den aktiven Bereich des Detektors. Natürlich ist die gesamte durch ein Fragment im Zählgas verursachte Ionisation erheblich größer als der Energiebetrag, der durch einen elastischen Stoß eines Neutrons mit einem Zählgas-molekül letztendlich in Ionisation umgewandelt werden kann. Entscheidend für die Signalthöhe eines MWPCs bleibt aber einzig und allein der Energiebetrag, der im aktiven Bereich des Detektors hinterlegt wurde.

Aus den hier dargelegten Gründen kann demzufolge der Schluss gezogen werden, dass falls ein solcher Untergrundprozess in unmittelbarer Nähe eines Zähldrahts

stattfindet, dieser u.U. nur sehr schlecht von einem wahren Fragmentereignis unterschieden werden kann. Dies trifft umso mehr auf die hochenergetischen ternären α -Teilchen zu, da deren Ionisationsvermögen nochmals erheblich unter dem der Fragmente liegt. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für Neutronenstöße im Zählgas angesichts des großen Wirkungsquerschnitts und der immensen Anzahl von Teilchen sehr hoch ist, verglichen mit der Produktionsrate der ternären Teilchen. Letztendlich wird so der im Experiment gemessene enorme Untergrund verständlich. Es wurde daher beschlossen, auf Detektortypen umzusteigen, die aufgrund ihrer Wirkungsweise einen erheblich größeren Anteil der Teilchenenergie erfassen und infolgedessen auch weniger empfindlich gegenüber dem unvermeidlichen Untergrund der schnellen Neutronen sein sollten. Zu diesem Zweck musste eine gänzlich neue Experimentierkammer entworfen und gebaut werden.

3.4 Die Messkammer

Wegen der im vorigen Abschnitt beschriebenen Probleme mit der Funktionsfähigkeit der Messapparatur unter dem Beschuss mit schnellen Neutronen, musste eine vollständig neue Messkammer konzipiert und gebaut werden. Hierbei sollte auf MWPCs komplett verzichtet und stattdessen Detektoren eingesetzt werden, die weniger empfindlich auf den unvermeidlichen Neutronenuntergrund reagieren. Für die Detektion der Spaltfragmente fiel die Wahl dabei auf die Verwendung einer Doppelionisationskammer. Kammern dieses Typs wurden früher schon mit gutem Erfolg gerade auch unter Beschuss mit schnellen Neutronen am Institutsbeschleuniger auf der Rosenau eingesetzt [Kau96]. Angesichts der Notwendigkeit, eine möglichst hohe ternäre Zählrate zu erzielen, musste der bewährte Aufbau einer solchen Kammer aber dahingehend abgeändert werden, dass ein ungewöhnlich großes und dickes Urantarget untergebracht werden konnte. Auf die erheblichen Auswirkungen, die die Verwendung dieses Targets mit sich brachte, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch mehrfach einzugehen sein. Eine andere unmittelbare Folge der hohen Massenbelegung des Urantargets bestand darin, dass als Targetunterlage nur ein massives Aluminiumbacking verwendet werden konnte. Es ist dadurch im Experiment leider nicht möglich, beide Spaltfragmente simultan zu detektieren, da eines der beiden kollinear auseinander fliegenden Fragmente immer im Backing verloren geht. Die verwendete zweiteilige Doppelionisationskammer besteht also aus zwei getrennten Hälften, die sich aber eine gemeinsame Kathode teilen. Auf dieser sind Rücken an Rücken zwei identische Urantargets mit massivem Backing fixiert.

Für die Detektion der ternären Alphateilchen wurde ober- und unterhalb der Ionisationskammer jeweils ein großflächiger Sperrschichtoberflächenzähler (*Surface-Barrier-Detectors*: SBDs) installiert. Diese Halbleiterzähler liefern eine sehr gute Energieauflösung und sind bei genügend großer Verarmung der Raumladungszone auch in der Lage, die hochenergetischen ternären α 's vollständig im Halbleiter zu stoppen. Ebenfalls wichtig für das Erreichen einer ausreichend hohen ternären Zählrate ist die Abdeckung eines möglichst großen Raumwinkelbereichs bei der Detektion der α -Teilchen. Um dies bewerkstelligen zu können, kann ein Detektor natürlich nie

groß genug sein, und ich möchte mich an dieser Stelle deshalb ganz besonders bei Herrn Mutterer und Herrn von Kalben vom Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt für die Herstellung und kostenlose Überlassung mehrerer 3 Zoll großer Halbleiterzähler bedanken. Die anderweitige Beschaffung von SBDs dieser Größe dürfte generell ein recht schwieriges Unterfangen werden, ganz zu schweigen von den potentiell dabei anfallenden Kosten.

Ein Nachteil bei der Verwendung von SBDs besteht darin, dass Halbleiterzähler prinzipiell empfindlich gegenüber Strahlenschäden sind. Der fortlaufende Beschuss mit schnellen Neutronen führt zu einer schleichenden Zerstörung des Kristallgitters, was die Lebensdauer der Zähler im Einsatz stark reduzieren würde. Um dem entgegenzuwirken, wurde zum Schutz der Halbleiterzähler eigens ein spezieller Schutzkollimator aus boriiertem Paraffin entworfen, der am Ende des Beschleunigerstrahlrohrs angebracht wurde. Die SBDs wurden zusätzlich durch eine in die Kammer integrierte Flüssigkeitskühlung aktiv gekühlt. Dies diente der Reduktion der während der Messung durch den Neutronenbeschuss ständig ansteigenden Leckströme. Sie konnten so problemlos in einem unkritischen Rahmen gehalten werden. All diese Modifikationen machten allerdings eine aufwendige Neukonstruktion des Kammerdeckels mit seinen diversen Vakuumdurchführungen nötig, sodass von der ursprünglichen ersten Messkammer letztendlich nur der äußere Stahlzylinder weiterverwendet werden konnte.

3.4.1 Aufbau

Der innere Aufbau der neuen Messkammer ist in Abb. 3.3 auf Seite 41 zu sehen. Für die Erstellung sämtlicher Konstruktionszeichnungen wurde das CAD-Programm *VariCAD für Linux* [Vari] verwendet. Um den während der Messung zu erwartenden Untergrund möglichst klein zu halten, wurde sorgfältig darauf geachtet, in unmittelbarer Nähe der Detektoren keine leicht aktivierbaren Materialien wie z.B. Stahl oder Kupfer zu verbauen. Zum Einsatz kam deswegen hauptsächlich eine Konstruktion aus Aluminium und Degussit-Keramik (Aluminiumoxid). Beide Materialien zeigen eine nur sehr geringe Tendenz zur Neutronenaktivierung und sind zudem voll hochvakuumtauglich. Die Messkammer selbst besteht aus Edelstahl, jedoch sind die massiven Endflansche des Zylinders wegen der großen Kammerhöhe von 65 cm weit von der eigentlichen Targetregion entfernt. Die Wandstärke der 30 cm durchmessenden Kammer beträgt lediglich 1,5 mm. Der obere Kammerdeckel mit seinen diversen Vakuumdurchführungen ist in Abb. 3.3 mit eingezeichnet. Zum Anschluss der Vorverstärker der Ionisationskammer stehen fünf Hochspannungsdurchführungen des Typs *Lemo-HV* bereit. Die großen Flansche auf der Vorderseite des Deckels können variabel bestückt werden. Sie beinhalten u.a. die Durchführungen für die Flüssigkeitskühlung der Halbleiterzähler. Im unteren nicht eingezeichneten Kammerdeckel sind die Flansche zum Anschluss der Druck- und Gassteuerung sowie der Turbomolekularpumpe angeordnet. Der gesamte innere Aufbau der Kammer lässt sich durch Abnahme des oberen Deckels leicht zugänglich machen.

Aufbau der Ionisationskammer

Das Herz des Messaufbaus stellt die im Zentrum befindliche Doppelionisationskammer mit ihren fünf Elektroden dar. Beginnend mit der mittig angeordneten gemeinsamen Kathode schließen sich Frischgitter und Anoden an. Alle Elektroden sind aus Aluminium gefertigt und wurden wegen der anliegenden Hochspannung sehr sorgfältig abgerundet und hochglanzpoliert. Der Befestigung der Elektroden dienen vier Keramikstäbe, wobei die einzelnen Elektroden durch entsprechende Abstandshalter, bestehend aus Keramikhülsen, fixiert werden können. Der Außendurchmesser der ganzen Anordnung beträgt 12 cm. Die Kathode ihrerseits besteht aus zwei dünnen Aluminiumringen, zwischen denen die Targetfolien eingeklemmt werden können.

Das Target in diesem Experiment bestand aus zwei einzelnen Urantargets mit massivem Aluminium-Backing (Dicke 0.1 mm), die Rücken an Rücken in die Kathode eingespannt waren. Das Uran selbst wurde in Form von UF_4 elektrolytisch aus einer Gelpphase abgeschieden. Für die freundliche Herstellung der Target möchte ich mich an dieser Stelle bei Herrn Prof. Denschlag und Herrn Dr. Trautmann vom Institut für Radiochemie der Universität Mainz bedanken. Um eine akzeptable Spaltausbeute zu bekommen, wurde eine sehr hohe Massenbelegung von 1 mg/cm^2 gewählt. Das Uran selbst besteht aus stark abgereichertem ^{238}U , sodass der Anteil der übrigen Isotope vernachlässigt werden kann. Der Innendurchmesser der Halterungsringe der Kathode beträgt 94 mm. Das Target selbst mit seiner aktiven Fläche von 80 mm im Durchmesser füllt somit den Innenbereich der Kathode fast vollständig aus. Da in den Außenbereichen der Elektroden mit dem Auftreten zunehmender Feldverzerrungen und diversen Abschirmungseffekten gerechnet werden muss, dürfte sich dies in den aufgenommenen Ionisationskammerspektren in Form von Artefakten entsprechend negativ bemerkbar machen. Auch bezüglich der Dicke der Uranschicht musste ein Kompromiss eingegangen werden. Eine hohe Massenbelegung führt zu zum Teil sehr großen Energieverlusten der Teilchen noch im Urantarget selbst, was der Energieauflösung in der Messung abträglich ist. Bedeutend schlimmer ist jedoch, dass auch vermehrt Streuereignisse im Target auftreten können, infolge derer die Spaltfragmente ihre ursprüngliche Richtungsinformation komplett verlieren würden. Gerade für eine Winkelanisotropiemessung ist dies natürlich sehr unerwünscht. Aus den oben genannten Gründen werden deshalb in hochauflösenden spektroskopischen Untersuchungen oder bei Experimenten zur präzisen Vermessung von Winkelverteilungen bevorzugt sehr kleine und extrem dünne Target/Backing-Kombinationen eingesetzt.

Der Kathode schließen sich im Abstand von 35 mm die beiden Frischgitter der Ionisationskammer an. Ihre Aufgabe besteht in der elektrischen Abschirmung der dahinter befindlichen Anodenelektroden, um so ein reines Energiesignal an diesen zu erhalten, das ausschließlich von den Elektronen herrührt, die sich im Gitter-Anodenraum bewegen. Würde man auf diesen Trick verzichten, so wäre das gemessene Anodensignal nicht nur von der Energie des detektierten Teilchens, sondern auch von verschiedenen geometrischen Größen wie der Bahnlänge und dem Flugwinkel des Teilchens abhängig. Genau dies ist bei den auf der Kathode influenzierten Signalen der Fall, was dazu führt, dass man eine Kombination aus Anoden- und Kathodensignal zur

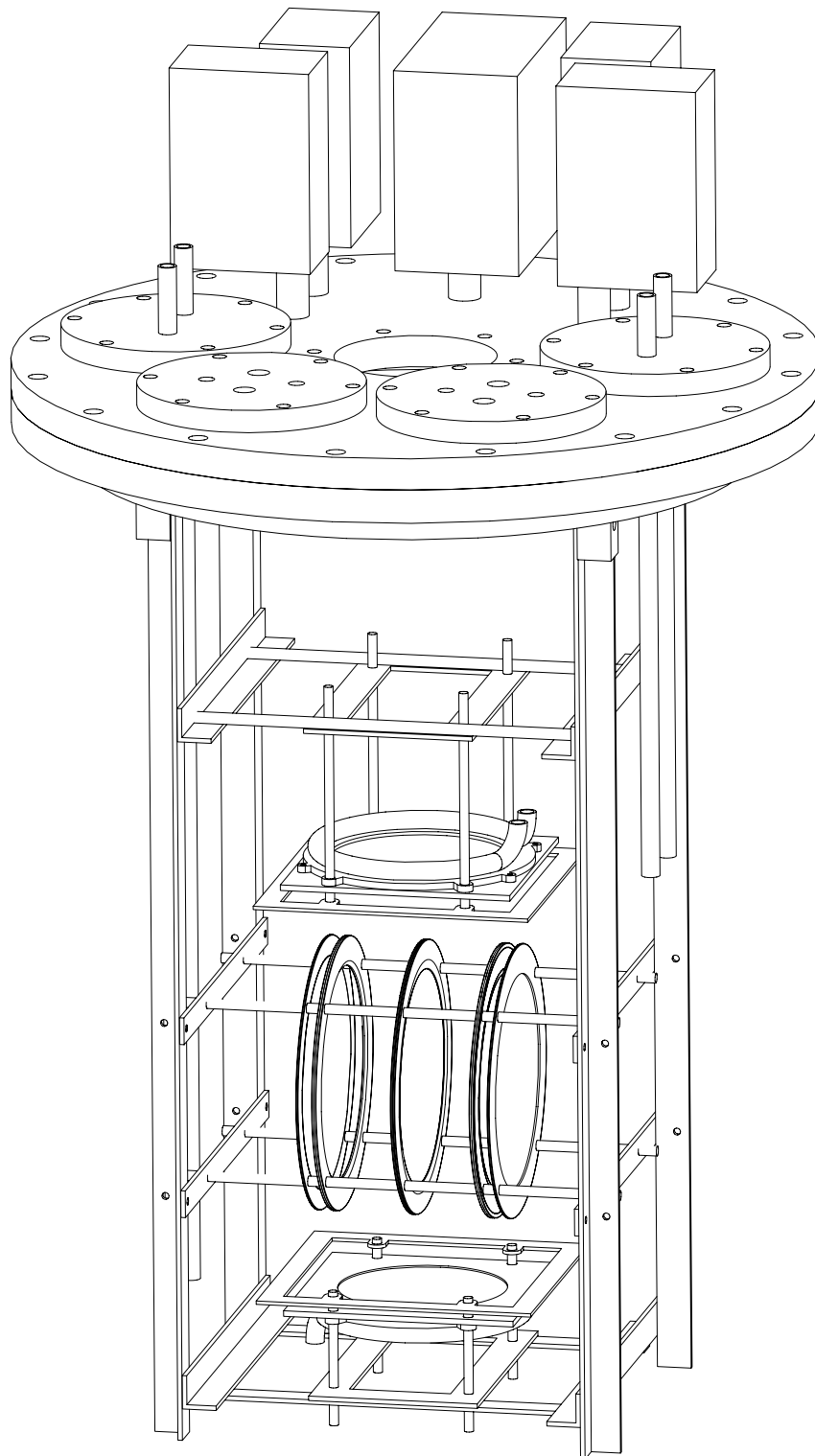


Abbildung 3.3: Detaillierte Innenansicht der verwendeten Messkammer. Im Zentrum der Anordnung sind die fünf Elektroden der Ionisationskammer zur Detektion der Spaltfragmente zu sehen. Die beiden sehr großen Urantargets (\varnothing 8 cm) befindet sich auf beiden Seiten der zentralen Kathode. Ober- und unterhalb der Ionisationskammer sind die Sperrschichtoberflächenzähler zur Detektion der ternären α -Teilchen angeordnet. Ihnen ist zum Schutz eine dünne Aluminiumfolie vorgespannt. Die Zähler selbst können mittels einer externen Flüssigkeitskühlung rückseitig gekühlt werden (Konstruktion: *VariCAD* [Vari]).

Winkelbestimmung der Spaltfragmente heranziehen kann (dazu später mehr). Dem Zwang der Abschirmung steht der Wunsch nach einer möglichst hohen Transparenz des Gitters für die durchdriftenden Zählgaselektronen entgegen, um Ladungsträgerverluste und entsprechende Verfälschungen in den Energiemessungen zu vermeiden. Zum Einsatz kam demzufolge ein feingewobenes Edelmetallgitter, bestehend aus 0.028 mm dicken Drähten und einer Maschenweite von 0.48 mm. Nach [Bun49] ergibt sich hierfür ein Gitterdurchgriff von ca. 2 %. Eine aufwändige dreiteilige Rahmenkonstruktion aus dünnen Aluminiumringen dient dem präzisen und beschädigungsfreien Einklemmen des empfindlichen Gitters. Abgeschlossen wird der Aufbau der Ionisationskammer durch die außen liegenden Anoden. Sie bestehen aus 0.1 mm dicken Aluminiumblechen und sind in einem Abstand von 5 mm zu den Frischgittern angeordnet.

Ein besonderes Problem stellte anfänglich die Kontaktierung bzw. Hochspannungszuführung der einzelnen Elektroden dar. Erste Versuche mit sorgfältig abgerundeten Lötösen, die auf eine der Keramikstangen aufgefädelt wurden, führten bei Testmessungen zu deutlichen Artefakten in den Energiespektren, je nachdem auf welcher Seite der Doppelionisationskammer die Kathodenöse anlag. Es wird vermutet, dass die leicht abstehenden Lötösen trotz gründlicher Kantenglättung zu Verzerrungen des elektrischen Felds im Bereich der Anschlüsse führen. In diesem Zusammenhang muss bedacht werden, dass aufgrund der Größe des eingebauten Urantargets die Außenbereiche der Elektroden sehr wohl von Spalttereignissen erreicht werden können und folglich eventuell vorhandene Feldverzerrungen in der Nähe der Anschlüsse nicht ohne Folgen bleiben werden. Gezwungenermaßen mussten deshalb neue Kontaktierungen entworfen werden, wobei es galt, alle äußeren Spitzen und Kanten penibel zu vermeiden. Der gesamte Kontakt samt Anschlusskabel wurde zusätzlich in eine dicke Epoxidharzschicht vergossen, sodass keine offenen Metallflächen mehr in den Raum der Ionisationskammer ragten. Nach dieser aufwändigen Prozedur konnten keinerlei Probleme mehr festgestellt werden. Bei der Verlegung der Anschlussdrähte wurde auf eine möglichst parallele Anordnung der einzelnen Kabel zueinander geachtet, um eine saubere und definierte Signalleitung der von den Elektroden (paarweise) abgeleiteten Signale zu gewährleisten. Die Güte des Ausgangssignals wird ebenfalls durch die Kapazität des Detektors beeinflusst. Für ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis sind möglichst niedrige Kapazitätswerte wünschenswert. Diesbezügliche Messungen an der betriebsfertigen Kammer ergaben Werte zwischen 20 und 50 pF.

Als Zählgas für die Ionisationskammer wurde hoch reines CF_4 benutzt. Wegen vorhergegangenen schlechten Erfahrungen bei ähnlichen Experimenten mit schnellen Neutronen [Kau96] wurde auf die Verwendung von wasserstoffreichen Gasen wie beispielsweise CH_4 bewusst verzichtet. Es hatte sich gezeigt, dass die — bedingt durch die Massengleichheit — potentiell sehr hohen Energieüberträge bei Stößen zwischen Spaltneutronen und Zählgasprotonen zu einem inakzeptabel hohen Untergrund in den Energiespektren der Kammer führen. Für das enger gebundene und deutlich schwerere Fluoratom sollte sich die Situation allerdings deutlich günstiger darstellen. Tatsächlich konnte so nach [Kau96] eine Reduktion des Untergrunds um den Faktor 10 erreicht werden. Ein zusätzlicher Pluspunkt bei CF_4 ist die hohe Driftgeschwindigkeit der Zählgaselektronen [Hun85]. Weiterhin muss für den korrekten Betrieb

der Ionisationskammer sichergestellt sein, dass alle Spaltfragmente im Bereich zwischen Kathode und Frischgitter vollständig im Gas abgebremst werden. Dies lässt sich direkt über die Dichte des Zählgases steuern. Berechnungen von Reichweiten hoch energetischer Fragmente in CF_4 mit Hilfe des TRIM-Simulationsprogramms [Trim] ergaben 400 mbar als einen ausreichend hohen Gasdruck, um alle Teilchen sicher vor dem Erreichen des Frischgitters zu stoppen.

Als Letztes müssen noch die anzulegenden Betriebsspannungen abgeschätzt werden. Für möglichst geringe Rekombinationsverluste im Zählgas und schnelle hohe Ausgangssignale ist es wünschenswert, die Kammer im Bereich der maximalen Elektrodendriftgeschwindigkeit zu betreiben. Sie ergibt sich nach [Hun85] für die hier verwendeten Parameter zu ca. $15 \text{ cm}/\mu\text{s}$ bei einer Feldstärke von 1800 V/cm . Für die Anoden wurde deswegen bei geerdeten Frischgittern ein Betriebsspannung von $+1 \text{ kV}$ verwendet. In Relation zur Feldstärke zwischen Anode und Frischgitter sollte die Feldstärke im Raum Kathode – Frischgitter erfahrungsgemäß [Kau96, Köt99] nur in etwa halb so groß sein, um die am Frischgitter auftretenden Driftelektronenverluste des Zählgases zu minimieren. Es wurde daher kathodenseitig eine Betriebsspannung von -3 kV gewählt.

Abschließend soll noch angemerkt werden, dass für die Güte der Messspektren neben der Dimensionierung der Ionisationskammer, die in diesem Experiment aufgrund des sehr großen Urantargets zwangsweise nicht optimal gewählt werden konnte, die Reinheit des Zählgases von entscheidender Bedeutung ist. Es ist deshalb wichtig, alle in der Kammer montierten Komponenten einschließlich der Halbleiterzähler und deren Kühlelemente vakuumtauglich auszulegen, um eine Verschmutzung des Zählgases durch Ausgasung oder ähnliche Effekte so weit wie möglich zu vermeiden. Trotzdem wurde sicherheitshalber ein zusätzliches Gasflusskontrollsystem installiert, um die Kammer ggf. unter kontinuierlichem Gasaustausch betreiben zu können. Erfreulicherweise traten jedoch während den gesamten Messungen keinerlei Probleme auf, die auf Gasverunreinigungen in der Kammer zurückzuführen gewesen wären. Ein mittels eines ^{252}Cf -Strahlers durchgeführter Langzeittest zeigte ebenfalls keine nennenswerte Verschlechterung der Ionisationskammerspektren. Es konnte daher in den jeweils zweiwöchigen Einzelmessungen problemlos auf den Betrieb der Messkammer unter kontinuierlichem Gasaustausch verzichtet werden. Ein einmaliges Auspumpen und Neuauffüllen der Kammer vor Beginn der Messung erwies sich als völlig ausreichend.

Aufbau der Sperrschichtoberflächenzähler

Ober- und unterhalb der Ionisationskammer in Abb. 3.3 sind die Sperrschichtoberflächenzähler (SBDs) zur Detektion der ternären Teilchen installiert. Die 3 Zoll großen runden Halbleiter sind in einer Epoxydharzplatine eingelassen, die der Befestigung und Kontaktierung der empfindlichen Zähler dient. Unmittelbar vor den Zählern befindet sich ein geerdeter Halterungsrahmen, in den eine dünne Aluminiumfolie eingeklebt werden kann (nicht eingezeichnet). Die Hauptaufgabe dieser Folie besteht darin, die SBDs vor den niederenergetischen α 's aus dem natürlichen

Zerfall des Urantargets abzuschirmen. Sie dient auch dem Schutz der Zähler vor eventuell auftretenden Problemen in der Ionisationskammer wie beispielsweise Hochspannungsüberschläge. Diese würden den empfindlichen Halbleiter sofort zerstören. Gleichzeitig ist die Folie jedoch dünn genug ($25 \mu\text{m}$), um von den hochenergetischen ternären α -Teilchen problemlos passiert zu werden. Der Abstand von der Oberfläche der Dioden zum Targetzentrum betrug exakt 9 cm.

Auf der Rückseite der Platine kann eine Vorrichtung zur Flüssigkeitskühlung der Halbleiterdiode angeschraubt werden. Sie besteht aus einer runden Bodenplatte aus Kupfer, die ohne den Zähler direkt zu berühren diesen vollständig bedeckt und am umliegenden Platinenrand fest verschraubt ist. Auf diesem Ring ist eine ebenfalls aus Kupfer bestehende Kühlschleife verlötet, die über Schraubverschlüsse des Systems *Swagelok/Ultra-Torr* weiterverbunden werden kann. Zwei Faltbälge aus Edelstahl stellen die Verbindung zu den Rohren der Vakuumdurchführungen her. Die Kühlung wurde mittels eines externen Kühlaggregats und handelsüblichem Frostschutzmittel (Glysantin) durchgeführt. Die eigentliche Aufgabe dieser Zwangskühlung bestand darin, die Leckströme der Dioden in einem akzeptablen Bereich zu halten und damit ihre Lebensdauer zu verlängern. Wie nicht anders zu erwarten nahmen diese im Laufe der Messung aufgrund der fortschreitenden Schädigung des Kristallgitters des Halbleiters kontinuierlich zu. Die Kühlung wurde deswegen sukzessive von anfänglich -2 bis auf -7 °C (jeweils im Kühlbecken) am Ende der Messungen erhöht. Die Sperrströme konnten so problemlos im unkritischen Bereich von $2 \mu\text{A}$ und darunter gehalten werden.

3.4.2 Detektion der Spaltfragmente

Ionisationskammern sind hervorragend zur Spektroskopie, d.h. zur Energiebestimmung von Teilchen geeignet. Auch unter dem Beschuss mit den bisher so störenden schnellen Neutronen sollten sie deshalb noch in der Lage, relativ gute Ergebnisse zu liefern. Diese Tatsache liegt in ihrer Funktionsweise begründet: Die zu detektierenden Teilchen werden im aktiven Bereich des Detektors vollständig gestoppt, was nichts anderes bedeutet, als dass im Idealfall ihre gesamte kinetische Energie erfasst werden kann. Dies steht im klaren Gegensatz zur Arbeitsweise der bisher verwendeten MWPCs, da diese prinzipbedingt überhaupt nur einen sehr geringen Teil der kinetischen Energie des Teilchens „sehen“ können. Tritt in den Messungen nun zusätzlich ein erheblicher Untergrund auf — in unserem Fall verursacht durch die schnellen Spaltneutronen —, so führt dies zu den beschriebenen Problemen bei der Diskriminierung der Teilchen vom Untergrund. Eine Ionisationskammer mit ihrem sehr viel besseren Energiemessvermögen sollte allerdings auch in diesem Fall noch eine saubere Abtrennung zumindest der Spaltfragmente vom sonstigen Untergrund in der Kammer erlauben (die ternären Teilchen werden sowieso separat gemessen).

Neu im Zusammenhang mit der Benutzung einer Ionisationskammer ist die Notwendigkeit, eine praktikable Methode zur Bestimmung der Flugrichtung der Teilchen in der Kammer zu finden. Sie ergibt sich aus der Tatsache, dass in einer solchen Kammer praktisch alle im Raum zwischen Kathode und Frischgitter gestoppten Teilchen

gleichermaßen gemessen werden, völlig unabhängig von deren tatsächlicher Flugrichtung. Die Verhältnisse in einer Ionisationskammer sollen darum im Folgenden etwas genauer betrachtet werden.

Abb. 3.4 *links* gibt einen schematischen Überblick über den Aufbau einer Ionisationskammer. Das Target befindet sich linker Hand auf der Kathode. Im Falle einer Spaltung geht eines der beiden kollinear auseinander fliegenden Spaltfragmente im Backing verloren, das andere fliegt in den gasgefüllten Raum zwischen den Elektroden. Das hochgradig ionisierte Teilchen wechselwirkt stark mit den Atomen des Zählgas und wird dadurch entsprechend abgebremst, wobei durch Stöße der überwiegende Teil seiner kinetischen Energie in Ionisation des Zählgas umgewandelt wird (bei Gasen typischerweise ca. 30 eV pro Ladungsträgerpaar). Die so erzeugten freien Elektronen und die positiv geladenen Restionen beginnen sich nun in dem von außen angelegten elektrischen Feld in entgegengesetzte Richtungen voneinander zu entfernen. Da die Driftgeschwindigkeit der schweren Molekülonen um Größenordnungen kleiner ist als die der Elektronen, genügt es bei einer Betrachtung zum Mechanismus der Signalentstehung nur den von den Elektronen verursachten Anteil zu berücksichtigen. Bekanntermaßen erzeugt eine Ladung, die in einem Kondensator bewegt wird, durch Influenz auf den Kondensatorplatten einen entsprechenden Stromfluss. Ganz analog führen die im Zwischenraum zwischen Kathode und Frischgitter driftenden Elektronen zu einem Stromimpuls auf beiden Elektroden, nicht jedoch auf der durch das Frischgitter abgeschirmten Anode.

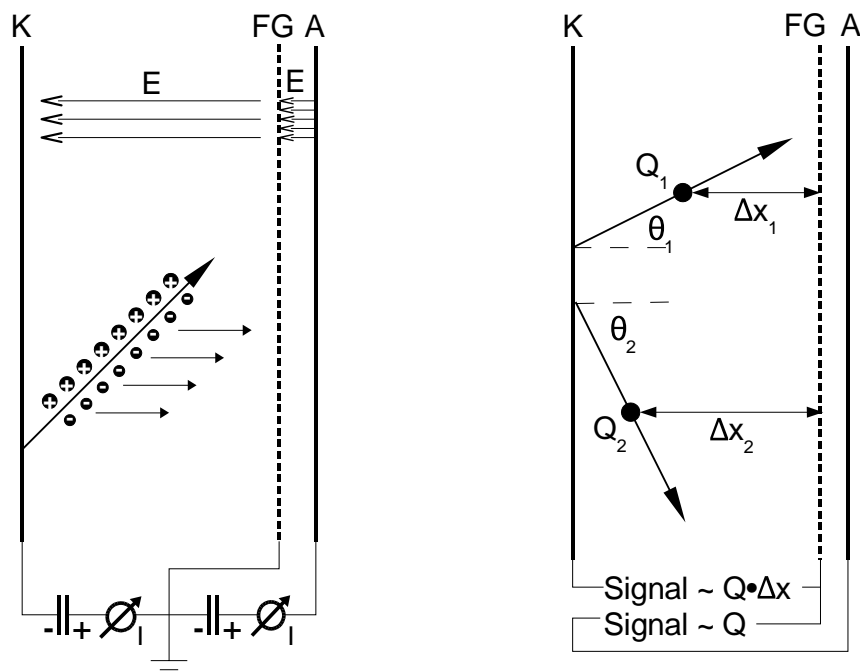


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Verhältnisse in einer Ionisationskammer. *Links*: Ionisierte Zählgasmoleküle und Elektronen werden im angelegten elektrischen Feld getrennt. Bewegte Ladungen erzeugen durch Influenz einen Strom zwischen den Elektroden, der gemessen werden kann. *Rechts*: Verschiedene Flugwinkel in der Kammer führen aufgrund der daraus resultierenden Unterschiede in den Driftzeitstrecken zu unterschiedlich großen Kathodensignalen. Dies kann zur Winkelbestimmung der Teilchen herangezogen werden.

Zu einer Abschätzung der Gesamtgröße des Kathodenstroms bzw. der so im Vorverstärker insgesamt deponierten Ladung gelangt man, indem man über sämtliche von den (ionisierten) Zählgaselektronen auf der Kathode verursachten Influenzen aufsummiert. Der Anteil eines einzelnen Elektrons hängt dabei stark vom Ort seiner Entstehung ab, da die Größe der Influenz durch die Länge der Driftstrecke des Elektrons zwischen den Elektroden bestimmt wird. Die maßgebliche Größe ist demgemäß gerade die Distanz zwischen seinem Entstehungsort und dem Ort seines Verschwindens im Frischgitter (Dieser einfache Zusammenhang: *Influenzladung* \sim *Ladung* \times *Driftstrecke* gilt aber nur für das homogene Feld eines unendlich ausgedehnten Plattenkondensators, allerdings stellt dieser Fall ja gerade das Idealbeispiel einer Ionisationskammer ohne jegliche Feldverzerrungen in den Außenbereichen dar).

Zur Vereinfachung der weiteren Betrachtung ist es hilfreich, den mittleren Ladungsschwerpunkt der durch das Teilchen in der Kammer erzeugten Ionisation zu bestimmen. Man erhält diesen durch eine gewichtete Aufsummierung über alle entlang der Teilchentrajektorie erzeugten ionisierten Zählgaselektronen. Die Gesamteinfluenz ergibt sich dann einfach als das Produkt aus der Gesamtladung und der Länge der Driftstrecke dieses mittleren Ladungsschwerpunkts zum Frischgitter. In Abb. 3.4 rechts ist dies schematisch für zwei verschiedene Fragmentspuren skizziert. Es wird unmittelbar klar, dass sich für das bezüglich der Kammerachse unter größerem θ -Winkel emittierte untere Fragment aufgrund der längeren Driftstrecke Δx_2 zum Frischgitter – gleiche Gesamtladungen vorausgesetzt — ein größeres Influenzsignal auf der Kathode ergeben wird, als für das im oberen Bereich der Zeichnung abgebildete, unter kleinerem Winkel θ_1 emittierte Fragment. Die Kathodenpulshöhe ist daher nicht nur von der Gesamtmenge der erzeugten Ladungsträger bzw. der kinetischen Energie des abgebremsten Teilchens abhängig, sondern auch vom Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts auf der Teilchentrajektorie. Sie stellt somit in Wirklichkeit eine Mischung aus Energie- und Ortsinformation dar. Anders verhält es sich mit dem Anodensignal, das wir bisher noch vernachlässigt haben. Der Sinn des Frischgitters besteht nämlich gerade darin, beim Anodensignal diese Ortsabhängigkeit in der Pulshöhe zu eliminieren, um so die angestrebte reine Energiemessung durchführen zu können. Dieses Ziel kann am einfachsten dadurch erreicht werden, dass man dafür Rechnung trägt, dass solche unterschiedlich langen Driftstrecken gar nicht erst auftreten können. Zu diesem Zweck wird ein abschirmendes Frischgitter direkt vor der Anode platziert. Im Idealfall werden nun sämtliche im Bereich zwischen Kathode und Frischgitter erzeugten Elektronen für die dahinter liegende Anode erst bei deren unmittelbarem Durchtritt durch das abschirmende Frischgitter „sichtbar“. Aus Anodensicht durchlaufen sie deshalb alle exakt die gleiche Driftstrecke, den Abstand Frischgitter – Anode, völlig unabhängig von ihrem tatsächlichen Entstehungsort. Man erhält durch diesen Trick nach dieser zugegebenermaßen etwas idealisierten Betrachtung folgerichtig ein reines Energiesignal an der Anode (In Wirklichkeit sind die Verhältnisse in einer Ionisationskammer sehr viel komplizierter. Man denke z.B. nur an den endlichen Durchgriff eines jeden Abschirmgitters oder Raumladungs- und Abschirmeffekte im Zählgas).

Neben den Pulshöhensignalen an Kathode und Anode kann als eine weitere interessante Größe die Zeitdifferenz zwischen diesen beiden Signalen gemessen wer-

den. Das Kathodensignal entsteht unmittelbar mit Beginn der Ladungstrennung, während die Anode erst verspätet auf die ersten das Frischgitter passierenden Drift-Elektronen reagiert. Da diese gerade vom Spurende stammen müssen, misst man so effektiv die Flugzeit bzw. den Abstand zwischen Spurende und Frischgitter, wie man sich anhand Abb. 3.4 *rechts* leicht klarmachen kann. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist hierbei eine von der Gassorte und dem angelegten äußeren E-Feld abhängige wohl bekannte Konstante.

Nach den bisherigen grundlegenden Überlegungen zur Funktionsweise einer Ionisationskammer soll nun noch kurz auf die zwei unabhängigen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Winkelbestimmung eingegangen werden:

- Winkelabschätzung mittels normierten Kathodenpulshöhe (*NCP*)

Die Idee bei diesem Ansatz besteht darin, die Ortsinformation in der Kathodenpulshöhe zur Winkelbestimmung heranzuziehen. Hierfür muss allerdings noch die Energieabhängigkeit des Kathodensignals eliminiert werden. In erster Näherung kann dies dadurch erreicht werden, dass man einfach durch das Anodensignal, das ja der Gesamtenergie des Teilchens entspricht, teilt. Übrig bleibt somit die Ortsabhängigkeit vom mittleren Ladungsschwerpunkt der erzeugten Ionisation im Zählgas bzw. der Länge der dazugehörigen Driftstrecke Δx zum Frischgitter (siehe Abb. 3.4 *rechts*). Drückt man diese über den Flugwinkel θ aus, so erhält man:

$$ncp = \frac{phc}{pha} \sim \Delta x = (A - l \cos \theta) \quad (3.2)$$

mit A dem Abstand zwischen Kathode und Frischgitter, der normierten Kathodenpulshöhe ncp , den Kathoden- und Anodenpulshöhen phc und pha , der Spurlänge bis zum mittleren Ladungsschwerpunkt l und der Driftlänge Δx desselben im Gas. Ein Problem und der Grund für die Bezeichnung „in erster Näherung“ stellt allerdings die Tatsache dar, dass der Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts ebenfalls eine deutliche Energieabhängigkeit aufweist: So wird dieser beispielsweise für ein hoch energetisches leichtes Fragment schon allein wegen dessen wesentlich längeren Spur im Zählgas erheblich näher am Frischgitter liegen als bei einem energieärmeren schweren Fragment (Im Mittel beträgt der Energieunterschied zwischen leichten und schweren Fragmenten ca. 30 MeV). Wie später im Rahmen der Auswertung ab Seite 66 noch genauer gezeigt wird, ist es gerade diese weiterhin vorhandene „Rest-Energieabhängigkeit“, die die erreichbare Winkelauflösung in dieser Methode maßgeblich einschränkt. Neben der Energieabhängigkeit ist der Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts auf der Teilchentrajektorie — wenn auch weniger stark — zusätzlich in komplizierter Weise von der Masse und der Kernladungszahl der Teilchen abhängig (siehe beispielsweise: Braggkurven Abb. 3.5).

- Winkelabschätzung mittels Driftzeit

Aus der bekannten Driftgeschwindigkeit der Zählgaselektronen kann direkt auf den Abstand des Spurendes vom Frischgitter bzw. der Kathode geschlossen

werden. Der Abstand zur Kathode y wiederum ist nichts anderes als der $\cos \theta$ der gesamten Spurlänge L des Teilchens im Gas. Für das Zeitsignal ergibt sich demnach folgender einfacher Zusammenhang:

$$t \sim (A - y) = (A - L \cos \theta) \quad (3.3)$$

Im Unterschied zu Gleichung 3.2 ist diesmal bei der Berechnung des Winkels die Gesamtpurlänge L des Teilchens zu berücksichtigen. Leider ist auch diese im Experiment nicht direkt zugänglich. Hinzu kommt, dass die Spurlänge für die in kinetischer Energie, Masse und Kernladung stark unterschiedlichen Fragmente beträchtlich variiert, was aus den Braggkurven in Abb. 3.5 unmittelbar ersichtlich wird. Ohne eine weitergehende Identifikation der Fragmente ist deshalb eine genauere Abschätzung der Spurlänge und eine entsprechende Korrektur der Winkelwerte nicht möglich. Im vorliegenden Experiment kann aber aus der Messung nur eines der beiden Spaltfragmente weder die Masse noch die Kernladung der Teilchen bestimmt werden. Es ist daher auch in der Driftzeitmethode nicht möglich, die durch die verschiedenen Arten von Fragmenten verursachten Ungenauigkeiten in der Winkelbestimmung zu eliminieren.

Letztendlich lassen sich die hier bei beiden Methoden zur Winkelbestimmung erwähnten Einschränkungen auf ein und dieselbe physikalische Ursache zurückführen: Die in ihren Eigenschaften zum Teil recht unterschiedlichen Spaltfragmente werden im Zählgas der Kammer auf unterschiedliche Art und Weise abgebremst. Die so erzeugten Ionisationsverteilungen können deshalb für verschiedene Arten von Fragmenten erheblich variieren, was natürlich negative Auswirkungen auf die Genauigkeit in beiden Winkelmessmethoden — *NCP* und Driftzeit — haben wird, falls die Art und die kinetische Energie des jeweils detektierten Teilchens nicht genauer bekannt sind bzw. nicht näher bestimmt werden können. Allgemein kann der Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie durch die Bethe-Bloch-Formel abgeschätzt werden (als Einführung siehe z.B. [Leo87]). Sie ist in komplizierter Weise von der aktuellen kinetischen Energie des Teilchens, seiner Masse und Kernladung und den Eigenschaften des Bremsmediums abhängig. Trägt man die so mit Hilfe der Formel (iterativ) bestimmten Energieverluste entlang der Spur des Teilchens auf, so erhält man eine so genannte Braggkurve. Abb. 3.5 zeigt verschiedene Beispiele solcher Energieverlustkurven für unterschiedliche Ausgangsparameter (aus [Hes95]). Zu sehen sind von links nach rechts: Braggkurven zweier Spaltfragmente mit gleicher Masse und Kernladungszahl aber unterschiedlicher Energie, dasselbe für gleiche Energie und Kernladungszahl aber unterschiedlicher Masse, zuletzt gleiche Masse und Energie aber variierende Kernladungszahlen. Wie nicht anders zu erwarten, lassen sich in Form und Länge erhebliche Unterschiede zwischen den für die verschiedenen Fragmente berechneten Braggkurven erkennen (man kann sogar versuchen, mit Hilfe dieser Unterschiede eine Identifikation der Spaltfragmente durchzuführen, siehe [Hes95]). Diese werden sich natürlich auch in den daraus abgeleiteten Größen Spurlänge und mittlerer Ladungsschwerpunkt wiederfinden. Die genaue Berechnung dieser Energieverlustkurven ist schwierig und wird gerade bei so hoch ionisierten Teilchen wie den

Spaltfragmenten durch Rekombinationseffekte längs der Spur sowie durch Stöße des einlaufenden Ions mit den Gasatomen als ganzem (sog. Kernstöße) erschwert.

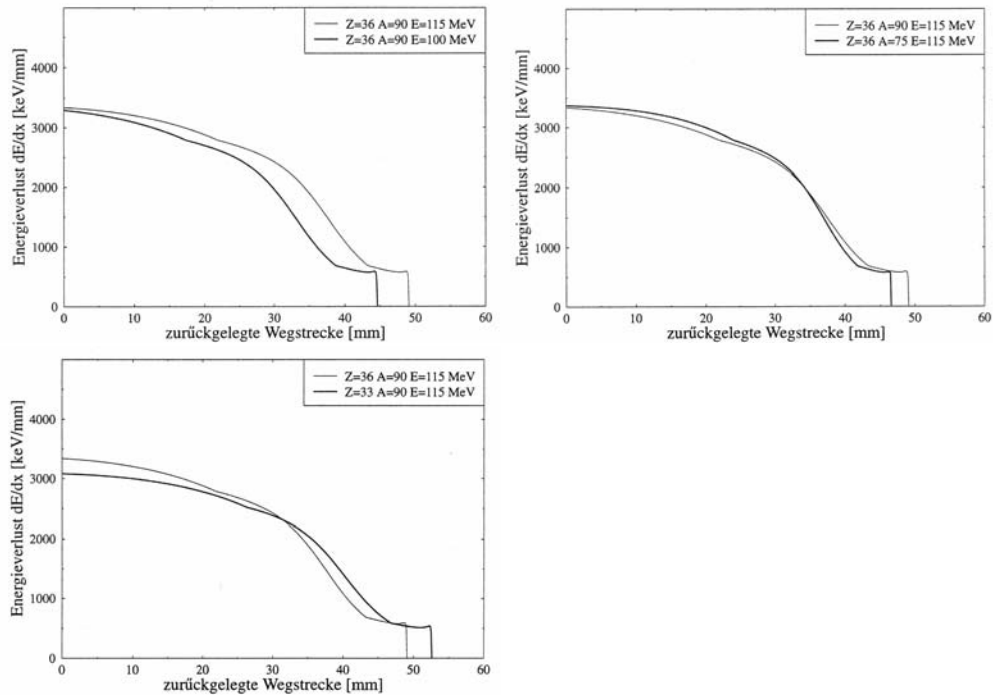


Abbildung 3.5: Beispiele verschiedener Braggkurven für unterschiedliche Spaltfragmente. Von links nach rechts: Fragmente gleicher Masse M und Kernladungszahl Z aber unterschiedlicher Energie E ; gleiches E und Z , M verschieden; M und E gleich, Z verschieden (aus [Hes95], gerechnet nach Ziegler [Trim]).

Nach dieser kurzen Exkursion über das Abbremsverhalten geladener Teilchen in Materie sollte klar geworden sein, dass die diesbezüglich verursachten Ungenauigkeiten in der Winkelbestimmung der Fragmente unvermeidbar sind, solange die Fragmente nicht näher identifiziert werden können. Leider ist dies in dem hier vorliegenden Experiment nicht möglich, da zu diesem Zweck die Detektion beider Spaltfragmente vonnöten gewesen wäre. Dies war aber wegen der Verwendung eines massiven Targetbackings ausgeschlossen. Eine denkbare und sinnvolle Verbesserung könnte allerdings darin bestehen, die Winkelauswertung nach den schweren und leichten Fragmenten getrennt durchzuführen. Jedoch können auch diese nicht sauber voneinander getrennt werden, wie z.B. aus dem Energiespektrum in Abb. 4.3 auf Seite 63 ersichtlich wird. Der Grund für beide Unzulänglichkeiten ist jedes Mal der gleiche, nämlich die Notwendigkeit, durch die Verwendung eines sehr großen Urantargets eine möglichst hohe ternäre Zählrate im Experiment zu erreichen. Es muss aber bei dieser Diskussion betont werden, dass die letztendlich im Experiment erreichte Winkelauflösung für die Zielsetzung der Messung völlig ausreichend war und dass man mit der *NCP*- und Driftzeitmethode über zwei hinreichend gut funktionierende, voneinander völlig unabhängige Methoden zur Winkelbestimmung verfügt, wie im Kapitel *Auswertung* noch gezeigt werden wird.

3.4.3 Detektion der ternären Teilchen

Auch für die Detektion der ternären Teilchen wurde nach den schlechten Erfahrungen mit den MWPC-Zählern ein Detektor gesucht, der in der Lage ist, die gesamte kinetische Energie der α 's zu erfassen, um so eine akzeptable Abtrennung vom neutroneninduzierten Untergrund sicherzustellen. Wie weiter oben schon ausgeführt fiel die Wahl dabei auf Sperrschichtoberflächenzähler (Surface Barrier Detectors, SBDs). Die SBDs wurden aus 3 Zoll großen schwach n-dotierten Siliziumwafern der Firma Siemens gefertigt (ionenimplantiert, spezifischer Widerstand 4 kOhm). Die Dicke der Scheiben beträgt $360 \mu\text{m}$. Als Metall-Halbleiter-Übergang (Schottky-Kontakt) wurde eine dünne Goldschicht auf die Vorderseite der Detektoren aufgedampft. Die rückseitige ohmsche Kontaktierung erfolgte durch eine n+-Dotierung des Halbleiters und der Aufbringung einer dünnen Aluminiumschicht. Der gesamte Wafer ist in einer $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Epoxydharzplatine mit entsprechenden Anschlussmöglichkeiten eingeklebt. Diese Platine kann direkt mit der in Tübingen konstruierten Kühlvorrichtung rückseitig verschraubt werden. Der Gesamtaufbau der SBD-Zähler und deren Einbauposition in der Kammer wurde bereits in Abb. 3.3 gezeigt.

Die Funktionsweise eines Sperrschichtoberflächenzählers ist gar nicht so grundlegend verschieden von der einer Ionisationskammer. Auch hier wird ein (in diesem Fall inneres) elektrisches Feld verwendet, um die bei der Abbremsung eines geladenen Teilchens im Silizium entstandenen Ladungsträger voneinander zu trennen und aufzusammeln (Das eigentliche Signal kommt hier ebenfalls durch Influenz der sich im Halbleiter bewegenden Ladungsträger zustande und keineswegs erst wenn diese die Kontaktierungen des Halbleiters erreichen). Unterschiede gibt es natürlich bezüglich den Eigenschaften der erzeugten Ladungsträger. So wird zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in einem Halbleiter nur in etwa 1/10 der Energie benötigt, die bei der Ionenbildung in Gasen eine Rolle spielt. Die daraus resultierende, erheblich höhere Anzahl von produzierten Ladungsträgern ist ein Grund für die sehr gute Energieauflösung von Halbleiterzählern. Der zweite wesentliche Unterschied besteht darin, dass bei Halbleiterzählern die Geschwindigkeit der positiven Ladungsträger, also der Löcher, durchaus im Bereich der Driftgeschwindigkeit der Elektronen liegt (für Silizium z.B. ca. 1/3, verglichen mit typischerweise 1/1000 bei Gasen). Für die Signalentstehung im Halbleiterzähler müssen daher beide Ladungsträgerkomponenten berücksichtigt werden.

Bei SBDs wird zur Erzeugung eines elektrischen Trennfelds der Schottky-Effekt ausgenutzt, der sich an einem Metall-Halbleiter-Übergang einstellt. Halbleiter und Metalle besitzen unterschiedliche Fermi-niveaus. Im Falle eines Kontakts wandern aus diesem Grund so lange Elektronen vom Halbleiter ins Metall (für den Fall n-dotiertes Silizium auf Gold), bis sich ein Gleichgewicht zwischen der weiteren Diffusion der Ladungsträger und dem durch sie entstehenden Gegenfeld einstellt (nachwandernde Elektronen werden zunehmend abgestoßen). Gleichzeitig führt diese Abwanderung von Elektronen zu einer Ladungsträgerverarmung in dem unmittelbar an die Goldschicht angrenzenden Bereich des Halbleiters. Es bildet sich so eine schmale Verarmungszone, in der praktisch keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind und ein elektrisches Sperrfeld herrscht. Die Verhältnisse sind somit der Raumladungszone ei-

nes pn-Halbleiterübergangs sehr ähnlich, mit der Ausnahme, dass die Verarmungszone ausschließlich innerhalb des Halbleiters liegt. Nun wäre ein solcher Schottky-Übergang alleine, angesichts seines sehr kleinen aktiven Bereichs (die Raumladungszone), noch völlig ungeeignet zur Detektion ionisierender Teilchen. Interessant wird die Situation erst, wenn man von außen eine Spannung in Sperrrichtung der Schottky-Diode anlegt. Beispielsweise führt das Anlegen einer positiven Spannung an einen n-Silizium-Halbleiter dazu, dass die Elektronen noch weiter vom Übergang weggezogen werden, sich dadurch der Verarmungsbereich zusätzlich ausdehnt. Mit dieser erwünschten Verbreiterung des aktiven Bereichs geht gleichzeitig eine starke Verringerung der Kapazität des Detektors einher (auch ein SBD ist im Prinzip nichts anderes als ein Plattenkondensator), was wiederum dem Signal-Rausch-Verhältnis zugute kommt. Wie weit sich ein solcher Halbleiter „verarmen“ lässt, hängt neben der Spannungsfestigkeit hauptsächlich von der spezifischen Leitfähigkeit des Halbleitermaterials ab. Es können hierbei durchaus Werte bis zu 5 mm erreicht werden [Leo87]. Für die hier verwendeten Zähler (Dicke 360 μm) ergaben Testmessungen eine Spannung von 180 V, um den Halbleiter vollständig zu verarmen. Der aktive Bereich der SBDs erstreckte sich in diesem Fall über die gesamte Dicke der Dioden. Diese Tatsache und das hohe Abbremsvermögen von Silizium machen die SBDs prädestiniert dafür, in diesem Experiment selbst die hoch energetischsten ternären Teilchen vollständig zu stoppen und deren Energie sauber zu detektieren.

Die Empfindlichkeit von Halbleiterdetektoren gegenüber Strahlenschäden wurde bereits erwähnt. Ursache dafür sind Stöße oder Kernreaktionen der schnellen Neutronen mit den Gitteratomen des Halbleiters, die die empfindliche Struktur des Einkristalls schädigen. Durch die Entstehung solcher Fehlstellen im Kristallgitter häufen sich einerseits Ladungsträgerverluste, da diese bevorzugte Rekombinationszentren darstellen, andererseits führen sie auch zu einer Erhöhung der Diodenleckströme im fortlaufenden Betrieb. Die Folgen sind ein erhöhtes Rauschen und eine vorzeitige Alterung der Detektoren. Beides ist im höchsten Maße unerwünscht und es mussten infolgedessen geeignete Gegenmaßnahmen unternommen werden. Als ein zusätzlicher Neutronenschutz wurden borgetränkte Paraffinkollimatoren vor den Halbleiterzählern installiert. Die Zähler selbst konnten zusätzlich durch eine speziell hierfür in die Kammer integrierte Flüssigkeitskühlung aktiv gekühlt werden (näheres siehe Abschnitt *Durchführung der Messungen* auf Seite 57).

3.5 Messelektronik und Datenaufnahme

Das Ziel bei der Konzeption der Messelektronik und der dazugehörigen Datenaufnahme bestand darin, möglichst alle im Experiment zugänglichen Informationen zu registrieren und diese unreduziert, also verlustfrei, für eine spätere detaillierte Offline Analyse aufzuzeichnen. Da die typische Zählrate im Experiment niedrig lag (zwischen 50 – 100 Events pro Sekunde), konnte dies sowohl von der Aufnahmeelektronik als auch vom benötigten Speicherplatz leicht bewerkstelligt werden. Prinzipiell wurde ein zweigeteilter Ansatz gewählt: Einerseits wurde jedes einzelne in der Kammer auftauchende Ereignis interruptgesteuert mitgeschrieben, wobei im-

mer die Daten aller Detektoren ausgelesen wurden, andererseits fand in regelmäßigen Zeitabständen (1 Sekunde) ein Auslesen aller zusätzlich in den Messaufbau integrierten Scaler statt. Deren Aufgabe bestand darin, den Zeitverlauf wichtiger Größen im Experiment wie z.B. die Zählraten der einzelnen Detektoren zu protokollieren. Ferner wurden der Protonenstrahlstrom des Beschleunigers, der über den Long-Counter gemessene Neutronenfluss und die Anzahl der gestarteten Datenaufnahmezyklen mit aufgezeichnet. Aus den drei letztgenannten Größen können der Van-de-Graaff-Beschleuniger, die Neutronenproduktion im Lithiumtarget und die Totzeit der Messelektronik überwacht werden. Im Bezug auf die spätere Off-Line-Auswertung des Experiments ist es wichtig zu erwähnen, dass in den aufgezeichneten Messdaten jedes einzelne Kammerereignis in eindeutiger Weise mit dem jeweiligen Zähler-Ausleseintervall verknüpft ist, in dem es registriert wurde. Diese Zuordnung war wichtig, da im zeitlichen Verlauf der Detektorsignale, die von der Experimentierhalle zur Messelektronik außerhalb des Neutronenschutzwalls geleitet werden, immer wieder einzelne starke Störungen beobachtet wurden. Als deren Ursache kommen die in der Experimentierhalle mannigfach vorhandenen Störquellen (Pumpen, Kompressoren, Magnetventile usw.) in Betracht. In den aufgezeichneten Daten können derartig gestörte Messintervalle sehr leicht anhand des Auftretens unrealistisch hoher Zählraten identifiziert werden. Durch die Auswertung der Scalerdaten und der Kennzeichnung jedes einzelnen Ereignisses ist es dann problemlos möglich, die betroffenen Intervalle samt den „schlechten“ Ereignissen vor einer weiterführenden Datenanalyse gezielt aus den Messdaten zu entfernen. Im Verlauf der in dieser Arbeit durchgeführten Datenauswertung hat sich diese „Vorsichtsmaßnahme“ tatsächlich als sehr wertvoll erwiesen.

Wir wollen nun die im Experiment verwendete Messelektronik etwas genauer betrachten. Abb. 3.6 zeigt den Aufbau in Form eines Blockschaltbilds. Im Experiment wurden pro Ereignis fünf Detektorsignale gemessen: Die beiden Halbleiterdetektoren sowie die Kathode und die beiden Anoden der Doppelionisationskammer. Im Falle der Ionisationskammer werden die Detektorausgangssignale durch ladungsempfindliche Vorverstärker des Typs *Ortec 142 A(H)* verstärkt, für die SBDs kamen spezielle selbst entwickelte Verstärker der TU-Darmstadt zum Einsatz. Die Zuführung der jeweiligen Detektorbetriebsspannungen erfolgte ebenfalls über die Vorverstärker. Da während verschiedener Testmessungen sporadische Sprünge in den Ausgangsamplituden der Ionisationskammervorverstärker (Energiezweig) zu beobachten waren, wurden — um ganz sicher zu gehen — an die Testeingänge der Vorverstärker zusätzlich hoch präzise Pulsgeneratoren angeschlossen. Man erhält durch sie in den Ionisationskammerspektren scharfe und kontinuierlich mitlaufende Kalibrierungsmarken, anhand derer ein im (gesamten) Elektronikzweig eines Detektors auftretendes Problem leicht festgestellt werden kann. Die auffälligen Marken sind auch bei der Online-Überwachung des Experiments hilfreich und erlauben zudem in der späteren Datenauswertung eine ggf. notwendige Korrektur der Daten. Ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf dieser Pulsermarken mitsamt dem Auftreten der erwähnten Amplitudensprünge ist in Abb. 3.7 auf Seite 58 wiedergegeben. Die Ursachen für diese Sprünge konnten nicht einwandfrei geklärt werden. In Frage kommen u.U. Kabel- oder Kontaktprobleme in den Zuleitungen der direkt auf der Kammer montierten Vorverstärker (besonders beim Drehen des Messaufbaus) oder Temperaturschwan-

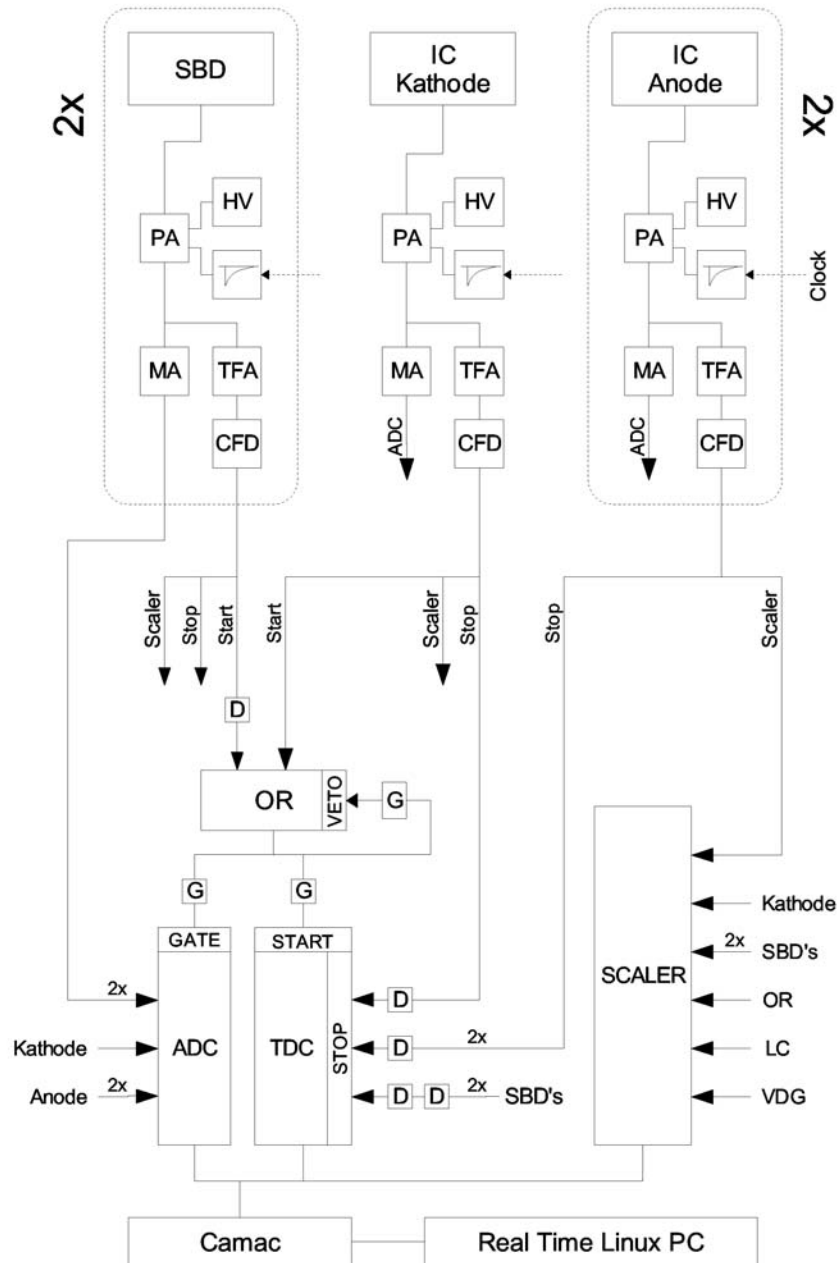


Abbildung 3.6: Blockschaltbild der Messelektronik. Das Startsignal für einen Auslesezyklus wird durch das in der Skizze mit „OR“ bezeichnete Logikmodul generiert, wodurch sowohl die Halbleiterzähler als auch die Kathode der Ionisationskammer einen Start der Datenaufnahme auslösen können. Für die Dauer des Auslesezyklus (ca. $90 \mu\text{s}$) wird ein passendes Veto-Signal erzeugt, um störende Neustarts zu unterbinden.

kungen in den Verstärkern, verursacht durch die im Laufe des Experiments kontinuierlich erhöhte Kühlung der Halbleiterzähler (die Vakuumdurchführungen der Kühlung liegen in unmittelbarer Nähe der Vorverstärker, siehe Abb. 3.3). In der Auswertung konnten diese Amplitudensprünge aber Dank der scharfen Pulserlinien leicht korrigiert werden. Alle Vorverstärker waren möglichst nahe an der Kammer positioniert, um Signalverluste durch parasitäre Kapazitäten in den Zuleitungskabeln zu minimieren. Die Energiesignale der Vorverstärker wurden durch *Ortec 471* Spektroskopieverstärker nachverstärkt und geformt. Die Weiterverarbeitung der schnellen, zum Teil sehr kleinen Zeitsignale übernahmen wiederum spezielle hoch empfindliche TFAs (*Timing Flight Amplifiers*) der TU-Darmstadt.

Die direkt an der Kammer geeignet verstärkt und aufgearbeiteten Signale konnten nun auf den langen Weg zum Standort der restlichen Elektronik im Bedienbau des Beschleunigers gesendet werden, der außerhalb des die Halle umgebenden Neutronenschutzwalls liegt (Kabellänge: 30–50 Meter). Hierbei wurde große Mühe und Aufmerksamkeit auf eine optimale Lage und Führung der Kabel bezüglich Brummeinstreuungen und Erdschleifen gelegt.

Die Zeitsignale der Detektoren werden nun durch *CAEN N224* Low-Threshold-CFDs (*Constant Fraction Discriminators*) vom Untergrund befreit und durch Fan-In/Fan-Out-Module zur weiteren Signalverarbeitung aufgesplittet. Für die Zeitmessung an den einzelnen Detektoren sind diese über Delay-Glieder mit den Stopp-Eingängen eines Vielkanal-TDCs (*Time to Digital Converters*) verbunden. Zur Erfassung der Zählraten der Detektoren dienen mehrere *Borer 1004A*-Scaler. Die Zeitsignale der Kathode und der Halbleiterzähler werden zusätzlich einem logischen „Oder“-Modul („OR“) zugeführt, dessen Aufgabe darin besteht, einen Start für die gesamte Messelektronik zu generieren. Bei dieser Beschaltung stand folgende Idee im Vordergrund: Bei einem regulären Spaltereignis in der Ionisationskammer wird immer zuerst die Kathode, da Targethalter, ein Zeitsignal erzeugen. Die Signale auf den abgeschirmten Anoden müssen diesem entsprechend nachfolgen. Dasselbe gilt auch bei einem ternären Spaltereignis, bei dem die SBDs zusätzlich ein koinzidentes α -Teilchen registrieren. Allerdings wird in diesem Fall der Zeitunterschied zwischen dem SBD- und dem Kathodensignal deutlich geringer ausfallen. Es scheint demzufolge für die Datenauslese völlig ausreichend zu sein, nur die Kathode zur Triggergenerierung heranzuziehen.

Im eigentlichen Experiment jedoch, unter dem Beschuss mit schnellen Neutronen, musste in den Spektren der Halbleiterzähler überraschenderweise ein sehr hoher Eigenuntergrund festgestellt werden (siehe Abb. 4.15, Seite 85). Es stellt sich daher als Erstes die Frage, wie man die sehr seltenen wahren ternären Ereignisse (2–3 Ereignisse pro Stunde) sicher von diesem abtrennt. Um freilich Verwechslungen zwischen den Untergrundeignissen in den SBDs und den wenigen echten ternären Teilchen auszuschließen zu können, ist es unerlässlich, das von den SBDs selbst produzierte Spektrum genauer zu kennen. Man kann dieses Eigenspektrum problemlos während des laufenden Experiments erhalten, indem man nicht nur der Kathode, sondern auch den Halbleiterzählern die Generierung eines Datenaufnahmestarts erlaubt. In den solchermaßen erhaltenen Spektren ist es nun von größter Wichtigkeit darauf zu

achten, ob eine auffällige Häufung von Ereignissen gerade in den Bereichen auftritt, in denen auch die ternären Ereignisse aus den kathodengetriggerten Spektren liegen. Wäre eine solche Häufung feststellbar, so läge die Befürchtung nahe, dass ein Teil dieser Untergrundereignisse fälschlicherweise als ternäre α -Teilchen identifiziert wird, was natürlich für die Durchführbarkeit des gesamten Experiments fatal wäre. Glücklicherweise konnte ein solcher Zusammenhang nicht festgestellt werden. Bei der Aufnahme der SBD-Eigenpektren im laufenden Experiment sollten allerdings zwei Dinge beachtet werden. Das eine ist, dass durch die Diskriminatorschwellen nur eine recht geringe Zählrate an den SBDs eingestellt werden sollte, um die Totzeit für das wirkliche Experiment nicht unnötig zu erhöhen. Der zweite, wichtigere Punkt besteht darin, dass unbedingt sichergestellt werden muss, dass bei einem wirklichen ternären Ereignis immer die Kathode die Datenaufnahme startet und nicht etwa die ebenfalls getroffene SBD-Diode. Ternäre Ereignisse bei denen dies nicht der Fall ist, gehen nämlich für die Messung komplett verloren! Man kann dies durch eine Art doppelte Verzögerung der SBD-Zeitkanäle erreichen, wie in Abb. 3.6 anhand der zusätzlich eingeführten Delay-Glieder explizit angedeutet ist.

Im Aufbau der Messelektronik weitergehend, wird das per Oder-Verknüpfung erzeugte Startsignal zur Ansteuerung eines 8-fach TDCs des Typs *CAEN C414* verwendet, an dessen Stoppkanäle wiederum die entsprechend verzögerten Zeitsignale der Detektoren angeschlossen sind. Das Startsignal dient auch der Erzeugung eines geeigneten Gate-Signals für die im Experiment zur Energiemessung eingesetzten *Ortec AD413A* 4-fach ADCs. Des weiteren wird zusätzlich ein Veto-Signal adäquater Länge für das „OR“-Modul selbst generiert. Es dient der Unterdrückung störender neuer Startimpulse noch während der Dauer der Datenkonvertierung und -auslese der *Camac*-Module (ca. 100 μ s). Die für die drei unterschiedlichen Zwecke benötigten Zeitintervalle werden mittels mehrerer *LeCroy 222* Gate-Generatoren eingestellt. Neben dem bis hierher beschriebenen Elektronikaufbau zur Erfassung der Einzelergebnisse in der Kammer wurden im Experiment außerdem alle wichtigen Zählraten (Detektoren, Van-de-Graaff, Long-Counter) in Scalern mitprotokolliert und im Rahmen der Datenaufnahme in periodischen Zeitabständen mit ausgelesen.

Die Aufnahmemodule befanden sich in einem *Camac*-Datenerfassungsrate, dessen Crate-Controller wiederum per ISA-Bus-Interfacekarte mit einem PC verbunden war. *Camac*-Module können unter Zuhilfenahme des *LAM*-Steuersignals (*Look at me*) dem Crate-Controller eigenständig signalisieren, ob bei ihnen intern gültige Messdaten anliegen und diese somit ausgelesen werden können (in unserem Fall wurde dies per Einstellung nur dem TDC als dem langsamsten Modul im Crate erlaubt). Der Crate-Controller erzeugt daraufhin per Interrupt eine Serviceanforderung an den PC, sodass die entsprechenden Module im Crate leicht per Software ausgelesen werden können. Ist die Arbeit beendet, werden *LAM*- und Interruptanforderung zurückgesetzt und die Datenaufnahme steht wieder weiteren Startimpulsen zur Verfügung. Die Ereignisse in der Messkammer wurden also im so genannten *List-Mode* jedes für sich einzeln erfasst und protokolliert. Dabei wurden immer alle Detektoren ausgelesen, also auch die, die eigentlich „nichts“ gesehen hatten, um so für die spätere Datenauswertung die vollständige Information über jedes Ereignis zu erhalten.

Als Betriebssystem des PCs kam (natürlich) *Linux* zum Einsatz. Da *Linux* als preemptives Multitask- und Multiuser-Betriebssystem konzeptbedingt nicht echtzeitfähig sein kann, wurde zusätzlich die Real-Time Erweiterung *RTLlinux* [RTLi] verwendet. Das Prinzip von *RTLlinux* besteht darin, dem eigentlichen *Linux*-Kernel eine weitere dünne Softwareschicht zu unterlegen, in der einige wenige Tasks mit höchster Priorität ausgeführt werden können. Der Standardkernel und somit das gesamte *Linux*-Betriebssystem werden dabei lediglich als Idle-Task dieses Softwarerlayers ausgeführt. Real-Time Routinen können diesen jederzeit z.B. per Interrupt unterbrechen. Die Folge ist eine echtzeitfähige Reaktionszeit des Betriebssystems auf entsprechende Unterbrechungsanforderungen, ohne das man gleichzeitig auf die Annehmlichkeiten und Dienste eines kompletten *Linux*-Standardbetriebssystems verzichten muss. Im speziellen Fall der hier zur Datenerfassung verwendeten PC-Hardware (P2-266, XT-Bus Interface-Card) konnte so problemlos eine mittlere Latenzzeit im Bereich von 5 bis 15 μ s erreicht werden, was für den angestrebten Zweck weit mehr als ausreichend war. Die während der Crate-Auslese im Kernelmodus in FIFOs zwischengespeicherten und gepufferten Daten können dann in einem weiteren Schritt durch ein im unkritischen User-Space laufendes Auswerteprogramm asynchron ausgelesen werden. Dies kann die Weiterverarbeitung und Archivierung, aber auch eine möglicherweise gewünschte Überwachung und Online-Analyse der Daten übernehmen. Diese Möglichkeit wurde natürlich ausgenutzt und mit Hilfe der Qt-Klassenbibliothek [Trol] eine geeignete graphische Oberfläche zur Online-Darstellung der Messdaten erstellt. Alle wichtigen Spektren und auch die Zeitverläufe der Zähler konnten so ständig überwacht werden. Die Messdaten selbst wurden fortlaufend in komprimierter Form in *ROOT*-Datenfiles abgespeichert. Während der späteren detaillierten Analyse der Messdaten konnte so auf das *ROOT*-Datenauswerte-Toolkit des CERN-Kernforschungszentrums [Root] zurückgegriffen werden.

Neben der Interrupt-gesteuerten Aufnahme der einzelnen Events wurde in den Real-Time-Kernel ein weiterer, periodisch startender Thread zur Auslese der Scaler integriert. Dieser beinhaltet eine extra Zählvariable, die kontinuierlich hochgezählt wird und deren Wert das jeweils aktuelle Scaler-Intervall markiert. Dadurch, dass allen in der Interrupt-Routine während eines solchen Intervalls registrierten Ereignissen dieser Wert mitgegeben wird, ist es problemlos möglich, selbst im Nachhinein noch jedem Ereignis das Scaler-Intervall seiner Aufnahme eindeutig zuzuordnen. Der Scaler-Thread diente aber auch noch einer anderen Aufgabe, nämlich der Überwachung der im Experiment nicht immer zuverlässig laufenden ADCs. So konnte in seltenen Fällen ein „Blockieren“ der Module beobachtet werden, was zum Stillstand der Interrupt-gesteuerten Datenaufnahme der Einzelereignisse führte. Im Scaler-Thread wurde daher als eine Art „Watchdog“ nach einer bestimmten Anzahl von Intervallen ohne Ereignisse eine selbstständige Reinitialisierung des gesamten *Camac*-Crates durchgeführt, sodass die Gefahr eines nennenswerten Datenverlusts ausgeschlossen werden konnte.

Abschließend soll noch angemerkt werden, dass alle hier zur Datenauswertung (Kernelmodule, Aufnahme- und Auswerterroutinen) verwendeten Programme selbstständig in den Programmiersprachen C und C++ erstellt wurden, wobei ich mich an dieser Stelle ganz besonders herzlich bei Herrn Peter Jesinger für seine große Hilfe

und viele wichtige Tipps bedanken möchte.

3.6 Durchführung der Messungen

Die Messungen selbst wurden am institutseigenen Van-de-Graaff-Beschleuniger auf der Rosenau, Tübingen, durchgeführt. Insgesamt konnte in drei mehrwöchigen Messungen das Verhältnis zwischen der ternären und binären Fragment-Winkelanisotropie bei zwei verschiedenen Neutronenenergien, 1.6 und 1.8 MeV, gemessen werden.

Vor Beginn der Messungen musste als Erstes der neu gebaute, komplett drehbare Unterbau der Messkammer sauber auf die Lithiumneutronenquelle ausgerichtet werden, um eine leichte und präzise Drehbarkeit der Kammer für die Messstellungen 0° und 90° zu gewährleisten. Zu diesem Zweck wurde ein Theodolit verwendet. Ebenso mussten am Strahlende des Beschleunigers noch die beiden keilförmigen Paraffinkollimatoren zum Schutz der Halbleiterzähler angebracht werden. Hierfür wurden die beiden 10 cm langen und zwischen 0.5 und 2.5 cm hohen Keile aus borgetränktem Paraffin in einen Aluminiumrahmen eingespannt und dieser wiederum mit Hilfe des Theodoliten präzise auf das Zentrum des Lithiumtargets ausgerichtet. Der erhebliche Aufwand ergibt sich aus der Tatsache, dass die zu schützenden Halbleiterzähler ein ganzes Stück hinter den Kollimatoren im Inneren der Messkammer positioniert sind. Ohne eine präzise Ausrichtung der Keile kann deshalb nicht gewährleistet werden, dass die beiden Zähler tatsächlich komplett abgeschirmt werden und dass nicht womöglich sogar ein Teil des dazwischen liegenden Urantargets mitverdeckt wird.

Während des eigentlichen Experiments musste lediglich in regelmäßigen Abständen die Messrichtung der Kammer gewechselt werden, wobei immer auch ein Auge auf die zunehmende Vereisung des Kammerdeckels durch die Vakuumdurchführungen der Halbleiterkühlung zu werfen war (nicht weit entfernt befinden sich die Hochspannungsanschlüsse der Ionisationskammervorverstärker). Ferner musste der Van-de-Graaff-Beschleuniger selbst gefahren werden, da sonst die Durchführung eines kontinuierlichen 24-Stunden-Betriebs durch nur drei Personen nicht möglich gewesen wäre. Glücklicherweise traten während allen drei Messzyklen keinerlei gravierende Probleme auf. Im Schnitt musste einmal pro Woche das verbrauchte Lithiumtarget gegen ein neues ausgetauscht werden.

Eine wichtige Frage stellt die Langzeitstabilität des gesamten Messaufbaus dar. Hierauf wurde bereits früher im Abschnitt *Messelektronik* in Verbindung mit der Einführung einer zusätzlichen Pulser-Überwachung der Detektoren eingegangen. Ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf dieser Pulsermarken in den Energiespektren der Ionisationskammer ist in Abb. 3.7 abgebildet (2. Run bei 1.6 MeV). Gut zu sehen sind die schon erwähnten Amplitudensprünge im Energiezweig der vorderen Anode. Für die Datenauswertung stellen sie aber kein größeres Problem dar, da mit Hilfe der Pulsermarken und den Daten aus den Scaler-Intervallen leicht eine getrennte Einzelauswertung durchgeführt werden kann. Die Aufnahme gibt gleichzeitig auch die während den Messungen zu dieser Zeit herrschenden extremen Tagestemperaturen wieder. Besonders in der ersten Woche führten Temperaturen von bis zu 40° ,

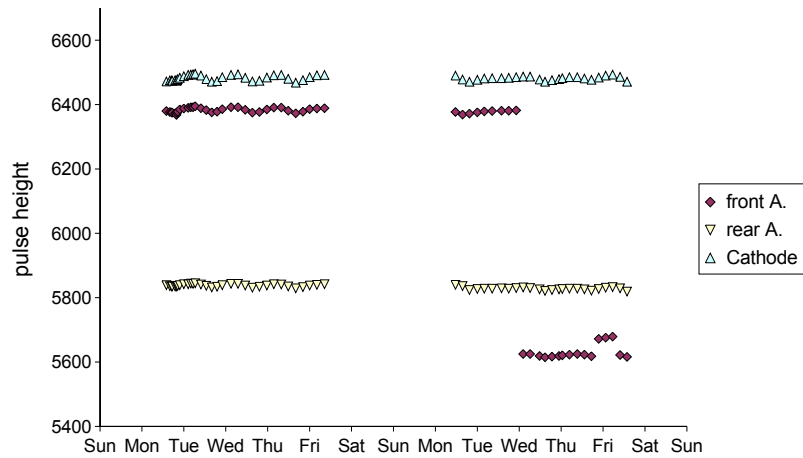


Abbildung 3.7: Zeitlicher Verlauf der Pulsermarken, die der Überwachung der Energiesignale der Ionisationskammer dienen. Neben dem Auftreten von deutlichen Sprüngen in der Ausgangsamplitude eines der Vorverstärker, ist ebenfalls ein anderer Effekt sehr schön zu sehen: Die tageszeitlichen Temperaturschwankungen in der (klimatisierten) Experimentierhalle. Besonders während der ersten Messwoche herrschten zur damaligen Zeit mit Temperaturen bis zu 40° extreme Bedingungen. (2. Run bei 1.6 MeV).

verbunden mit einer starken nächtlichen Abkühlung, zu erheblichen Temperaturschwankungen in der Experimentierhalle, obwohl diese klimatisiert wurde. Für die Datenauswertung in dieser Arbeit stellen diese tageszeitlichen Schwankungen ebenfalls kein Problem dar.

Mit den bereits früher gegebenen Abschätzungen bezüglich der Produktionsrate und dem effektiven Neutronenfluss am Urantarget konnte so im Experiment eine typische binäre Zählrate von 30 bis 60 Ereignissen pro Sekunde erreicht werden. Für die sehr seltenen ternären Spaltungen hingegen musste mit einer mittleren Zählrate von lediglich 2 bis 3 Ereignissen pro Stunde gerechnet werden. Angesichts dieser niedrigen Zählraten spielen zufällige Koinzidenzen in diesem Experiment keine Rolle.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten in etwa 40 Millionen binäre Spaltereignisse beobachtet und in die Auswertung mit einbezogen werden. Demgegenüber stehen insgesamt 1287 detektierte ternäre Ereignisse, von denen allerdings nur 943 für den ternär – binär Winkelanisotropievergleich verwendet werden konnten (für die restlichen wurde meistens das begleitende Spaltfragment unter zu großem Kammerwinkel registriert).

Natürlich stellt die geringe Anzahl der ternären Ereignisse den limitierenden Faktor in diesem Experiment dar, besonders deshalb, weil ja in einem Verhältnis, dem

ternär – binär Anisotropieverhältnis, nach einer Abweichung von Eins gesucht wird, diese jedoch höchstwahrscheinlich gar nicht vorhanden ist. Je näher die beiden Anisotropiewerte aber beieinander liegen, um so genauer oder länger müsste gemessen werden, um den Unterschied statistisch signifikant nachzuweisen.

Berücksichtigt man aber, dass in diesem Experiment bereits für eine Halbierung der statistischen Fehler in etwa die 8-fache Messzeit (nach Poisson je die vierfache Messzeit für die beiden Kammerstellungen 0° und 90°) veranschlagt werden müsste, so wird schnell klar, dass dies unter den hier gegebenen Umständen nicht mehr praktikabel ist.

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Nachweis der Spaltfragmente

Die Aufgabe der Doppelionisationskammer besteht darin, eine sichere Identifikation der Spaltfragmente trotz des erheblichen durch die schnellen Neutronen verursachten Untergrunds in der Messkammer zu gewährleisten. Auch muss sichergestellt sein, dass für die angestrebte Berechnung der Winkelanisotropie eine ausreichend genaue Bestimmung der Flugrichtung eines solchen Fragments in der Kammer realisiert werden kann. Ein gemessenes typisches Fragmentspektrum ist in Abb. 4.1 auf Seite 61 wiedergegeben. Aufgetragen ist das Anodenzeitsignal über die Anodenpulshöhe, also die Driftdauer der Zählgaselektronen vom Spurende des Teilchens bis zum Frischgitter über die kinetische Energie desselben.

Gut zu erkennen im Bereich niedriger Energien (links unten) sind die monoenergetischen α -Teilchen aus dem natürlichen Zerfall von ^{238}U . Rechts davon beginnt der Bereich der eigentlichen Spaltfragmente. In der Mitte des Scatterplots kann die Verteilung der schweren Fragmente erkannt werden, der sich rechter Hand die höher energetischen leichten Fragmente anschließen. Diese werden aufgrund ihrer größeren Reichweite in der Ionisationskammer zeitlich etwas früher detektiert. Die energetische Verteilung der Fragmente ist jedoch sehr breit, eine saubere Trennung zwischen den leichten und schweren Fragmenten ist nicht möglich. Gleichzeitig erscheinen viele Ereignisse zu niedrigeren Energien und späteren Zeiten hin verschoben bzw. „rückgefaltet“ zu sein.

Es wurde daher beschlossen, den Ursachen für diese „schlechten“ Fragmentspektren auf den Grund zu gehen. Zu diesem Zweck wurde ein Computerprogramm zur Durchführung einer Monte-Carlo-Simulation der Verhältnisse in der Ionisationskammer erstellt. Neben den geometrischen Gegebenheiten standen drei Effekte im Vordergrund:

- Energieverluste im Urantarget selbst

- Ladungsträgerverluste an den Frischgitterhalterungen
- Berücksichtigung der Schwerpunktsbewegung

Wie bereits mitgeteilt wurde zur Maximierung der ternären Zählrate für das Uran-target eine sehr hohe Massenbelegung von $1 \text{ mg/cm}^2 \text{ UF}_4$ gewählt. Speziell für Ereignisse aus tieferen Schichten und größeren Kammerwinkeln θ können sich so wie in Abb. 4.2 skizziert leicht große Energieverluste einstellen, sodass viele Fragmente die eigentliche Ionisationskammer bereits mit erheblich reduzierter Energie erreichen (im Mittel beträgt der simulierte Energieverlust 23 MeV).

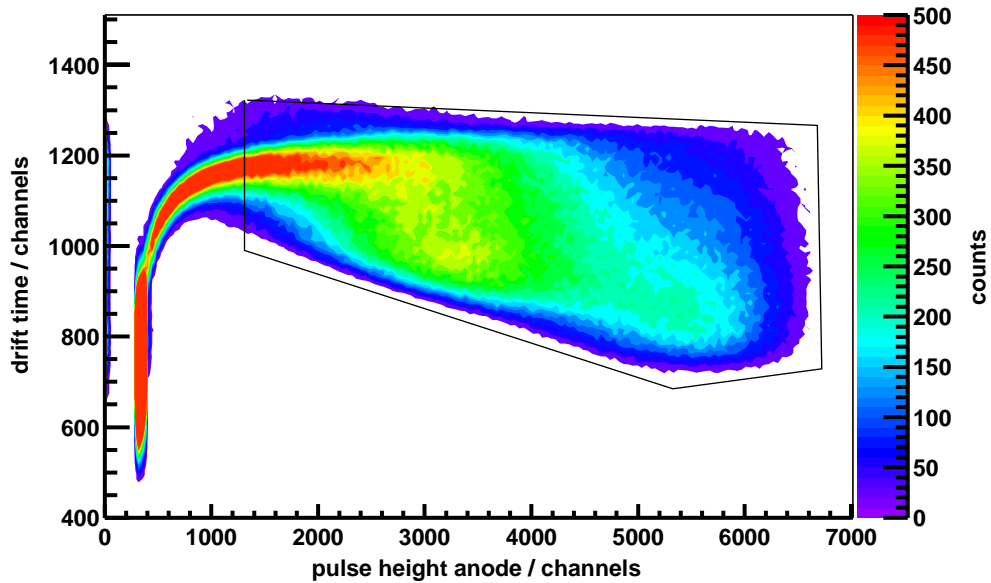


Abbildung 4.1: Typisches Ionisationskammerspektrum. Aufgetragen ist als Scatterplot die Driftzeit über die Anodenpulshöhe bzw. Energie der Teilchen. Monoenergetische α -Teilchen aus dem natürlichen Zerfall von ^{238}U sind im linken unteren Bereich zu sehen, die Gruppen der leichten und schweren Fragmente sind andeutungsweise rechts und mittig zu erkennen. Eingezeichnet ist auch der für die weitere Auswertung benutzte Bereich des Spektrums.

Ebenfalls ein Problem stellt die große Ausdehnung des Targets dar. Der aktive Bereich erstreckt sich praktisch bis unmittelbar an den massiven Rand der Frischgitterhalterung (siehe Abb. 4.2). Die Wahrscheinlichkeit ist demzufolge recht hoch, dass wenigstens ein Teil der Teilchenspur eines Ereignisses außerhalb des Gitterdurchlasses endet (nach Simulationsrechnungen ist dies in immerhin 20% aller Spaltungen der Fall). Während dies für das Influenzsignal auf der Kathode in erster Näherung keine Auswirkungen hat, gehen die Zählgaselektronen für das Anodensignal aus diesem Bereich komplett verloren, da sie nur auf die massive Halterung des Frischgitters treffen. Auch dieser Effekt führt also zu der im Energiespektrum beobachteten Verschiebung vieler Ereignisse hin zu kleineren Energien. Der Vollständigkeit halber ist hier auch die durch die Schwerpunktsbewegung des Compoundkerns verursachte kinematische Energieverschiebung der Spaltfragmente erwähnt. Auf sie wird im Rahmen der Anisotropiebestimmung im Abschnitt *Schwerpunktskorrekturen* auf Seite 75 noch näher eingegangen.

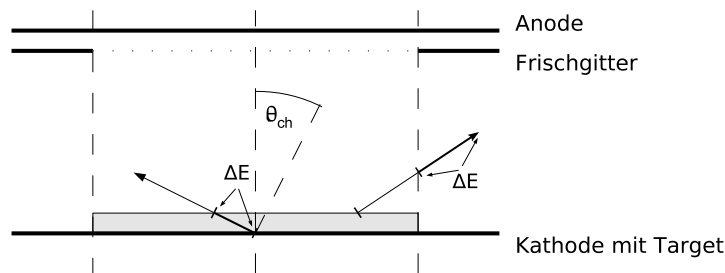


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Nebenwirkungen, die sich durch die zwangsweise Verwendung eines möglichst großen Urantargets ergeben: Die Dicke des Targets verursacht erhebliche Energieverluste der Fragmente bereits im Target, während die große Ausdehnung zu Ladungsträgerverlusten an den massiven Halterungen des Frischgitters führt. Beide Effekte treten bevorzugt bei Spaltungen unter großen Kammerwinkeln θ_{ch} auf.

Die Berechnung der Energiedeposition der Teilchen im Zählgas der Ionisationskammer und im Urantarget wurde mittels spezieller Energieverlustroutinen des TRIM-Paketes von J. F. Ziegler durchgeführt [Trim]. Nicht berücksichtigt wurden Streueffekte und andere Besonderheiten von Ionisationskammern wie beispielsweise die hier sicherlich vorhandenen Feldinhomogenitäten im Außenbereich des Urantargets. Aus der Kenntnis der so berechneten Teilchentrajektorie und der entlang dieser erzeugten Ionisation können das Driftzeitsignal und die entsprechenden Anoden- und Kathodenpulshöhen nach den auf Seite 44 in Abschnitt *Detektion der Spaltfragmente* erläuterten Zusammenhängen bestimmt werden.

Eine Gegenüberstellung der simulierten Energie- und Zeitspektren mit den gemessenen Verteilungen ist in den Abbildungen 4.3 und 4.4 gegeben. In den links liegenden Simulationsspektren sind die ursprünglichen, ungestörten Ausgangsspektren und die sich dann schrittweise durch die Energieverluste im Target und an den Frischgitterhalterungen ergebenden jeweiligen Verteilungen eingezeichnet. Die schwach ausgezogenen Linien entsprechen dem ungestörten Fall. Man erhält im Energiespektrum die bekannte doppelhöckerige Verteilung der leichten und schweren Fragmente, während im Zeitspektrum der in diesem Beispiel simulierte Anisotropiewert von $A = 0.58$ bei einer angenommenen Kammerstellung von 0° zu einer Häufung bei frühen Zeiten führt.

Der Einfluss der Energieverluste im Target ist in den normal ausgezogenen Linien wiedergegeben. Besonders die Rückfaltung im Energiespektrum fällt ins Auge und veranschaulicht sehr deutlich die Unmöglichkeit, bei der Verwendung eines dicken Targets, eine saubere Trennung zwischen schweren und leichten Fragmenten durchzuführen. Schlussendlich wurden in den stark ausgezogenen Linien noch die Abschirmeffekte der Frischgitterhalterungen zusätzlich integriert. Sie sind im Zeitspektrum hauptsächlich für das auffällige Maximum der Verteilung bei späten Zeiten verantwortlich, was im Widerspruch zu der bei $A = 0.58$ zu erwartenden bevorzugten Emission der Fragmente in Richtung der Kammerachse zu stehen erscheint.

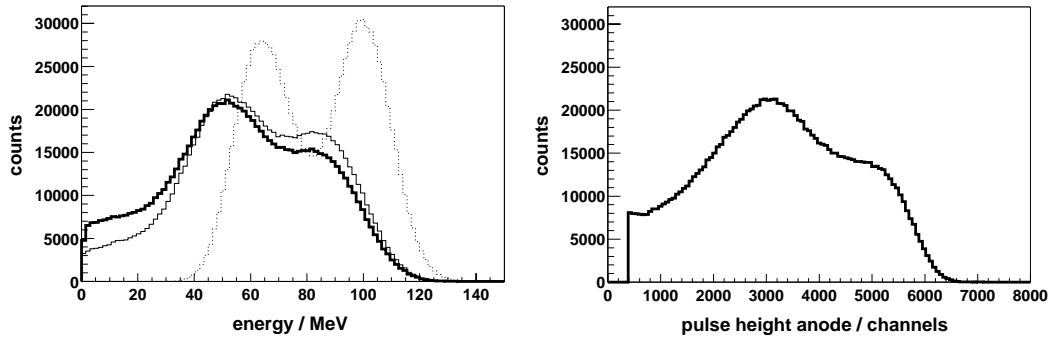


Abbildung 4.3: Simuliertes (*links*) und gemessenes (*rechts*) Energie- bzw. Pulshöhenspektrum der Ionisationskammeranode. In der Monte-Carlo-Simulation sind die ungestörte Energieverteilung der Spaltfragmente (schwach ausgezogen) und die Verteilung nach Berücksichtigung der Energieverluste im Target (normal ausgezogen) eingezeichnet. Die Gesamtverteilung schließt außerdem noch die Abschirmeffekte der Frischgitterhalterungen mit ein (stark ausgezogen).

Die Simulation gibt dieses überraschende Verhalten der gemessenen Spektren bei späten Zeiten recht gut wieder (die starke Ausschmierung der letzten Ereignisse im gemessenen Spektrum rührt vom schlechten Auflösungsvermögen einer Ionisationskammer bei sehr großen Kammerwinkeln θ_{ch} her und wurde in den Simulationsrechnungen nicht mitberücksichtigt).

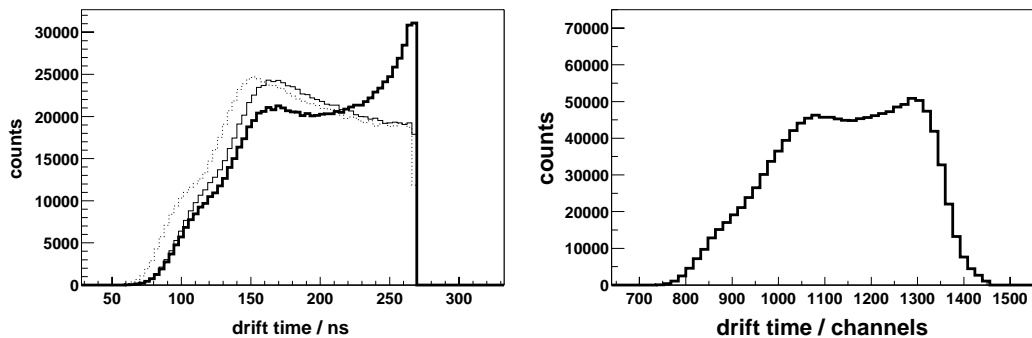


Abbildung 4.4: Simuliertes (*links*) und gemessenes (*rechts*) Driftzeitspektrum der Spaltfragmente in der Ionisationskammer. In der Monte-Carlo-Simulation sind das ungestörte (schwach ausgezogen) und das nach Berechnung der Energieverluste im Target erhaltene Driftzeitspektrum (normal ausgezogen) eingezeichnet. Die Gesamtverteilung schließt außerdem noch die Abschirmeffekte der Frischgitterhalterungen mit ein (stark ausgezogen).

Die Ursache für diese Umverteilung wird unmittelbar aus dem in Abb. 4.2 rechts skizzierten Beispiel eines Ereignisses deutlich, dessen Teilchenspür bis in den Bereich der abschirmenden Frischgitterhalterung reicht. Die ersten Elektronen, die von der Anode „gesehen“ werden und somit das Stoppsignal der Zeitmessung generieren, sind die, die es eben noch durch das Frischgitter hindurch geschafft haben. Die Elektronen vom tatsächlichen Spurende der Trajektorie jedoch, die die eigentliche Zeitinformation enthalten, gehen an der massiven geerdeten Frischgitterhalterung verloren. Derartige Ereignisse besitzen folglich keine korrekte Zeit- bzw. Winkelinformation mehr und ihre Driftzeitsignale werden fälschlicherweise zu größeren Zeiten hin verschoben sein. Die Wahrscheinlichkeit für ein solches Abschneiden der Teilchenspür steigt

natürlich mit zunehmendem θ_{ch} -Winkel, was auch in dem simulierten Spektrum zum Ausdruck kommt. Bezüglich der Anisotropiemessung stellen diese Abschirmeffekte am Frischgitter glücklicherweise keine wesentliche Beeinträchtigung dar, da zum einen die besonders interessierenden frühen Ereignisse davon wenig betroffen sind (siehe Abb. 4.4), zum anderen die beiden zur Anisotropiebestimmung benötigten Messungen bei 0° und 90° relativ zum Neutronenstrahl in exakt derselben Weise davon beeinflusst werden.

Im Anbetracht der guten qualitativen Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Spektren mit Ausnahme des Bereiches ganz später Zeiten, für den man das stark eingeschränkte Auflösungsvermögen einer Ionisationskammer bei großen θ_{ch} -Winkeln nahe 90° hätte mitberücksichtigen müssen, liefert der hier verwendete einfache Simulationsansatz eine befriedigende Erklärung für die beobachteten Eigenheiten der gemessenen Ionisationskammerspektren (siehe auch Vergleich der *NCP*-Spektren in Abb. 4.6). Die begrenzte Qualität der Spektren an sich ist letztendlich eine direkte Folge der Notwendigkeit, eine akzeptable ternäre Zählrate im Experiment zu erreichen. Wäre im Gegensatz dazu eine optimale Energieauflösung im Vordergrund gestanden, so hätte man ein räumlich eng begrenztes, möglichst dünnes Target mit transparentem Backing zur Detektion beider Spaltfragmente verwenden müssen.

4.2 Fragmentwinkelbestimmung

Die Bestimmung der Winkelanisotropie setzt die Kenntnis der Fragmentflugrichtung relativ zur Kammerachse voraus. Eine Ionisationskammer misst jedoch aufgrund der Tatsache, dass sich ihr aktiver Bereich auf den gesamten Raum zwischen Kathode und Frischgitter erstreckt, nahezu alle Ereignisse, unabhängig vom tatsächlichen Flugwinkel in der Kammer (Probleme gibt es wie gesagt allerdings unter großen θ_{ch} -Kammerwinkeln; beispielsweise kann das Teilchen im Target stecken bleiben bzw. aus dem aktiven Kammervolumen herauslaufen). Es ist daher nötig, die verwertbaren Ereignisse nachträglich in der Auswertung mit Hilfe eines geeigneten Winkelschnitts einzugrenzen. Für die Bestimmung des Flugwinkels eines Teilchens relativ zur Achse der Ionisationskammer stehen hierbei zwei verschiedene Vorgehensweisen zur Verfügung: Bestimmung mittels der gemessenen Flugzeit oder Berechnung der normierten Kathodenpulshöhe (*NCP*).

In der weiteren Auswertung wurde nur der im Scatterplot in Abb. 4.1 auf Seite 61 eingezeichnete Bereich der eindeutig als „Spaltung“ zu identifizierenden Ereignisse verwendet. Die links davon im Spektrum vorhandene, auffällige Verbiegung hin zu kleineren Zeiten hat elektronische Ursachen. Für diese sehr niederenergetischen Ereignisse ergeben sich auf der Kathode nur sehr langsam ansteigende, flache Signale, die im Vergleich zu den Signalen der höher energetischen Fragmente zu einem verspäteten Triggern des angeschlossenen Diskriminators führen (*walk*). Das Ergebnis ist ein verspätetes Startsignal und somit auch eine Verringerung der gemessenen Driftdauer in der Zeitmessung (die Signalform der natürlichen α 's hingegen

ist deutlich steiler). Dieser elektronische Effekt ist übrigens auch teilweise für die in Abb. 4.4 zu beobachtende Abschrägung des Driftzeitspektrums bei sehr großen Winkeln verantwortlich.

Die Abschätzung des Flugwinkels aus dem gemessenen Driftzeitspektrum stellt aus mehreren Gründen ein problematisches Unterfangen dar und soll darum im Folgenden etwas genauer betrachtet werden. Wie bereits im Abschnitt *Detektion der Spaltfragmente* auf Seite 44 erläutert, ist das Zeitsignal vom Spurende allein kein direktes Maß für den tatsächlichen Fragmentflugwinkel, da zur Berechnung ebenso die Länge der Teilchentrajektorie bekannt sein muss. Diese variiert jedoch je nach Masse, Kernladung und vor allem kinetischer Energie der einzelnen Fragmente beträchtlich. Besonders deutlich wird dies, wenn man einmal die leichten und schweren Fragmente getrennt betrachtet.

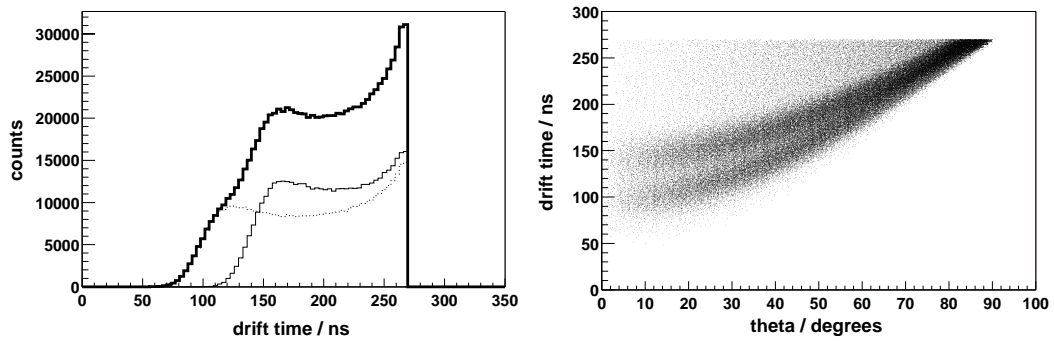


Abbildung 4.5: *Links*: Simuliertes Driftzeitspektrum (stark ausgezogen), zusätzlich nach leichten (schwach ausgezogen) und schweren Fragmenten (normal ausgezogen) getrennt aufgetragen. *Rechts*: Scatterplot der Driftzeit, aufgetragen gegen den wahren θ_{ch} -Winkel in der Simulation. Besonders für kleine Winkel unterscheiden sich die Zeitintervalle für beide Fragmentgruppen beträchtlich. In beiden Simulationen wurden Target- und Frischgittereffekte mitberücksichtigt (Anisotropie: $A = 0.58$).

Abb. 4.5 *links* zeigt die Zeitspektren einer derartigen Simulation. Es fällt auf, dass sich die Zeitintervalle für die leichten und schweren Fragmente erheblich voneinander unterscheiden. Hierfür sind weniger die unterschiedlichen Massen und Kernladungen der verschiedenen Fragmente verantwortlich als vielmehr der erhebliche Energieunterschied zwischen beiden Fragmentgruppen¹: Leichte Fragmente besitzen mit im Mittel 100 MeV eine deutlich höhere kinetische Energie als ihre schwereren Verwandten (70 MeV). Die daraus resultierenden Reichweitenunterschiede in der Ionisationskammer erklären die unterschiedlichen „Startzeiten“ für beide Fragmentgruppen im Zeitspektrum. Besonders schön kann man die Zeitunterschiede zwischen den leichten und schweren Fragmenten in einem Scatterplot verdeutlichen, bei dem die errechnete Driftzeit gegen den wahren in der Simulation verwendeten θ_{ch} -Winkel aufgetragen wird (Abb. 4.5 *rechts*). Leichte und schwere Fragmente bilden hier aufgrund des erwähnten Energieunterschieds zwei einzelne „Keulen“, die

¹Ähnliche Simulationsberechnungen wurden beispielsweise auch für unterschiedliche Fragmente mit gleicher Energie und dem umgekehrten Fall durchgeführt. Es zeigt sich hierbei deutlich, dass die unterschiedlichen Massen und Kernladungen der Fragmente weit weniger ins Gewicht fallen als die entsprechenden Energieunterschiede. Dies gilt für beide Winkelmessmethoden, Driftzeit und *NCP*, gleichermaßen.

bei unterschiedlichen Startzeiten beginnen und sich für große Winkel immer mehr aneinander angleichen (Die Breite der einzelnen Keulen ist auch hier im Wesentlichen eine Folge von Energieunterschieden, diesmal verursacht durch die Breiten der Energieverteilungen der leichten und schweren Fragmente). In den Spektren fällt auf, dass die Zeitunterschiede gerade für die am meisten interessierenden, unter kleinen Kammerwinkeln θ_{ch} bzw. kurzen Driftzeiten emittierten Fragmente am größten sind. Dies ist leicht verständlich, da sich wegen der $\cos \theta_{ch}$ -Abhängigkeit der Driftzeit vom Flugwinkel unterschiedliche Bahnlängen von Fragmenten in diesem Bereich am stärksten bemerkbar machen werden. Die Unterschiede nehmen mit zunehmendem θ_{ch} -Winkel kontinuierlich ab. Bei größeren Winkeln allerdings treten dann die bereits schon früher beschriebenen Target- und Frischgittereffekte — zusammen mit den in dieser Simulation nicht berücksichtigten Streueffekten im Urantarget selbst — verstärkt auf. Die im oberen Bereich in Abb. 4.5 *rechts* zu späteren Zeiten hin „verirrten“ Ereignisse sind gerade die Folge der erwähnten Abschirmungseffekte an den Frischgitterhalterungen. Für sie ist keine gültige Zeitinformation mehr vorhanden. Hingegen führen die Energieverluste im Target selbst eher zu einer leichten Verschiebung und Verbreiterung der Spektren. Zwar nimmt die Wahrscheinlichkeit für große Energieverluste und einer damit verbundenen Reduzierung der Spurlänge für große θ_{ch} -Winkel stark zu, im Driftzeitspektrum wirkt sich dies aber weit weniger stark aus als zuerst vermutet. Der Grund hierfür ist abermals die $\cos \theta_{ch}$ -Abhängigkeit der Flugzeitmessung. Durch sie nimmt der Zeitunterschied zwischen verschiedenen Spurlängen mit ansteigendem θ_{ch} -Winkel kontinuierlich ab. Theoretisch ergäbe sich bei 90° so sogar eine von der Spurlänge und folglich auch von eventuell im Target erlittenen Energieverlusten unabhängige Driftzeit. Andererseits darf auch nicht vergessen werden, dass in den hier durchgeführten einfachen Simulationsrechnungen keinerlei Streueffekte mitberücksichtigt wurden. Durch die große Dicke des Targets dürften diese aber gerade bei größeren θ_{ch} -Winkeln eine beträchtliche Rolle spielen. Auch dies ist ein Grund, warum die simulierten Spektren bei großen Kammerwinkeln deutlich von den tatsächlich gemessenen Verteilungen abweichen müssen. Ein direktes Maß für die Güte der Winkelauflösung bei der Driftzeitmethode ist übrigens gerade die Breite der linken Anstiegsflanke des Zeitspektrums (beispielsweise Abb. 4.5 *links*). Gäbe es die beschriebenen Mittelungseffekte über die verschiedenen Fragmentenergien und -sorten nicht oder würde man nur gleichartige monoenergetische Teilchen messen (z.B. natürliche Alphas), so könnte mit ihrer Hilfe das Auflösungsvermögen der Kammer abgeschätzt werden: Im Idealfall müsste sich ein rechteckförmiger Verlauf ergeben.

Eine zweite, von der Driftzeitmessung unabhängige Methode, den Flugwinkel der Fragmente zu bestimmen, besteht in der Berechnung der normierten Kathodenpulshöhe (*Normalized Cathode Pulse height, NCP*), die von den Pulshöhen an Anode und Kathode (*pha, phc*), nicht jedoch vom Zeitsignal Gebrauch macht: $npc = phc/pha$. Im Abschnitt *Detektion der Spaltfragmente* auf Seite 47 wurde bereits eine detaillierte Erläuterung des Funktionsprinzips gegeben. Ein typisches gemessenes *NCP*-Spektrum ist in Abb. 4.6 *rechts oben* abgebildet. Kleine θ_{ch} -Winkel sind bei kleinen *NCP*-Werten zu finden, wohingegen Ereignisse mit Werten ≥ 1.1 Ladungsträgerverluste an den Frischgitterhalterungen erlitten haben und folglich unbrauchbar sind. Da es sich bei den hier abgebildeten Spektren um Messungen in Richtung

des Neutronenstrahls handelt, werden aufgrund der Winkelanisotropie ($A \approx 0.58$) deutlich mehr Ereignisse unter kleinen θ_{ch} -Winkeln detektiert als in den dazu senkrechten Richtungen. Für eine isotrope Verteilung hingegen müsste sich ein „flaches“ Dach beobachten lassen.

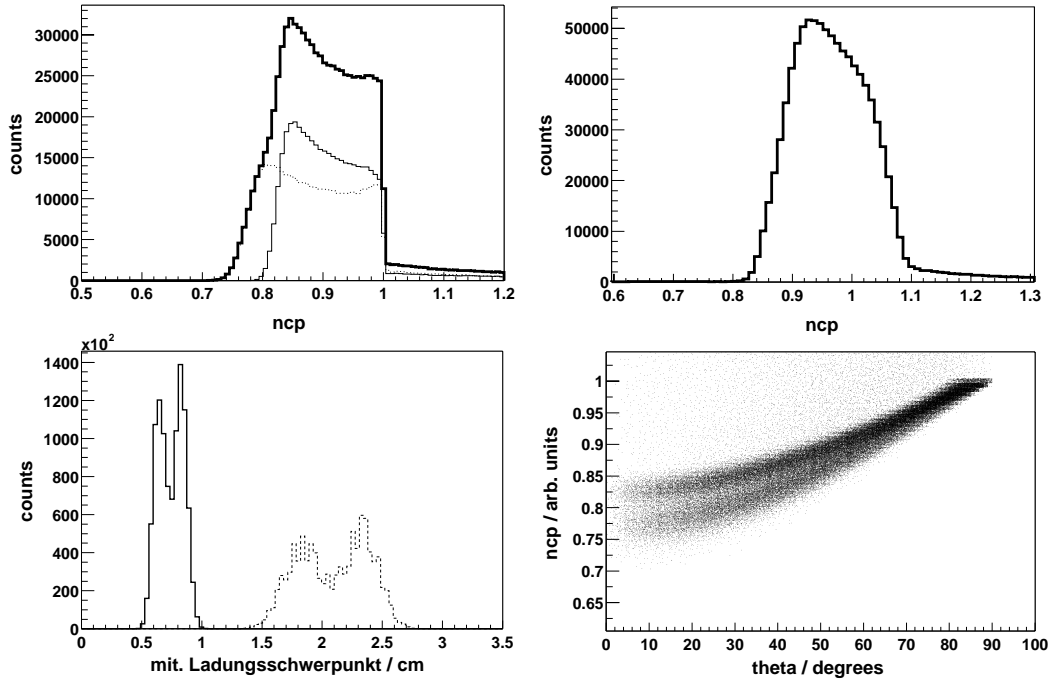


Abbildung 4.6: *Links oben:* Simulierte NCP-Spektren (stark ausgezogen), nach leichten (schwach ausgezogen) und schweren Fragmenten (normal ausgezogen) getrennt aufgetragen (Kammerstellung 0° , $A=0.58$). *Rechts oben:* Gemessenes NCP-Spektrum bei Kammerstellung 0° ($E_n=1.6$ MeV). *Links unten:* Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts auf der Teilchentrajektorie (ausgezogen) zusammen mit der Spurlänge des Teilchens (gestrichelt). Die Berechnung wurde für ein festes Fragment ($A=100, Z=39$) mit der typischen Energieverteilung der Spaltfragmente (Abb. 4.3 links) durchgeführt. *Rechts unten:* Scatterplot der normierten Kathodenpulshöhe, aufgetragen gegen den wahren θ_{ch} -Winkel in der Simulation. (Mit Ausnahme von links unten wurden in allen Simulationen sowohl Target- als auch Frischgittereffekte mitberücksichtigt; Anisotropie: $A = 0.58$).

Wir wollen nun wie im Falle der Zeitspektren kurz auf die Form der Spektren und die Güte der Winkelbestimmung eingehen. Wie bereits früher dargelegt, ist für die Methode der normierten Kathodenpulshöhe der Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts der Ionisation auf der Teilchentrajektorie entscheidend. Obwohl bei der NCP-Berechnung durch die Teilung des Kathodensignals durch die Gesamtenergie des Teilchens die Energieabhängigkeit auf den ersten Blick eliminiert scheint, darf nicht vergessen werden, dass dies nicht für den Ort des Ladungsschwerpunkts in der Ionisationskammer gilt. So wird beispielsweise bei zwei identischen Teilchen unterschiedlicher Energie schon allein aufgrund der größeren Reichweite des höher energetischen Teilchens dessen Ladungsschwerpunkt näher am Frischgitter liegen als bei dem energieärmeren Teilchen (Dies gilt unter der Annahme, dass sich die Braggkurven der Teilchen in ihrer Form, abgesehen von der Streckung, nicht wesentlich voneinander unterscheiden, was aber bei typischen Spaltfragmenten in guter Näherung gegeben ist, siehe z.B. Abb. 3.5 links oben auf Seite 49). Ähnlich wie bei den

Driftzeitspektren — bei diesen variiert das Spurende mit der Energie und Art des Fragments — kann daher auch in den *NCP*-Spektren einem gegebenen *NCP*-Wert nicht direkt ein entsprechender Kammerwinkel θ_{ch} zugeordnet werden. Interessant ist in diesem Zusammenhang natürlich, von welchen Fragmenteigenschaften (Energie, Masse, Ladung) der Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts maßgeblich beeinflusst wird. Verschiedene durchgeführte Monte-Carlo-Simulationen zeigen auch hier eine bevorzugte Abhängigkeit des Ladungsschwerpunkts von der Energie des Teilchens. Im Histogramm in Abb. 4.6 *links unten* sind zu diesem Zweck der Ort des mittleren Ladungsschwerpunkts auf der Teilchentrajektorie (ausgezogen) und zusätzlich die Gesamtlänge der Teilchenspur (gestrichelt) aufgetragen, wobei in der Simulation die Masse und Kernladung der Teilchen ($A=100, Z=39$) festgehalten und für die Energieverteilung die typische Energieverteilung der leichten und schweren Fragmente angenommen wurde. Die charakteristische Form der Ladungsschwerpunkt-Verteilung ist eine direkte Folge der doppelhöckerigen Energieverteilung der Spaltfragmente aus Abb. 4.3 *links*, Seite 63 und spiegelt sich folglich auch in der Gesamtlänge der Teilchenspur wieder (Zur besseren Sichtbarkeit der starken Energieabhängigkeit wurden hier keine verschmierenden Target- und Frischgittereffekte mit einberechnet). Ähnliche Simulationen mit realistischen Massen- und Ladungsverteilungen aber konstanter kinetischer Energie der Fragmente ergeben übrigens weit geringere Verschmierungen bzw. Aufweitungen in den *NCP*-Spektren. Aufgrund der hier beschriebenen Abhängigkeiten des Ladungsschwerpunkts von den einzelnen Fragmenteigenschaften — vor allem der Energie — muss daher auch in den *NCP*-Spektren mit einer deutlichen Fragmentabhängigkeit der *NCP*-Werte gerechnet werden, was sich in den Abbildungen *links oben* bzw. *rechts unten* in Abb. 4.6 bestätigt.

Will man die beiden Winkelmessmethoden, Driftzeit und *NCP*, bezüglich ihrer prinzipiellen Eignung zur Winkelmessung miteinander vergleichen, so geschieht dies am besten durch eine direkte Gegenüberstellung der Driftzeit - θ_{ch} - bzw. *NCP* - θ_{ch} - Scatterplots. Hierzu wurden in Abb. 4.7 entsprechende Simulationen durchgeführt, bei denen die für dieses Experiment typischen Target- und Frischgittereffekte abgeschaltet waren. Es zeigt sich, dass man in beiden Fällen mit recht ähnlichen Ungenauigkeiten bzw. Abweichungen zwischen Messwert und wahren Winkel rechnen muss, somit beide Winkelmessmethoden in etwa gleich gut bzw. „schlecht“ funktionieren. Offensichtlich stellt in beiden Messmethoden die starke Abhängigkeit der *NCP*- und Driftzeitwerte vom Typ und vor allem der Energie der einzelnen Fragmente das Hauptproblem dar. Die dadurch verursachten Verschmierungen in den Verteilungen scheinen dabei im Driftzeitspektrum geringfügig stärker zu sein, was darin begründet sein könnte, dass bei dieser Methode nicht die ganze Teilchenspur sondern einzig und allein der Ort das Spurendes in die Signalentstehung eingeht. Treten nun Variationen im Abbremsverhalten der unterschiedlichen Fragmente auf, so wird das Spurende jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit davon am meisten betroffen sein. Bei der *NCP*-Methode hingegen findet durch die Berechnung des mittleren Ladungsschwerpunkts der Teilchenspur eine gewisse Mittelung dieser Effekte über die gesamte Spur statt, was die Fragmentabhängigkeit im Einzelnen etwas reduzieren könnte. Die generell dominierende Energieabhängigkeit bleibt aber auch hier erhalten. Beides kann recht gut in den Braggkurven-Bildern in Abb. 3.5 (S. 49) nachvollzogen werden.

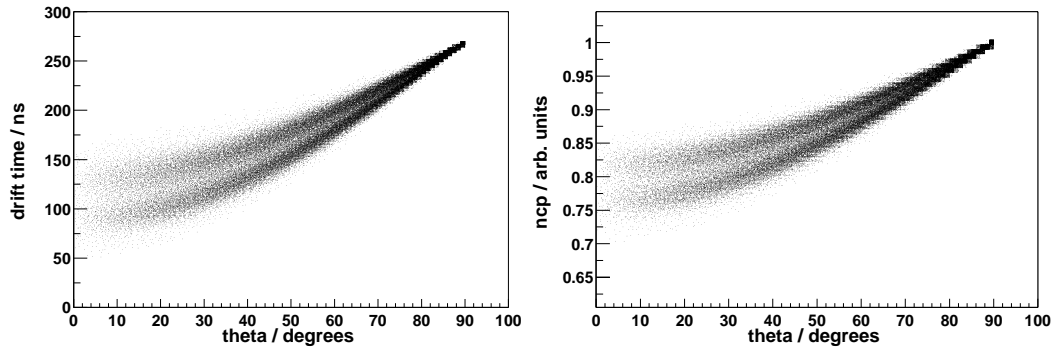


Abbildung 4.7: Scatterplots der Driftzeit (*links*) und normierten Kathodenpulshöhe (*rechts*) aufgetragen gegen den wahren θ_{ch} -Winkel in der Simulation. In den Simulationen wurden keine Target- und Frischgittereffekte berücksichtigt, sodass beide Methoden sowohl gegeneinander als auch mit den tatsächlich in diesem Experiment zu erwartenden Verteilungen (Abb. 4.5 *rechts* bzw. Abb. 4.6 *rechts unten*) verglichen werden können.

Dieser recht weitgehenden Übereinstimmung beider Winkelmessmethoden bezüglich des Auflösungsvermögens und den in diesem Abschnitt beschriebenen, praktisch identischen Abhängigkeiten des Driftzeit- und *NCP*-Signals von bestimmten Fragmenteigenschaften liegt letzten Endes die Tatsache zugrunde, dass sich die Braggkurven der einzelnen Teilchen — zumindest für die hier betrachteten Spaltfragmente — in ihrer Form doch nicht sehr stark voneinander unterscheiden. So ist zu verstehen, dass das Verhältnis zwischen der Lage des mittleren Ladungsschwerpunkts und des Spurendes längs der Trajektorie für viele Fragmente annähernd gleich ist, was im Umkehrschluss dann die ganz ähnlichen Messergebnisse bei beiden Methoden erklärt. Die enge Korrelation zwischen beiden Größen wird nicht nur in den hier besprochenen Simulationen deutlich, beispielsweise in der Gegenüberstellung der Spurlänge und der Lage des mittleren Ladungsschwerpunkts in Abb. 4.6 *links unten*, sondern auch in den real gemessenen Daten. In Abb. 4.8 ist hierfür ein Teil der 1.6 MeV-Messdaten abgebildet, bei dem Driftzeit und *NCP*-Wert direkt in Form eines Scatterplots gegeneinander aufgetragen sind. Der starke, annähernd lineare Zusammenhang zwischen beiden Größen ist offensichtlich. Trotz aller Unterschiede zwischen den Messmethoden — auf der einen Seite eine Zeitmessung, im anderen Fall die Messung zweier Pulshöhen —, scheinen die in beiden Fällen zu Grunde liegenden Braggkurven zu einer ausgeprägten Korrelation zwischen den beiden Messgrößen Driftzeit und *NCP* zu führen. Es soll allerdings an dieser Stelle nochmals betont werden, dass es im Allgemeinen keinen einfachen, pauschal gültigen Zusammenhang zwischen dem Ort des mittleren Ladungsträgerschwerpunkts auf der Spur und der Spurlänge selbst gibt. Vielmehr ist hierfür im Einzelnen immer die jeweilige Form der Braggkurve des Teilchens entscheidend, wie aus Abb. 3.5 auf Seite 49 ersichtlich ist.

Die Simulationen in Abb. 4.7 ohne störende Target- und Frischgittereffekte sollten ebenfalls eine interessante Abschätzung darüber erlauben, wie stark sich beide Effekte nun tatsächlich in diesem Experiment auf die Güte der Winkelmessung niederschlagen. Zum Vergleich sind hierfür in Abb. 4.5 *rechts* (S. 65) und Abb. 4.6 *rechts unten* (S. 67) die entsprechenden Verteilungen unter Einschluss beider Effekte ab-

gebildet. Wiederum scheint die *NCP*-Methode unter diesen „realen“ Bedingungen etwas besser abzuschneiden. Die Energieverluste im Target, die hauptsächlich für die Verschmierung und Verbreiterung der Fragmentkeulen verantwortlich sind, wirken sich im *NCP*-Spektrum verglichen zum Driftzeitspektrum geringfügig weniger stark aus. Scheinbar größer sind die Unterschiede bezüglich des Frischgittereffekts. Dieser führt im Driftzeitspektrum mit zunehmendem Kammerwinkel θ_{ch} zu einer starken Rückfaltung von Spaltereignissen hin zu späteren Zeiten. Allerdings muss man mit dieser Interpretation der Spektren vorsichtig sein, denn während im Driftzeitspektrum die „verirrten“ Ereignisse samt und sonders im eingezeichneten Zeitintervall des Scatterplots auftauchen müssen, können die *NCP*-Werte dieser Ereignisse durch den Pulshöhenverlust an der Anode beinahe beliebige Werte annehmen und somit leicht außerhalb des Zeichenbereichs liegen. In der Tat zeigt die Auswertung, dass beide Messmethoden von den Frischgitterartefakten exakt gleich betroffen sind. Ereignisse, die einen derartigen „Zusammenstoß“ mit den Gitterhalterungen erleiden, gehen also für die Winkelmessung in jedem Fall verloren. Es bleibt folglich festzustellen, dass auch unter den tatsächlich in diesem Experiment zu erwartenden Gegebenheiten keine der beiden Messmethoden gegenüber der anderen wesentliche Vorteile aufweist bzw. vorzuziehen wäre. Sie können für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen als gleichwertig betrachtet werden. Dies bedeutet aber natürlich auch, dass beide Vorgehensweisen den gleichen Einschränkungen hinsichtlich der Genauigkeit der Winkelbestimmung unterworfen sind, was im Einzelnen ja schon besprochen wurde.

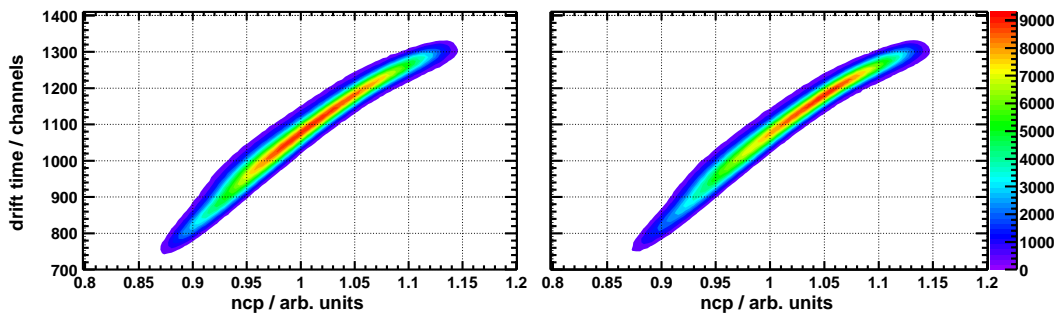


Abbildung 4.8: Scatterplot der Spaltfragmente bei Kammerstellung 0° (*links*) und 90° (*rechts*). Aufgetragen ist die Driftzeit gegen die normierte Kathodenpulshöhe (*NCP*). Gut zu sehen ist die starke Korrelation zwischen den beiden zur Winkelbestimmung verwendbaren Größen. Aufgrund der bei $E_n = 1.6$ MeV vorherrschenden Winkelanisotropie von $A = 0.58$ sind bei der 0° -Stellung deutlich mehr Ereignisse unter kleinen Kammerwinkeln θ_{ch} (oder frühen Zeiten) zu beobachten als in der 90° -Stellung.

Letztendlich stellen die durch die unterschiedlichen Eigenschaften der Spaltfragmente verursachten Verschmierungen bzw. Verschiebungen in den Zeit- und *NCP*-Spektren — hier ist besonders die Energieabhängigkeit beider Größen zu nennen — den begrenzenden Faktor bei der Güte der Winkelmessung dar. Will man im Rahmen der Auswertung der Messdaten die Genauigkeit der Winkelbestimmung weiter erhöhen, so bietet sich aufgrund der Energieabhängigkeit beider Größen als Erstes natürlich die Durchführung entsprechender Energieschnitte in den gemessenen Spektren an. Allerdings wurde dieser Ansatz hier nicht weiter verfolgt, da,

wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, überraschenderweise die Schwerpunktsbewegung des spaltenden Kerns die Energieverhältnisse soweit verschiebt, dass eine direkte Bestimmung der Winkelanisotropie unmöglich ist und deshalb aus einer so ggf. möglichen Erhöhung der Winkelmessgenauigkeit ohnehin kein Kapital geschlagen werden kann. Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, dass im Vergleich zu den im bisherigen Verlauf dieses Abschnitts erwähnten Problemen bei der Winkelbestimmung das begrenzte Energie- und Zeit-Auflösungsvermögen der Kammer selbst nur eine untergeordnete Rolle spielt. Bei all diesen Bemerkungen zur Bestimmung des Fragmentflugwinkels muss aber ausdrücklich betont werden, dass die so erreichte Winkelauflösung für das eigentliche Ziel dieses Experiments, dem Vergleich der Anisotropien in der binären und ternären Spaltung, völlig ausreichend war. Um dies zu zeigen, kann beispielsweise die binäre Winkelanisotropie der Spaltfragmente vermessen werden. Sie ist eine genau untersuchte und wohl bekannte Größe [Shp89] in der Kernphysik. Aus diesem Grund kann man sie sehr gut zu einem Test der ordnungsgemäßen Funktionsweise des gesamten Messaufbaus verwenden. Im nächsten Abschnitt soll dies näher untersucht werden.

4.3 Binäre Winkelanisotropie

Die bei der niederenergetischen neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U erzeugten Spaltfragmente zeigen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Anisotropie in ihrer Winkelverteilung. Im Falle von 1.6 MeV Neutronen werden in Richtung des die Spaltung auslösenden Neutronenstrahls ca. 50% mehr Spaltfragmente emittiert als in die dazu senkrechten Richtungen. Als Maß für die Größe des Effekts dient der Winkelanisotropiekoeffizient A :

$$A = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} - 1 \quad (4.1)$$

wobei $W(\theta)$ die Wahrscheinlichkeit darstellt, ein Teilchen unter dem jeweiligen Winkel relativ zum Neutronenstrahl zu detektieren (Der Winkel θ ist nicht mit dem in der Ionisationskammer gemessenen Flugwinkel θ_{ch} der Fragmente zu verwechseln. Dieser bezieht sich auf die Flugrichtung der Fragmente relativ zur Symmetrieachse der Ionisationskammer und ist somit nur in der Kammerstellung 0° (siehe weiter unten) mit θ identisch). Um eine Vielzahl potentieller systematischer Fehlerquellen auszuschließen, die sich durch die Verwendung von unterschiedlichen Detektoren (und Geometrien) für die Messungen bei $\theta=0^\circ$ und 90° ergeben könnten, bestand ein Ziel dieser Arbeit darin, beide Winkelbereiche mit einem möglichst identischen Messaufbau auszumessen. Wie bereits erwähnt kann dies dadurch erreicht werden, dass man die 0° - und 90° -Zählraten nicht simultan in einem Durchgang bestimmt, sondern vielmehr jeden Winkelbereich einzeln vermisst, wobei zwischen den Messungen der gesamte Messaufbau um 90° gedreht wird. Dementsprechend kommen in beiden Fällen identische Detektoren und auch Geometrien zum Einsatz². Für

²Prinzipiell könnte man versuchen, mit der Ionisationskammer aufgrund ihrer Empfindlichkeit

die Auswertung bedeutet dies, dass immer zwei Histogramme existieren: Eines für die Kammerstellung 0° (Achse der Ionisationskammer parallel zur Richtung des Neutronenstrahls) und eines für die Kammerstellung 90° (senkrechte Position zum Neutronenstrahl). Die Histogramme müssen in diesem Fall natürlich noch geeignet aufeinander normiert werden. Man kann dafür die Gesamtanzahl der Neutronen, die für Spaltung zur Verfügung stehen, oder auch die Summe aller Spalttereignisse pro Kammerstellung verwenden. Der gesamte Neutronenfluss ist aus den Daten des Long-Counters bekannt. Für die Abschätzung des effektiven Flusses am Ort des Urantargets selbst muss allerdings berücksichtigt werden, dass die 90° -Drehung des 8 cm großen Targets den mittleren Abstand zur Neutronenquelle und damit auch den lokalen Fluss verändert. Zur Normierung wurde deswegen die Gesamtanzahl der beobachteten Fissionen pro Kammerstellung verwendet, die man aus den Messdaten durch Abtrennen der α 's aus dem natürlichen Zerfall von ^{238}U erhält.

Für die Erläuterung der Spektren und der Vorgehensweise bei der Anisotropiebestimmung ist es hilfreich, zuerst einmal mit Monte-Carlo simulierten Spektren zu beginnen. Die oberste Reihe in Abb. 4.9 zeigt jeweils die Verteilungen, die man für das Driftzeit- (*links*) und NCP-Signal (*rechts*) bei den Kammerstellungen 0° und 90° erhält. Den Berechnungen liegt eine $W(\theta) \sim 1 + A \cos^2 \theta$ Winkelverteilung der Fragmente mit einem Anisotropiekoeffizienten von $A = 0.58$ zugrunde. Da für beide Teilmessungen jeweils die gesamte Messkammer in die zu messende Raumrichtung gedreht wird, liegen die interessierenden $\theta=0^\circ$ und $\theta=90^\circ$ Ereignisse in beiden Fällen in Richtung der Ionisationskammerachse ($\theta_{ch}=0^\circ$). Sie sind deshalb in den Spektren immer die „ersten“ Ereignisse ganz am linken Rand der Verteilungen. Die Anisotropie ist aber nun gerade als das Verhältnis zwischen der Anzahl der Ereignisse bei $\theta=0^\circ$ und $\theta=90^\circ$, bezogen auf ein infinitesimal kleines Raumwinkelelement $d\Omega$, definiert. Man sollte sie demzufolge durch eine Verhältnisbildung beider Histogramme, verbunden mit einer Interpolation hin zu den allerersten Ereignissen in den Spektren bestimmen können.

In Abb. 4.9 2. Reihe sind die resultierenden Anisotropieverhältnisse aufgetragen (Dazu wurde für die beiden Ausgangsspektren H_{0° und H_{90° in jedem einzelnen Kanal der „Anisotropiewert“ $A = H_{0^\circ}/H_{90^\circ} - 1$ berechnet und dieser wieder in Form eines Histogramms dargestellt). Wie erwartet ergeben sich für beide Messmethoden bei den „frühesten“ Ereignissen am linken Rand der Verteilungen die höchsten Anisotropiewerte, was auch so sein muss, da hier tatsächlich in 0° - und 90° -Richtung bezüglich des Neutronenstrahls gemessen wird. Die Anisotropiewerte nehmen dann kontinuierlich ab und verkehren sich ins Negative, ohne allerdings die Maximalwerte vom linken Rand zu erreichen. Diese Umkehrung der Verhältnisse bei großen θ_{ch} -Winkeln kann man leicht verstehen. Bei einer 0° -Stellung der Messkammer und einem θ_{ch} -Winkel von 90° in der Ionisationskammer wird effektiv in senkrechter Richtung zum Neutronenstrahl gemessen. Zu betonen ist: Ausschließlich in $\theta=90^\circ$ -Richtung. Würde man nun in der 90° -Kammerstellung bei großen θ_{ch} -Winkeln in Analogie zur 0° -

für fast den gesamten Raumwinkel beide Winkelbereiche gleichzeitig zu erfassen, mit den bekannten Problemen bei großen θ_{ch} -Winkeln. Jedoch gilt dies nicht für die zur ternären Detektion eingesetzten beiden Halbleiterdioden! Sie stehen nur für kleine Kammerwinkel θ_{ch} in einer optimalen 90° -Position zu der Flugrichtung der Spaltfragmente.

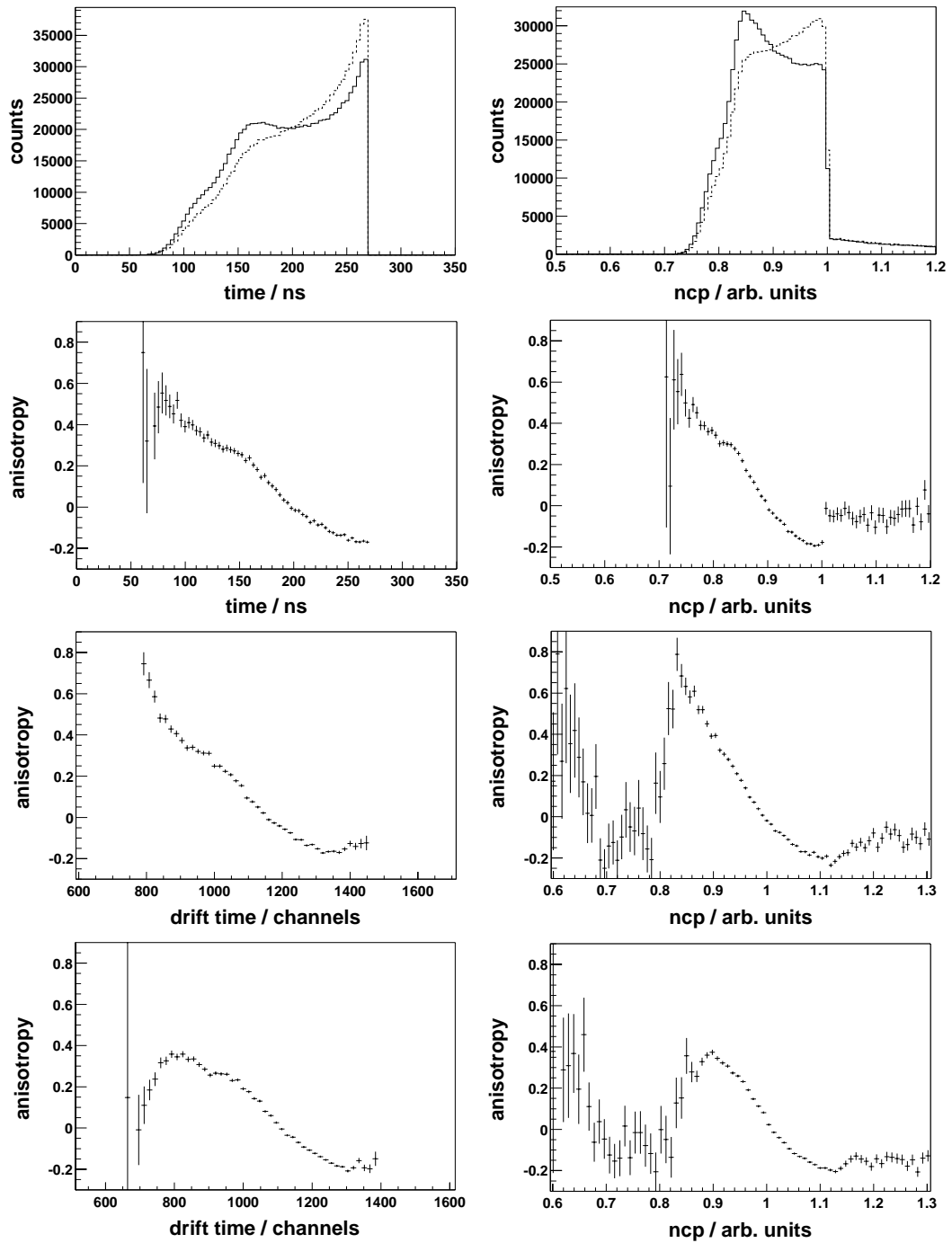


Abbildung 4.9: Gegenüberstellung berechneter und gemessener Anisotropieverteilungen (Messungen bei $E_n = 1.6$ MeV mit einem erwarteten Anisotropiekoeffizienten von 0.58, Simulation ebenfalls mit $A = 0.58$). *Linke Spalte*: Driftzeitmethode; *Rechte Spalte*: NCP-Methode; *1. Reihe*: Simulierte Verteilungen bei Kammerstellung 0° (H_{0° , durchgezogen) und 90° (H_{90° , gepunktet); *2. Reihe*: Resultierende Anisotropieverteilungen ($H_{0^\circ}/H_{90^\circ} - 1$); *3. Reihe*: Gemessene Verteilungen „vordere“ Kammerhälfte; *4. Reihe*: Gemessene Verteilungen „hintere“ Kammerhälfte. „Vordere“ und „hintere“ Kammerhälfte sind im Text erläutert (S. 75).

Messung ebenfalls gerade „vertauscht“ messen, d.h. effektiv in $\theta=0^\circ$ -Richtung, so ergäbe sich bei $\theta_{ch} = 90^\circ$ exakt das umgekehrte Anisotropieverhältnis von $\theta_{ch} = 0^\circ$. Dies ist jedoch aus folgendem Grund nicht der Fall: Bei 90° -Kammerstellung und einem Kammerwinkel θ_{ch} von 90° werden sowohl Fragmente erfasst, die entlang des Neutronenstrahls fliegen als auch solche, die nach oben oder nach unten wegfliegen. Man misst somit in Wirklichkeit eine Mischung aus $\theta=0^\circ$ - und $\theta=90^\circ$ -Ereignissen. Da wegen der Anisotropie weniger Fragmente senkrecht als parallel zum Neutronenstrahl emittiert werden, erhält man so fälschlicherweise für die „ 90° -Zählrate“ einen zu kleinen Wert, was letztendlich die Ursache dafür ist, dass die negativen Anisotropiewerte bei $\theta_{ch} = 90^\circ$ betragsmäßig kleiner sind als die Maxima der Verteilungen bei $\theta_{ch} = 0^\circ$.

Weiterhin fällt in der Mitte der Anisotropiespektren die Ausbildung einer Art „Delle“ oder Ausbuchtung auf. Die Ursache hierfür liegt erneut in der schon im Rahmen der Betrachtung der Driftzeit- und *NCP*-Spektren (Seiten 65, 67) erläuterten Verschiebung der Verteilungen der leichten und schweren Fragmente gegeneinander. Dies führt dazu, dass an den linken Rändern der Spektren praktisch nur die leichten Fragmente einen Beitrag liefern und folglich der zu erwartende Anisotropiewert erreicht werden kann. In der Mitte der Verteilungen im Bereich der „Delle“ beginnen sich nun die Beiträge von „späten“ leichten und „frühen“ schweren Fragmenten zu überlagern, was zu einer Ausmittelung der Anisotropie führt. Im rechten Bereich wiederum überwiegt die Anzahl der Ereignisse mit schweren Fragmenten, sodass deren Kurvenform dominiert.

Wir wollen nun nochmals auf die Bestimmung von A mittels Interpolation auf die ersten Ereignisse in den Anisotropiespektren zurückkommen. Die Tatsache, dass die Zeit- und *NCP*-Kurven verschiedener Fragmente gegeneinander verschoben sind und dies mangels näherer Teilchenidentifikation auch nicht nachträglich korrigiert werden kann, führt zusammen mit den durch das sehr dicke Urantarget verursachten Ungenauigkeiten zu einer nur eingeschränkten Winkelauflösung. Für die Bestimmung der Anisotropie bedeutet dies, da man nur einen über diese Breite der Winkelauflösung gemittelten Wert berechnen kann. Für eine präzise Bestimmung von A jedoch sollten möglichst ausschließlich nur 0° - und 90° -Ereignisse in einem — im Idealfall — infinitesimal kleinen Raumwinkelelement $d\Omega$ miteinander verglichen werden. Offensichtlich erfordert aber gerade dies eine entsprechend gute Winkelauflösung. Betrachtet man aber die simulierten Anisotropieverteilungen in Abb. 4.9 2. Reihe und führt eine grobe Interpolation auf die ersten Ereignisse in den Spektren durch, so liegen die Werte dennoch überraschenderweise durchaus im erwarteten Bereich von $A = 0.58$, wobei sich mit der abnehmenden Anzahl von Ereignissen bei kleinen Kammerwinkeln natürlich die Statistik entsprechend verschlechtert. Die Ursache für diese relativ gute Übereinstimmung kann in der durchgeführten Fokussierung auf die allerersten Ereignisse in den Spektren gefunden werden. Die Teilchen mit der größten Reichweite sind die hochenergetischen leichten Fragmente, deren Energie- und Massenverteilung im Gegensatz zu den schweren Fragmenten recht schmal ist. Man betrachtet also zum einen gezielt Fragmente mit ähnlicher Masse und Kernladung, sodass sich die durch die unterschiedlichen Fragmenteigenschaften verursachten Ungenauigkeiten reduzieren, zum anderen führt die Fokussierung auf die höchst energetischen

Fragmente dazu, dass Energieverlusteffekte im Urantarget in den Hintergrund treten, da nur die oberflächennahe emittierten Fragmente höchste Energien besitzen können. Für eine solchermaßen eingegrenzte Fragmentgruppe ist daher die Bestimmung der $\theta_{ch}=0^\circ$ -Ereignisse mit einer deutlich höheren Winkelauflösung möglich, als für den Rest der Spaltfragmente. Dies erklärt, warum der tatsächliche Anisotropiekoeffizient, ungeachtet der Anwesenheit der hier beschriebenen Mittelungseffekte in der Winkelbestimmung, in diesem Experiment trotzdem direkt messbar sein sollte.

Nach diesen generellen Betrachtungen zu der Form der Anisotropiekurven soll nun auf die in diesem Experiment tatsächlich gemessenen Spektren näher eingegangen werden. Die Histogramme in den beiden unteren Reihen in Abb. 4.9 entstammen einer Messreihe bei einer Neutronenenergie von 1.6 MeV, für die nach Literaturangaben [Shp89] ein experimenteller Erwartungswert von $A = 0.58$ gemessen wurde. Da im Experiment eine Doppelionisationskammer zum Einsatz kam, erhält man pro Messung zwei Zeit- und *NCP*-Anisotropiekurven. Wir wollen die beiden Kammerhälften mit „vorne“ und „hinten“ bezeichnen, wobei die vordere Kammerseite in der 0° -Stellung der Messkammer in Richtung des Neutronenstrahls zeigt, die hintere demzufolge entgegengesetzt orientiert ist. Die Spektren der vorderen Kammerhälfte sind in Abb. 4.9 in der dritten Reihe, die der hinteren unmittelbar darunter abgebildet. Vergleicht man jetzt die gemessenen Anisotropieverteilungen mit den zu erwartenden Spektren aus den Monte-Carlo-Simulationsberechnungen eine Reihe darüber, so zeigen sich besonders im Bereich der interessierenden kleinen θ_{ch} -Winkel sehr große Abweichungen im Kurvenverlauf. Die Spektren der vorderen Kammerhälfte sind in diesem Bereich deutlich überhöht und zeigen sowohl im Zeit- wie auch im *NCP*-Spektrum ein divergierendes Verhalten hin zu kleinen Kammerwinkeln. Im Gegensatz dazu zeigen die Spektren der hinteren Kammerhälfte hier einen deutlichen Abfall und erreichen nur sehr viel geringere Anisotropiewerte als erwartet. Alle Anisotropieverteilungen sind mit den Voraussagen nicht vereinbar. Es musste daher nach der Ursache für diese Diskrepanzen gesucht werden. Gefunden wurde sie in einem bisher übersehenen, für nicht erheblich gehaltenen Effekt: Dem Einfluss der Schwerpunktsbewegung des Compoundkerns.

4.3.1 Schwerpunktskorrekturen

Der Effekt der Schwerpunktsbewegung des Compoundkerns scheint auf den ersten Blick in diesem Experiment keine größere Rolle zu spielen. Schießt man ein 1.6 MeV Neutron, dem eine Geschwindigkeit von 1.8 cm/ns entspricht, auf einen schweren ruhenden ^{238}U -Kern, so erhält man für das so entstandene Compound- bzw. Schwerpunktsystem wegen des großen Massenunterschieds lediglich eine Geschwindigkeit von $v_{cm} = 0.0073$ cm/ns. Die kinetische Energie dieser Schwerpunktsbewegung im Laborsystem beträgt hierbei lediglich 7 keV. Vergleicht man dies mit den typischen kinetischen Energien der Spaltfragmente im Schwerpunktsystem von 50 bis 120 MeV, denen ebenfalls Geschwindigkeiten im Bereich von cm/ns entsprechen, so erscheint dieser Anteil vernachlässigbar gering zu sein. Das gleiche gilt jedoch nicht für die kinetische Energie der Fragmente im Laborsystem, wie aus Gleichung 4.3 ersichtlich wird:

$$E_{kin}^{lab} = \frac{1}{2}M(\vec{v}_f + \vec{v}_{cm})^2 = \frac{1}{2}Mv_f^2 + M\vec{v}_f\vec{v}_{cm} + \frac{1}{2}Mv_{cm}^2 \quad (4.2)$$

$$\approx E_{kin}^{cm} + Mv_f v_{cm} \cos \theta \quad (4.3)$$

M und v_f bezeichnen Masse und Geschwindigkeit des Fragments im Schwerpunktsystem, v_{cm} die Schwerpunktseschwindigkeit und θ den Winkel zwischen der Schwerpunktsbewegung bzw. Richtung des Neutronenstrahls und der Fragmentflugrichtung. Während der erste Term gerade die Fragmentenergie im Schwerpunktsystem wiedergibt, stellt der dritte Term die bereits erwähnte Energie der Schwerpunktsbewegung dar, die tatsächlich vernachlässigt werden kann. Interessant für die Fragmentenergie im Laborsystem ist alleine der mittlere winkelabhängige Teil in Gl. 4.3. Setzt man für die einzelnen Variablen typische Fragmentgrößen ein, so erhält man Energiewerte bis zu 1.2 MeV, wobei aufgrund obiger Winkelabhängigkeit der Effekt in Richtung des Neutronenstrahls am größten ist und für große θ nahezu verschwindet. Das gleiche gilt natürlich auch für Ereignisse entgegen der Neutronenstrahlrichtung, allerdings mit entsprechend umgekehrten Vorzeichen. Man muss also im Laborsystem in Wirklichkeit mit erheblich größeren Energieverschiebungen bei den Fragmenten rechnen, als dies die erwähnten 7 keV der reinen Schwerpunktsbewegung auf den ersten Blick vermuten lassen.

Was bedeutet dies nun für die durchgeführten Messungen? Sicher ist, dass sich der Effekt der Schwerpunktsbewegung unterschiedlich auf die beiden Kammerhälften auswirken wird: Die erwähnte Energieverschiebung wird in der 0° -Kammerstellung zu einer Erhöhung der kinetischen Energien in der vorderen Kammerhälfte (parallel zum Strahl) führen, während in der hinteren Kammerhälfte ein entsprechend geringerer Energiebetrag detektiert werden muss. Bezüglich der 90° -Messstellung ergeben sich keine wesentlichen Unterschiede. Für die in den Auswertespektren besonders interessanten „frühen“ Ereignisse bei kleinen Kammerwinkeln hat dies zur Folge, dass sie in der 0° -Messung — je nach Kammerhälfte — eine um bis zu ± 1.2 MeV höhere bzw. niedrigere kinetische Energie besitzen können als ihre Pendanten im 90° -Spektrum. Es stellt sich natürlich die Frage, welche Auswirkungen diese Energieverschiebungen auf die Winkelbestimmung und die Berechnung der Anisotropie mittels den Driftzeit- und *NCP*-Spektren haben. Im Gegensatz zu dem einfachen Zusammenhang zwischen der Schwerpunktsbewegung und der kinetischen Energie eines Fragments (Gl. 4.3), sind die Auswirkungen auf die *T*- und *NCP*-Spektren schwieriger abzuschätzen. Die für die Winkelberechnung in beiden Fällen entscheidenden Größen, der mittlerer Ladungsschwerpunkt und die Länge der Teilcentrajektorie, können direkt aus der Braggkurve des Teilchens in der Ionisationskammer abgeleitet werden. Die Form der Braggkurve hängt allerdings in komplizierter Weise von den Eigenschaften des jeweiligen Teilchens samt seiner Energie ab, woraus folgt, dass kein einfacher, allgemein gültiger Zusammenhang zwischen einer Energieverschiebung des Teilchens und den sich daraus ergebenden Änderungen in den Driftzeit- und *NCP*-Signalen existiert. Um trotzdem eine Abschätzung über die Auswirkungen der Schwerpunktsbewegung auf die Messergebnisse in diesem Experiment machen zu

können, wurde das ohnehin schon vorhandene Monte-Carlo-Simulationsprogramm dahingehend erweitert und eine Reihe von Simulationsberechnungen durchgeführt.

Die Folge von Abbildungen in Abb. 4.10 auf Seite 78 zeigt den Einfluss der Schwerpunktsbewegung auf die mittels der Driftzeitmethode bestimmten Anisotropiespektren. Die Histogramme der linken Spalte entsprechen der vorderen, die rechts liegenden der hinteren Kammerhälfte. Ein Vergleich zwischen den simulierten und den gemessenen Spektren wird in den untersten beiden Reihen gegeben.

Wir wollen mit der ersten Histogrammreihe beginnen, die die simulierten Anisotropiespektren für $A = 0.58$ ohne die Berücksichtigung der Schwerpunktsbewegung zeigt. Es ergeben sich für beide Seiten identische Verteilungen in der erwarteten Form. Interessanter wird es in der zweiten Reihe, in der eine isotrope Winkelverteilung der Spaltfragmente unter dem Effekt der Schwerpunktsbewegung simuliert wurde. Beide Kammerhälften zeigen jetzt besonders im Bereich der frühesten Ereignisse eine erhebliche Abweichung vom isotropen Verlauf, wobei wiederum die Gegenläufigkeit des Effekts auffällt. Trotz der Abwesenheit jeglicher Anisotropie können nun scheinbar Anisotropiewerte von bis zu $|A| = 0.2$ beobachtet werden. Der Zusammenhang zwischen diesem Effekt und der Schwerpunktsbewegung lässt sich zumindest im Zeitspektrum recht leicht qualitativ veranschaulichen. Die in der 0° -Stellung in der vorderen Kammerhälfte durch den Schwerpunktseffekt vorhandene Erhöhung der kinetische Energie der frühesten Spaltfragmente führt im Vergleich zu den entsprechenden Ereignissen in der 90° -Stellung zu einer leicht vergrößerten Reichweite der Teilchen im Zählgas. Da sie weiter geflogen sind, erreichen sie das Frischgitter auch etwas früher und liegen daher im Zeitspektrum leicht zu früheren Zeiten hin versetzt. Die bei der Anisotropieberechnung durchgeführte Verhältnisbildung zwischen dem 0° - und 90° -Spektrum reagiert aber gerade auf eine solche „Verschiebung“ von Ereignissen in einem der beiden Spektren sehr sensibel. Dies gilt natürlich ganz besonders für die nur sehr wenigen „allerersten“ Ereignisse in den Verteilungen, was dazu führt, dass so fälschlicherweise der Eindruck einer scheinbar erheblichen Anisotropie entstehen kann. Der gegenteilige Effekt in der hinteren Kammerhälfte ergibt sich ganz analog aus einer leichten Verschiebung der ersten Ereignisse in der 0° -Messung zu späteren Zeiten hin. In beiden Fällen sind ersten Ereignisse in den 90° -Messungen praktisch unbeeinflusst vom Effekt der Schwerpunktsbewegung.

Es ist nun nahe liegend, sowohl die Anisotropie ($A = 0.58$) wie auch den Schwerpunktseffekt in die Simulationen mit einfließen zu lassen und einen Vergleich zu den tatsächlich gemessenen Spektren anzustellen. Die beiden untersten Histogrammreihen in Abb. 4.10 zeigen die jeweiligen Anisotropiespektren: Oben die simulierten Spektren, die praktisch die Summe aus den darüber liegenden Einzelverteilungen darstellen, und unten die tatsächlich gemessenen Verteilungen. Die stark unterschiedlichen Kurvenverläufe in vorderer und hinterer Kammerhälfte, die zuerst überhaupt nicht erklärt werden konnten und dadurch für einiges an Kopfzerbrechen gesorgt hatten, stimmen jetzt mit den simulierten, theoretisch zu erwartenden Verteilungen sehr gut überein. Dies umso mehr, da z.B. das endliche Winkelaufklärungsvermögen der Messapparatur in der Simulation gar nicht mitberücksichtigt wurden. Die hier

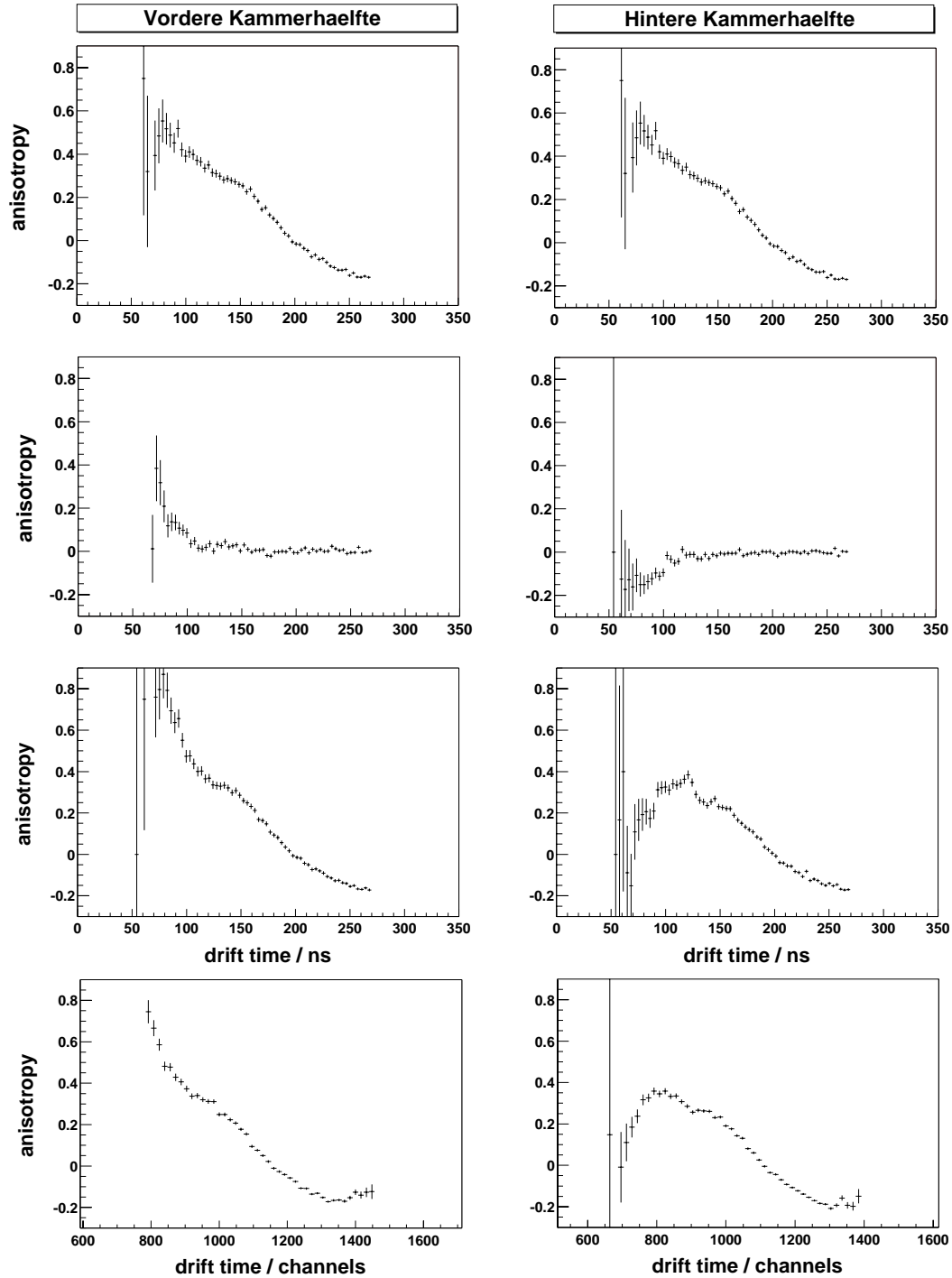


Abbildung 4.10: Auswirkungen der Schwerpunktsbewegung auf die mittels Driftzeitmethode bestimmten Anisotropiespektren in der vorderen und hinteren Kammerhälfte (simulierter Anisotropiewert: $A = 0.58$, Messdaten: $E_n = 1.6$ MeV). *Linke Spalte:* Vordere Messkammer; *Rechte Spalte:* Hintere Messkammer; *1. Reihe:* Simulierte Anisotropieverteilungen ohne Schwerpunktsffekte; *2. Reihe:* Simulierte Schwerpunktsffekte bei isotroper Winkelverteilung; *3. Reihe:* Simulierte Anisotropieverteilungen mit Schwerpunktsbewegung; *4. Reihe:* Gemessene Anisotropieverteilungen.

gezeigte Übereinstimmung zwischen den simulierten Verteilungen mit Schwerpunktskorrektur und den tatsächlich gemessenen Anisotropiespektren konnte in sämtlichen Messdaten (1.6 und 1.8 MeV) sowohl für die Driftzeit- als auch die *NCP*-Spektren gefunden werden. Abb. 4.11 zeigt ein Beispiel für ein Paar von Anisotropieverteilungen, die mit Hilfe der *NCP*-Spektren erstellt wurden ($A = 0.58$ bei $E_n = 1.6$ MeV).

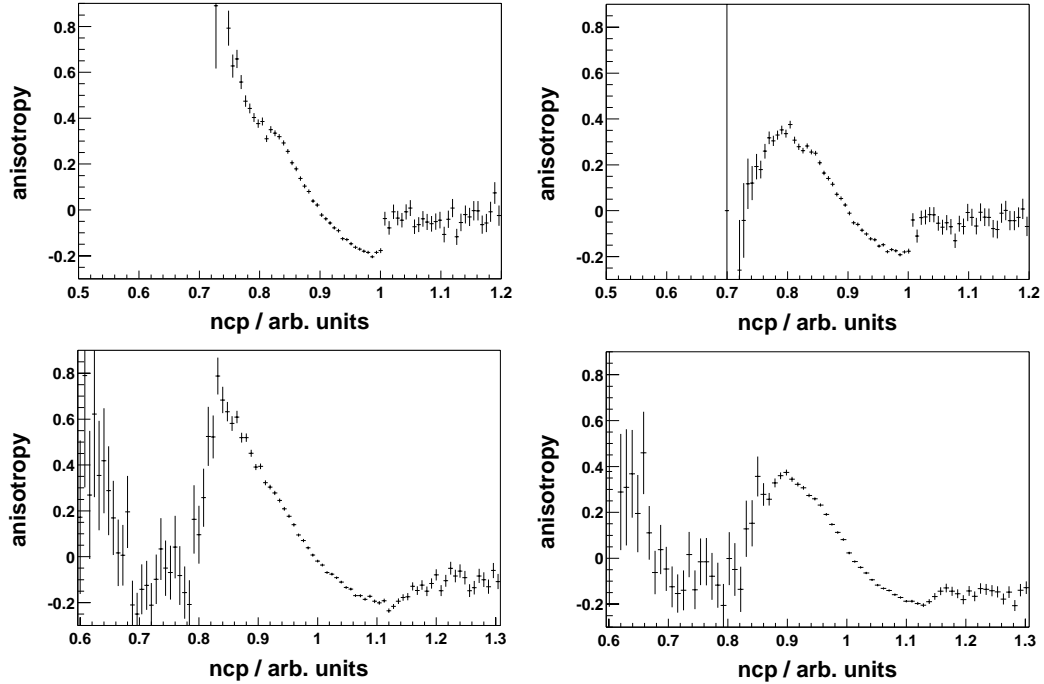


Abbildung 4.11: Vergleich zwischen mittels *NCP*-Methode und zusätzlicher Schwerpunktskorrektur simulierten Anisotropieverteilungen und Messdaten, für vordere und hintere Kammerhälften getrennt (Simulation: $A = 0.58$, Messdaten: $E_n = 1.6$ MeV). *Linke Spalte*: Vordere Messkammer; *Rechte Spalte*: Hintere Messkammer; *Obere Reihe*: Simulierte Anisotropieverteilungen; *Untere Reihe*: Gemessene Anisotropieverteilungen.

Im Zusammenhang mit der Diskussion der Messdaten stellt sich auch die Frage, ob es möglich ist, die Anisotropiekurven bezüglich des hier beschriebenen Effekts der Schwerpunktsbewegung geeignet zu korrigieren, um doch eine direkte Bestimmung des Anisotropiekoeffizienten mittels Interpolation auf die ersten Ereignisse in den Spektren zu erlauben. Zu diesem Zweck wäre allerdings zumindest die Kenntnis des winkelabhängigen Terms in der kinetischen Energie des Teilchens (Gl. 4.3) nötig, der wiederum als Unbekannte gerade den Teilchenimpuls $p = Mv_f$ enthält. Es ist jedoch wegen der besonderen Anforderungen hinsichtlich der ternären Spaltung in diesem Experiment nicht möglich, weitergehende Fragmenteigenschaften wie beispielsweise Masse und Impuls näher zu bestimmen (Hierfür müsste man z.B. auch das zweite Spaltfragment detektieren können). Abgesehen davon würde selbst die genaue Kenntnis des Fragmentimpulses keine direkte Korrektur der Anisotropiespektren erlauben, da diese ja aus den Driftzeit- bzw. *NCP*-Spektren berechnet wurden. Diese geeignet zu korrigieren, läuft aber wieder auf die Berechnung der hier gezeigten Simulationsspektren hinaus, womit dieser Ansatz letztendlich (mindestens) mit einem

ähnlichen Aufwand und einem vergleichbaren Fehler verbunden wäre, wie die nun im Folgenden näher erläuterte, tatsächlich verwendete Methode zur Bestimmung des Anisotropiekoeffizienten.

Da die nahe liegende direkte Bestimmung der Anisotropie durch eine Interpolation auf die frühesten Ereignisse in den Spektren wegen des Schwerpunktseffekts nicht möglich ist, musste ein anderer Weg gefunden werden. Eine Möglichkeit besteht darin, die in den durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen erzielte sehr gute Übereinstimmungen zwischen den gemessenen und simulierten Verteilungen auszunutzen. Dabei ist zu betonen, dass die je nach Messmethode und je nach Kammerhälfte völlig unterschiedlichen Anisotropiespektren alle korrekt beschrieben werden. Im Zusammenhang mit einer möglichen Bestimmung der Anisotropie A durch den Vergleich mit simulierten Verteilungen ist es wichtig, die nähere Abhängigkeit des Kurvenverlaufs von der zugrunde gelegten Anisotropie zu kennen. Man kann sich darüber durch entsprechende Simulationen leicht einen Überblick verschaffen. Als Beispiel sind in der mittleren Reihe in Abb. 4.12 verschiedene *NCP*-Anisotropiespektren abgebildet, die sich für unterschiedliche Anisotropiekoeffizienten A in den beiden Kammerhälften ergeben.

Wie nicht anders zu erwarten, führen unterschiedliche Anisotropien A lediglich zu einer Skalierung der Anisotropiekurven, der generelle Kurvenverlauf bleibt für alle Spektren erhalten. Man kann deshalb versuchen, durch einen Vergleich der Messdaten mit den simulierten Kurvenverläufen auf die zugrunde liegende Anisotropie zu schließen. Als Maß für die Übereinstimmung der Kurven wurde hierfür ein χ^2 -Kriterium verwendet und der zu vergleichende Winkelbereich auf Anisotropiewerte ≥ -0.1 beschränkt. Der Grund für diese Einschränkung liegt in den schon erwähnten Problemen bei der Winkelbestimmung bei sehr großen Kammerwinkeln θ_{ch} und den damit verbundenen Fehlern und Ungenauigkeiten. Auf der linken Seite der Anisotropiespektren wurde das Fit-Intervall ebenfalls auf Bereiche mit nicht zu niedriger Statistik eingeschränkt. Die Ergebnisse dieser Vergleiche sind in der untersten Reihe in Abb. 4.12 für die beiden Hälften der Ionisationskammer abgebildet.

Neben den *NCP*-Fitkurven, die man aus den Vergleichen der einzelnen simulierten *NCP*-Anisotropiespektren mit den Messdaten erhält, sind zusätzlich die entsprechenden Fitkurven für eine analoge Berechnung über die Driftzeitspektren mit eingezeichnet. Die experimentellen Daten stammen hierbei aus einer Messung bei 1.6 MeV Neutronenenergie, für die sich laut Literaturdaten ein gemittelter Anisotropiewert von $A = 0.58$ ergeben sollte (zur Berechnung von A siehe Abschnitt *Binäre Anisotropie* auf Seite 94).

Betrachtet man die Ergebnisse der Fits, so lässt sich feststellen, dass die so bestimmten Anisotropiewerte sehr gut mit den aus Literaturdaten vorhergesagten Werten übereinstimmen. Dies gilt für alle Spektren, auch für die in ihrer Form doch sehr unterschiedlichen Anisotropieverteilungen in der vorderen und hinteren Kammerhälfte. Ein bisschen erstaunlich ist dieses Ergebnis schon, wenn man bedenkt, wie wenig die verwendete Messkammer doch für eine präzise Bestimmung des binären Anisotropiefaktors geeignet ist. Die aufgrund der ternären Zählrate notgedrungene Verwendung eines sehr großen und dicken Urantargets mit all seinen negativen Auswirkungen auf

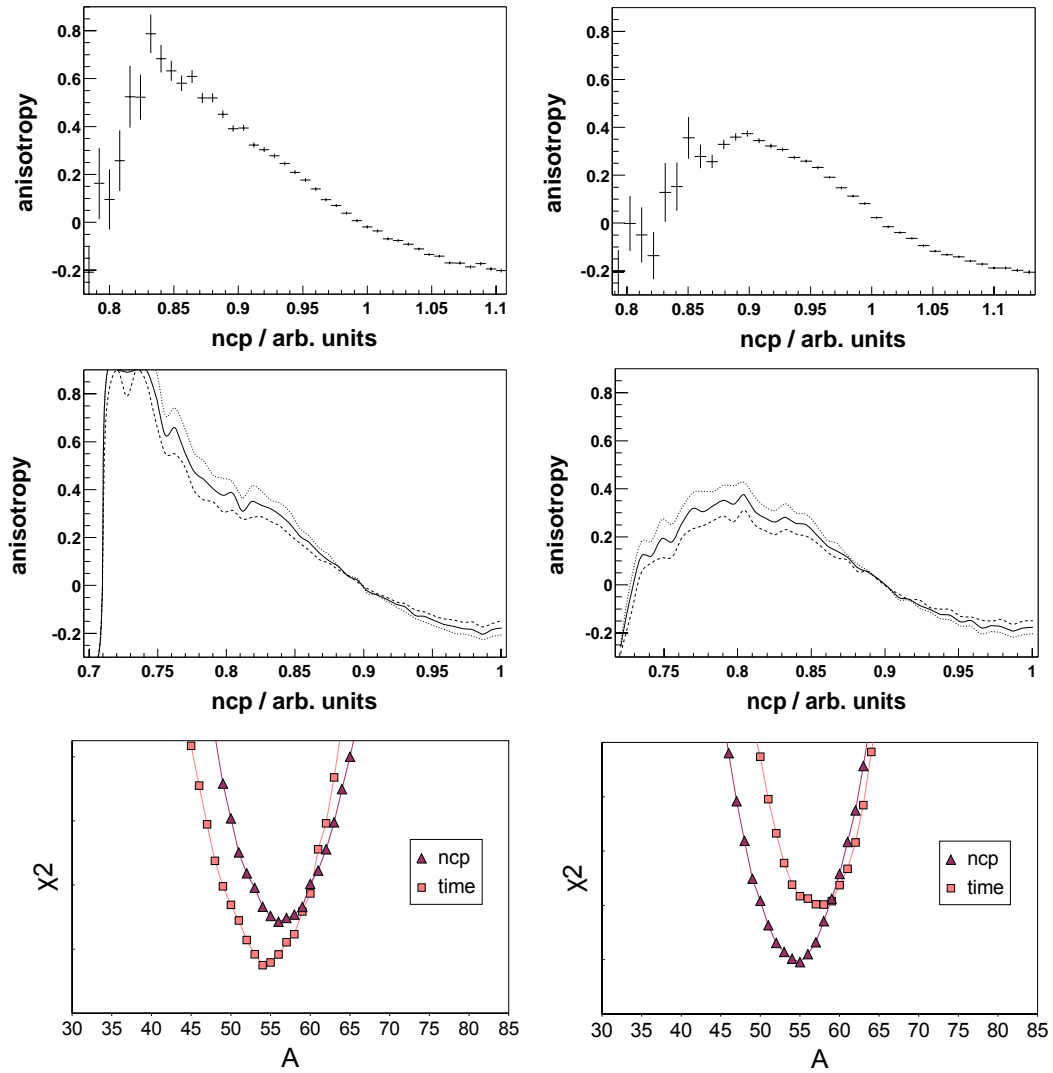


Abbildung 4.12: Berechnung der binären Winkelanisotropie mittels χ^2 -Fits an simulierte *NCP*-Verteilungen (Daten: 2. Messung bei $E_n = 1.6$ MeV). *Linke Spalte*: Vordere Kammerhälfte; *Rechte Spalte*: Hintere Kammerhälfte; *1. Reihe*: Gemessene Anisotropieverteilungen; *2. Reihe*: Simulierte Anisotropieverteilungen für $A = 0.48, 0.58, 0.68$; *3. Reihe*: χ^2 -Fits simulierter Verteilungen an die Messdaten.

die Genauigkeit der Winkelbestimmung und die erhebliche Energiebreite des verwendeten Neutronenstrahls sind einer präzisen Bestimmung des Anisotropiekoeffizienten mit Sicherheit abträglich. Wie ein auf diesen Zweck optimierter Messaufbau aussehen könnte, ist z.B. in [Shp89] beschrieben. Es ist daher um so erfreulicher, dass es trotz der beschriebenen Schwierigkeiten und Unzulänglichkeiten in diesem Experiment gelang, die binären Anisotropie-Literaturwerte in so guter Näherung zu verifizieren. Dies gilt umso mehr, da auch im zweiten vermessenen Energiebereich bei 1.8 MeV eine gute Übereinstimmung gefunden werden konnte. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse wird im nächsten Kapitel gegeben. Dem vorgehend soll hier abschließend angemerkt werden, dass die Messung der binären Anisotropie, die zugleich

auch einen sehr willkommenen Test auf die korrekte Funktionsweise des gesamten Messaufbaus darstellt, letztendlich hervorragend funktioniert hat.

Eine weitere Möglichkeit, die Eigenheiten der Messkammer besser kennen zu lernen, ergibt sich aus dem natürlichen α -Zerfall des im Experiment verwendeten ^{238}U -Targets. Da die monoenergetischen α -Teilchen unbegrenzt zur Verfügung stehen und zudem isotrop emittiert werden, erlauben sie sowohl eine Abschätzung der Energieauflösung als auch einen weiteren Test auf das Winkel- bzw. Anisotropiemessvermögen der Kammer. Beides wird im nächsten Abschnitt kurz erläutert.

4.3.2 Natürlicher α -Zerfall

Ein besonders interessanter Test bezüglich des Winkelmessvermögens der Kammer wäre es, wenn man die isotrope Winkelverteilung der natürlichen α 's aus dem Zerfall des Urantargetkerns reproduzieren könnte. Zu diesem Zweck wurden in der Ionisationskammer verschiedene α -Spektren aufgezeichnet. Abb. 4.13 *rechts* zeigt ein Beispiel eines solchen Pulshöhenspektrums. Dem ist im linken Bildteil eine entsprechende Monte-Carlo-Simulation gegenübergestellt.

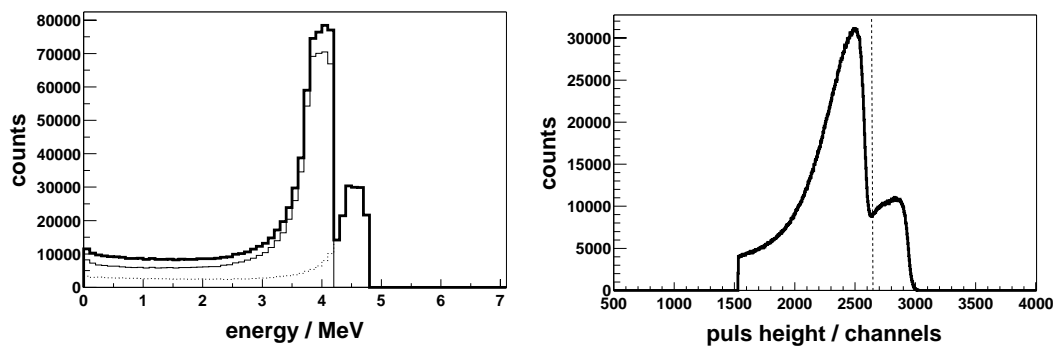


Abbildung 4.13: Simuliertes (*links*) und gemessenes (*rechts*) Pulshöhenspektrum des natürlichen Zerfalls von ^{238}U (stark ausgezogen). In der Simulation sind zusätzlich die Einzelspektren aus den Zerfällen von ^{234}U (schwach ausgezogen) und ^{238}U (normal ausgezogen) mit eingezeichnet. Die Schnittlinie im gemessenen Spektrum rechts ergibt die im *NCP*-Spektrum in Abb. 4.14 *rechts* zusätzlich eingezeichneten Unterverteilungen.

Das Auftreten zweier Peaks im Spektrum ist keine Überraschung, da in der Zerfallskette von ^{238}U auch der α -Zerfall des Folgeprodukts ^{234}U ($E_\alpha = 4.775$ MeV) zu berücksichtigen ist. Die Energie der ^{238}U - α 's beträgt $E_\alpha = 4.198$ MeV. Die deutlich geringere Höhe des ^{234}U -Peaks ist übrigens eine Folge der vorhergegangenen Abreicherung des Urantargets. Bei natürlichem Uran wären aufgrund der sehr viel kürzeren Zerfallszeit von ^{234}U beide Verteilungen praktisch gleich hoch (radioaktives Gleichgewicht).

Die bereits mehrfach erwähnten, durch die Größe des Targets verursachten Einschränkungen in der Messgenauigkeit verhindern natürlich auch hier eine bessere Energieauflösung, was direkt an den langen niederenergetischen Schwänzen der Verteilungen abgelesen werden kann. Die Angabe einer Energieauflösung für die Ioni-

sationskammer ist deswegen problematisch, da abhängig vom Entstehungsort und der Flugrichtung der Teilchen sehr große Variationen im mittleren Energieverlust auftreten, den die Teilchen durch die beschriebenen Target- und Frischgittereffekte erleiden. Eine saubere Trennung der beiden verschiedenen Sorten von α -Teilchen ist aus diesem Grund ebenso wenig möglich. Man muss daher im dazugehörigen *NCP*-Spektrum wie schon im Fall der schweren und leichten Spaltfragmente mit einer Überlagerung zweier gegeneinander verschobener Einzelverteilungen rechnen.

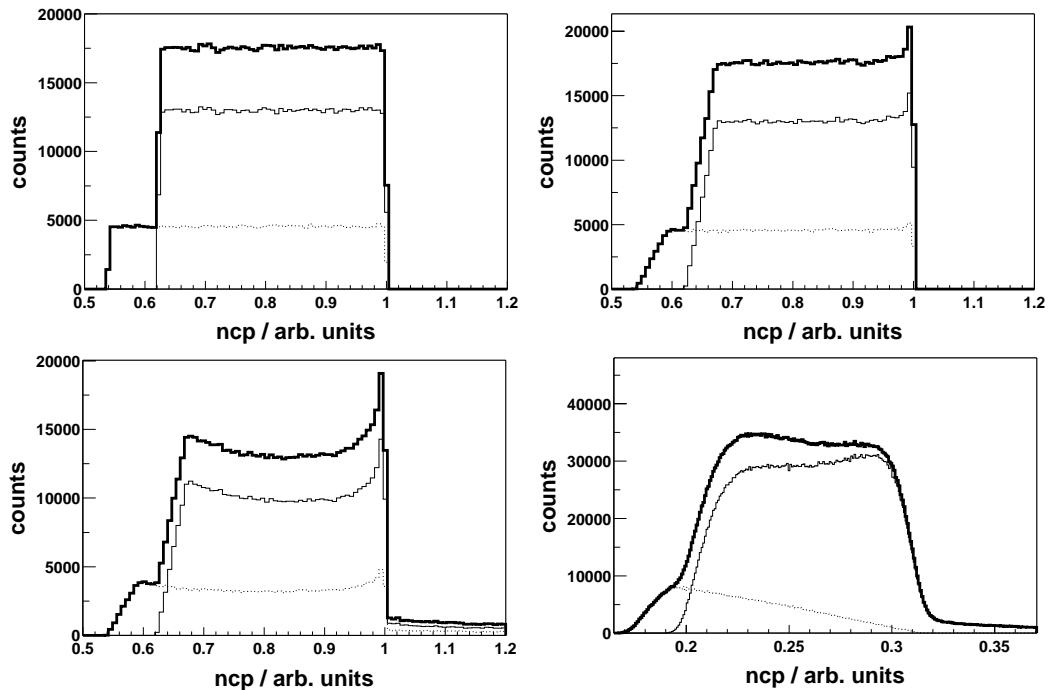


Abbildung 4.14: Simulierte und gemessene *NCP*-Spektren aus dem natürlichen Zerfall des ^{238}U -Targets (stark ausgezogen). In den Simulationen sind jeweils zusätzlich die Einzelspektren aus den ^{234}U - (schwach ausgezogen) und ^{238}U -Zerfällen (normal ausgezogen) mit eingezeichnet. *Links oben:* Simuliertes Spektrum. *Rechts oben:* Simuliertes Spektrum mit Targeteffekten. *Links unten:* Simuliertes Spektrum mit Target- und Frischgittereffekten. *Rechts unten:* Gemessenes α -Spektrum. Die im gemessenen α -Spektrum eingezeichneten Unterverteilungen ergeben sich aus dem Energieschnitt in Abb. 4.13 *rechts*.

Unmittelbar deutlich wird dies aus einer Reihe von Simulationen (Abb. 4.14), bei denen jeweils auch die Einzelanteile der beiden α -Energien mit eingezeichnet sind. Wir wollen mit dem Spektrum links oben beginnen, bei dem keinerlei Energieverlust berücksichtigt wurde. Für die isotrop emittierten Teilchen muss sich nach früheren Ausführungen eine perfekt rechteckförmige Verteilung ergeben, da die monoenergetischen α -Teilchen alle exakt die gleiche Braggkurve in der Ionisationskammer erzeugen (Keinerlei Unterschiede in Masse, Kernladung oder Energie, Streueffekte bzw. Kernstöße seien hier vernachlässigt). Im Bild rechts oben wurden nun zusätzlich die Energieverluste im dicken Urantarget mit simuliert. Sie führen im Wesentlichen zu einer Abschrägung der linken Flanke, lassen das ebene „Dach“ der Verteilung aber weiterhin praktisch unangetastet. In dem Spektrum links unten sind zusätzlich noch die Ladungsträgerverluste an den Frischgitterhalterungen mit eingeschlossen. Sie sind die Ursache für die nun deutlich beobachtbare Abschrägung der Verteilung.

Die durch sie erzeugten Pulshöhenverluste an der Anode haben zur Folge, dass viele Ereignisse zu größeren *NCP*-Werten hin verschoben werden, was wiederum die Ausbildung des Peaks am rechten Rand der Verteilung erklärt. Es gilt also festzustellen, dass selbst bei einer isotropen Verteilung der zu messenden Teilchen in der hier verwendeten Messkammer mit einer entsprechend abgeschrägten *NCP*-Verteilung zu rechnen ist.

Wir wollen die simulierten Verteilungen nun mit dem tatsächlich gemessenen α -Spektrum in der Abbildung rechts unten vergleichen. Zum einen fallen natürlich die großen Unterschiede am rechten Rand der Verteilungen auf. Diese sollte man aber nicht überbewerten. Im besagten Bereich bei Kammerwinkeln θ_{ch} nahe 90° funktionieren Ionisationskammern nicht mehr ordnungsgemäß. Sie liefern hier nur noch stark verschmierte *NCP*-Signale. Dieses Verhalten wird aber in den hier durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen überhaupt nicht mitberücksichtigt. Die scharfe rechte Flanke in den simulierten Verteilungen müsste demzufolge erst noch geeignet ausgeschmiert bzw. ausgemittelt werden. Interessanter ist der Kurvenverlauf im linken Teil der Spektren. Wiederum zuzüglich einer gewissen Verschmierung durch das (nicht berücksichtigte) endliche Auflösungsvermögen der Kammer scheinen sich beide Verteilungen doch stark zu ähneln. Bis auf die Ausnahme ganz großer Kammerwinkel θ_{ch} gibt die Messkammer somit den generellen *NCP*-Verlauf der isotropen natürlichen α -Teilchen recht gut wieder. Vergleicht man dies zusätzlich noch mit der Form eines typischen Spaltfragmentspektrums (beispielsweise Abb. 4.6 auf Seite 67), das bei Vorhandensein einer wirklichen Anisotropie ($A \approx 0.58$) einen erheblich schrägeren „Dachverlauf“ zeigt, so können auch die α -Spektren als eine weitere gute Bestätigung des Winkelmessvermögens der Messkammer angesehen werden.

4.4 Nachweis der ternären Teilchen

Für die Bestimmung der ternären Winkelanisotropie, d.h. der Anisotropie der Spaltfragmente bei ternärer Spaltung, ist eine saubere, eindeutige Identifikation der seltenen ternären Spaltungen in dem riesigen Untergrund der sonstigen Ereignisse unerlässlich. Ein ternäres Ereignis ist bezüglich der Auswertung nichts anderes als ein binäres Ereignis, bei dem in Koinzidenz ein zusätzliches drittes Teilchen detektiert wird. Ob überhaupt eine Spaltung vorliegt, kann mittels der Signatur der Spaltfragmente in der Ionisationskammer leicht festgestellt werden. Um außerdem die seltenen ternären Ereignisse vom großen Untergrund der binären Ereignisse trennen zu können, muss, wie gesagt, zusätzlich noch das begleitende α -Teilchen detektiert werden. Hierbei stellt sich das Problem, dass die zur α -Detektion verwendeten SBD-Halbleiterdioden im Experiment unter dem Beschuss der schnellen Neutronen ihrerseits einen beträchtlichen Eigenuntergrund produzierten, sodass die saubere Identifikation der wahren ternären Ereignisse in den Diodenspektren die eigentliche Herausforderung bei der Auswertung darstellt. Auch war es zu Beginn der Messungen gar nicht so einfach, die ternären Ereignisse in den Diodenspektren überhaupt zu finden bzw. die Elektronik geeignet einzujustieren, da bei einer mittleren ternären Zählrate von lediglich 2 bis 3 Ereignissen pro Stunde eine erkennbare

Anhäufung dieser Ereignisse seine Zeit braucht.

Die Problematik und Vorgehensweise bei der Diskriminierung der ternären Ereignisse soll anhand der gemessenen Spektren in Abb. 4.15 erläutert werden. Eingezeichnet in die beiden eindimensionalen Zeit- bzw. Pulshöhenspektren (links und oben) sind jeweils die wahren ternären Ereignisse (dunkel hervorgehoben) vor dem Hintergrund des Gesamtspektrums aller registrierten Ereignisse in der Kammer. Dass in den Messungen ein erheblicher Untergrund vorlag, wird im logarithmischen Maßstab der Histogramme deutlich.

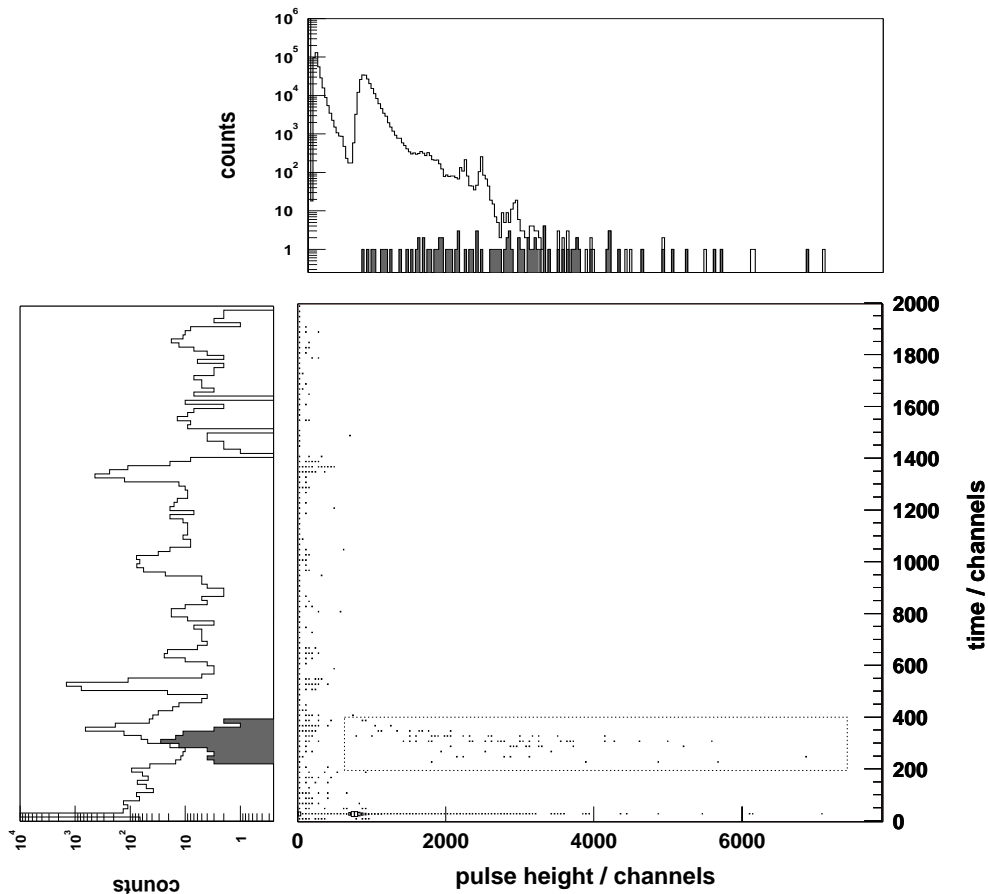


Abbildung 4.15: Pulshöhen- (*oben*) bzw. Zeitspektrum (*links*) der zur Detektion der ternären Teilchen verwendeten Sperrschichtoberflächenzähler. Die wahren ternären Ereignisse sind jeweils dunkel hervorgehoben. In der Mitte sind beide Größen in Form eines Scatterplots gegeneinander aufgetragen. Der große Peak im Pulshöhenspektrum, zu dem die feine Zeitlinie links unten im Scatterplot gehört (ca. Kanal 25), stellt das Eigenspektrum der Diode bei Neutroneneinstrahlung dar (Start der Datenaufnahme durch die Diode selbst).

Wir wollen mit dem Pulshöhenspektrum, das der Energie der ternären Teilchen entspricht, beginnen. Erste Kandidaten für mögliche ternäre Ereignisse sind die weit aus dem niederenergetischen Untergrund herausragenden Einzelereignisse (Es sei an dieser Stelle kurz erwähnt, dass bei den vormals benutzten MWPCs keinerlei Trennung vom Untergrund möglich war). Diese Ereignisse sind energetisch sehr breit verteilt,

wobei zu niedrigen Energien hin die Triggerschwelle der Zeitmessung abschneidend wirkt. Dies ist im Einklang mit der bekannten breiten Energieverteilung der ternären Teilchen, zumal auch mitberücksichtigt werden muss, dass in der Messkammer große Weglängen- und Energieverlustunterschiede auftreten können. Eine auffälligere Spur der ternären Ereignisse sollte aufgrund der Koinzidenz im Zeitspektrum der Dioden zu finden sein. Die hochenergetischen Teilchen erreichen unabhängig von Geometrie und Energieverlust im Einzelnen die Halbleiterdioden sehr schnell, verglichen zumindest mit den relativ „langsamen“ Zählgaselektronen. Genügend elektronisch verzögert sollten sie folglich in einem recht engen Band im Zeitspektrum der Dioden zu finden sei (Zur Erinnerung: Das Kathodensignal eines Fragmentereignisses liefert den Start der Zeitmessung). Abb. 4.15 *links* zeigt jedoch, dass gerade im reinen Zeitspektrum der Störuntergrund diese Anhäufung der ternären Teilchen deutlich übersteigt. Da es offensichtlich nicht möglich ist, mit Hilfe des Energie- oder Zeitspektrums allein eine saubere Trennung der ternären Teilchen vom Untergrund durchzuführen, kann man versuchen, durch eine Kombination beider Größen zum Erfolg zu kommen: Eine Selektion sowohl nach der Zeit als auch der Energie der Teilchen. In der Datenaufnahme wurde jedes Ereignis einzeln abgespeichert, es ist daher ohne weiteres möglich, beide Größen in Form eines Scatterplots gegeneinander aufzutragen. Abb. 4.15 zeigt rechts unten einen solchen Zeit vs. Energie Scatterplot. In dieser Einstellung sieht man im eingezeichneten Rechteck sehr schön, wie sich das Band der wahren ternären Ereignisse signifikant vom sonstigen Untergrund in der Messung abhebt. Im Gegensatz zu den eindimensionalen Spektren ist es im Scatterplot somit ein Leichtes, die tatsächlichen ternären Ereignisse mittels eines zweidimensionalen Energie-Zeit-Schnitts vom Rest des Spektrums zu separieren.

In der Scatterplot-Darstellung lassen sich auch über Art und Ursache des im Experiment beobachteten Untergrunds nähere Aussagen machen, wobei hierfür zuerst auf eine Besonderheit der im Experiment verwendeten Halbleiterzähler eingegangen werden muss. Bei Untersuchungen der Energie- und Zeitsignale der Dioden unter Neutronenbeschuss konnten im Oszillograph relativ große, sauber geformte Signale beobachtet werden, die sich deutlich von den sonstigen Störimpulsen abhoben und scheinbar auch nicht mit dem Kathodensignal korreliert waren. Es wird vermutet, dass diese Ereignisse durch ionisierende Stöße der Neutronen mit den Gitteratomen des Halbleiters verursacht werden. Für die ternäre Messung stellt sich hieraus natürlich sofort die Frage, ob die Gefahr besteht, solche Ereignisse fälschlicherweise als ternäre Teilchen misszuinterpretieren. Um dies abschätzen zu können, ist es unerlässlich, das „Eigenspektrum“ der Dioden bei Neutronenbestrahlung erst einmal genauer zu kennen. Für die eigentliche Messung wurde darum beschlossen, nicht nur der Kathode der Ionisationskammer die Generierung eines Datenauslese-Startsignals zu erlauben, sondern auch den beiden Halbleiterdioden. Die so getriggerten Ereignisse stellen gerade das gesuchte Eigenspektrum der Diode dar. Wie schon bei der Erläuterung der Messelektronik dargelegt, muss bei einem solchen Aufbau unbedingt gewährleistet sein, dass im Falle eines wahren ternären Ereignisses der Eigenstart der Diode immer erst nach dem entsprechenden Startsignal der Ionisationskammer-Kathode erfolgen kann, da sonst gerade die wirklichen ternären Ereignisse unwiederbringlich verloren gehen. Man kann dies durch eine ausreichend bemessene Verzögerung der Diodenstart- und Stoppsignale sicherstellen. Ebenfalls sollte die Zählrate

der Diodenereignisse im Vergleich zu der der Fragmente nicht allzu hoch gewählt werden, um einen ungünstigen Einfluss auf die Totzeit der Messelektronik zu vermeiden.

Das solchermaßen erhaltene Eigenspektrum der SBD-Zähler kann in der Scatterplot-Darstellung (Abb. 4.15 *mitte*) leicht lokalisiert werden. Da sich die Diode ja selbst gestartet und gestoppt hat, müssen ihre Ereignisse alle das gleiche feste Zeitsignal haben, nämlich gerade die in der Elektronik eingestellte Verzögerung des Stoppsignals. Sie tauchen deshalb im Scatterplot als eine horizontale Linie auf (in etwa bei Zeitkanal 25). Angesichts dieses festen Zeitbezugs können sie von den restlichen Ereignissen in der Kammer leicht unterschieden werden. Mithilfe dieser Information lässt sich auch ihre Lage im Energiespektrum der Diode bestimmen: Sie sind hauptsächlich für den großen Peak oberhalb des sonstigen Untergrunds im linken Bereich des Spektrums verantwortlich.

Ob dieses „Eigenleben“ der Dioden nun die Detektion der ternären Teilchen in irgendeiner Weise beeinflusst oder gar stört, kann aus dem Energiespektrum abgeschätzt werden. Würde man fälschlicherweise Diodenereignisse als ternäre Teilchen identifizieren, so müsste ein Teil der ternären Ereignisse mit der Form des Eigenspektrums korreliert sein. Man sollte daher eine auffällige Häufung ternärer Ereignisse in den Bereichen des Eigenspektrums mit hoher Zählrate finden können. Dies ist jedoch nicht der Fall. Die Verteilung der ternären Teilchen scheint vom Eigenspektrum der Diode unabhängig zu sein. Seiteneffekte dieser Diodensignale auf die ternäre Messung können aus diesem Grund mit guter Sicherheit ausgeschlossen werden.

Abschließend noch eine Bemerkung zu dem niederenergetischen Untergrund im linken Teil des Scatterplots in Abb. 4.15. Dieser scheint auf den ersten Blick in irgendeiner Weise zeitlich mit den Kathoden- oder Diodenereignissen korreliert zu sein. Dies ist jedoch nicht so. Er rührt vielmehr von den in der Experimentierhalle allgegenwärtigen elektromagnetischen Störsignalen her (Schaltnetzteile, Magnetventile, usw.). Wird durch einen solchen Störimpuls die Datenaufnahme gestartet, so erscheint das Stoppsignal je nach Form und Frequenz der Störung ebenfalls zu einem bevorzugten Zeitpunkt. Diese Eigenkorrelation führt zu der beobachtbaren starken Anhäufung von Störereignissen bei bestimmten Zeitintervallen (besonders gut zu sehen im reinen Zeitspektrum). Sie können leicht abgetrennt werden und stellen, obwohl in recht großer Menge vorhanden, kein Problem für Messung und Datenauswertung dar.

4.5 Ternäre Anisotropie

Die Bestimmung der ternären Anisotropie unterscheidet sich bezüglich der Auswertung der Spaltfragmente nicht vom binären Fall, sodass die Vorgehensweise bei der Winkelbestimmung der Fragmente und auch die damit verbundenen Schwierigkeiten dieselben sind. Im früheren Verlauf dieses Kapitels diesbezüglich gemachte Anmerkungen sind folglich auch hier zu beachten. Neu hinzu kommt lediglich die zusätzliche

Detektion des ternären Teilchens. Für die Auswertung der ternären Winkelanisotropie ergeben sich hieraus aber zwei Besonderheiten: Zum einen ist die Anzahl der detektierten ternären Ereignisse im Vergleich zur binären Spaltung sehr gering, zum anderen muss auch berücksichtigt werden, dass die Effizienz der ternären Erkennung für große Fragmentflugwinkel θ_{ch} in der Ionisationskammer deutlich abnimmt.

Die geringe Anzahl der ternären Ereignisse in diesem Experiment wird schon aus den Scatterplots in Abb. 4.16 auf Seite 89 deutlich, die die wahren ternären Ereignisse vor dem Hintergrund der binären Spaltungen zeigen. Die Hauptursache hierfür liegt natürlich in der Natur der ternären Spaltung begründet, allerdings spielt auch die Nachweiseffizienz des Messaufbaus eine Rolle. Das großflächige Urantarget und die damit verbundene geometrische Vielfalt machen eine direkte Berechnung der Effizienz sehr mühsam. Im Rahmen der durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen der Messkammer konnte diese aber zu in etwa 7 % mit bestimmt werden (50 % der ternären Teilchen bleiben bereits im Target selbst stecken!). Die geringe Anzahl der ternären Ereignisse macht natürlich eine analoge Auswertung der Winkelanisotropie wie im Falle der binären Spaltung unmöglich: Die Statistik wäre viel zu gering. Man ist demzufolge gezwungen, die Anisotropieberechnung auf größeren Winkelintervallen mit einer hinreichend großen Anzahl von ternären Ereignissen durchzuführen. Zusätzlich kann versucht werden die im Experiment erzielte sehr gute Übereinstimmung der binären Messergebnisse mit Literaturwerten — ein starkes Indiz für die saubere Funktionsweise der Messkammer bzgl. der Winkelbestimmung — dahingehend auszunutzen, dass man keine direkte Bestimmung der ternären Anisotropie vornimmt, sondern diese vielmehr nur relativ zur gut bekannten und bereits erfolgreich gemessenen binären Anisotropie bestimmt. Die Berechnung würde sich so auf einen einfach durchzuführenden, direkten Vergleich zwischen beiden Verteilungen reduzieren, was letztendlich ja auch gerade eine der Hauptideen bei der Konzeption dieses Experiments war: Einen reinen Relativvergleich zwischen beiden Spaltungsarten durchzuführen, um so möglichst vielen systematischen Fehlerquellen von Anfang an aus dem Weg zu gehen. Für den eigentlichen Vergleich wurden dafür die gemessenen Ereignisse in einem zweidimensionalen Driftzeit–*NCP*-Scatterplot aufgetragen, der zur Beibehaltung einer ausreichenden Statistik in lediglich drei größere Zonen unterteilt wurde (siehe Abb. 4.16). In den einzelnen Bereichen wurden dann jeweils die ternär zu binär Verhältnisse sowohl bei 0°- als auch bei 90°-Kammerstellung bestimmt und so nach möglichen Abweichungen der ternären Anisotropie von den Werten in der binären Spaltung gesucht.

Der zweite Umstand, der in dem angestrebten direkten Vergleich zwischen binärer und ternärer Winkelanisotropie berücksichtigt werden muss, ist die Winkelabhängigkeit der ternären Detektoreffizienz vom Fragmentflugwinkel θ_{ch} relativ zur Kammerachse. Sie ergibt sich aus der Geometrie des verwendeten Versuchsaufbaus. Da die α -Teilchen bevorzugt senkrecht zu den Spaltfragmenten emittiert werden, wurden die Oberflächensperrschichtzähler in einer 90°-Position relativ zu der vorgesehenen Messrichtung der Fragmente, der Achse der Ionisationskammer, ober- und unterhalb der Kammer angebracht. Für entlang der Kammerachse emittierte Fragmente erhält man so eine optimale Nachweiswahrscheinlichkeit für das die Spaltung ggf. begleitende ternäre Teilchen. Für Fragmente jedoch, die unter größeren Kam-

merwinkeln θ_{ch} beobachtet werden und deren Emissionsrichtung des ternären Teilchens entsprechend „mitgekippt“ wird, gilt dies nicht mehr: Während für nach links oder rechts in der Horizontalebene wegfliegende Fragmente ein Diodentreffer der α -Teilchen durchaus noch möglich ist, ist dies bei einer Flugrichtung der Fragmente in der Vertikalebene aufgrund der 90° -Bevorzugung der α -Emission ausgeschlossen. Die Wahrscheinlichkeit, ein die Spaltung begleitendes ternäres Teilchen überhaupt zu detektieren, nimmt also mit zunehmendem θ_{ch} -Winkel ab. Folglich wird man unter großen Kammerwinkeln ein geringeres ternär zu binär Verhältnis messen als bei Spaltungen entlang der Kammerachse.

Für den eigentlichen ternär zu binär Vergleich bietet es sich an, die Spaltereignisse in einem Driftzeit– NCP -Scatterplot aufzutragen. Da in dieser Darstellung gerade die beiden in der Messung verwendeten Methoden zur Winkelbestimmung gegeneinander aufgetragen werden, ist in einem solchen Histogramm die gesamte in den Messdaten vorhandene Information über den Flugwinkel des Spaltfragments abgebildet. Zugleich erlaubt diese Darstellung auch, mittels eines zweidimensionalen Schnitts gezielt nur solche Ereignisse auszuwerten, die sowohl bezüglich des NCP - als auch des Zeitsignals eine gültige Winkelinformation besitzen. Typische Spektren für die 0° - und 90° -Kammerstellung, zusammen mit den in der Auswertung verwendeten Vergleichsintervallen, sind in Abb. 4.16 zu sehen (Die einzelnen Vergleichsintervalle im Bild von links unten nach rechts oben, werden im weiteren Verlauf der Auswertung mit I1 - I3 bezeichnet).

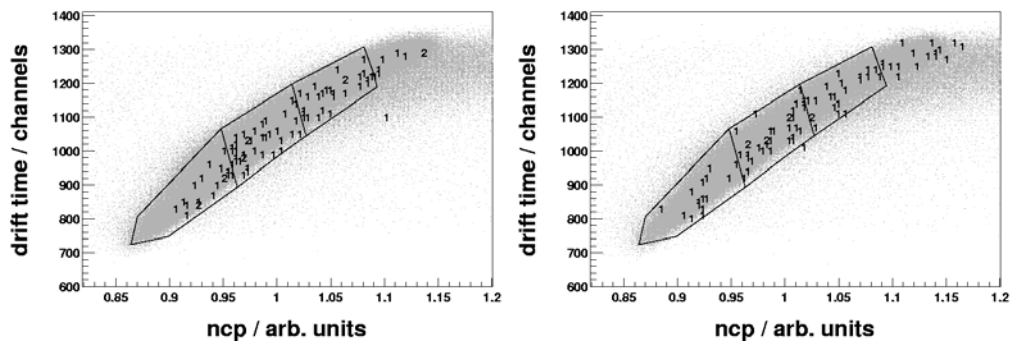


Abbildung 4.16: Scatterplot der einzelnen ternären Ereignisse vor dem Hintergrund der binären Spaltungen für die Kammerstellungen 0° (links) und 90° (rechts). Aufgetragen gegeneinander sind die beiden Methoden zur Fragmentwinkelbestimmung: Driftzeit vs. Normierte Kathodenpulshöhe (NCP). Ebenfalls eingezeichnet sind die drei in der Auswertung verwendeten Vergleichsintervalle I1 - I3 (von links unten nach rechts oben).

Aufgetragen sind die einzelnen ternären Ereignisse (die Zahlen geben die Anzahl der ternären Ereignisse an) vor dem Hintergrund der binären Spaltungen (in Form eines Scatterplots). Ausgeschlossen vom Vergleich wurden die „ganz späten“ Ereignisse, die in den eindimensionalen NCP - und Zeitspektren bereits im Bereich der starken Verzerrungen bei großen θ_{ch} -Winkeln liegen (beginnend mit der abfallenden rechten Flanke der Verteilungen, siehe z.B. Abb. 4.4 und 4.6 rechts). Bei Emission unter derartig spitzen Winkeln dürften Targeteffekte wie Energieverluste und besonders Streuung eine erhebliche Rolle spielen. Es kann daher nicht davon ausgegangen werden, dass in diesen Bereichen noch eine vernünftige Winkelmessung möglich ist. Sie

wurden deshalb für den Anisotropievergleich nicht benutzt (Der Bereich rechts oben in Abb. 4.16). Insgesamt erhält man somit in dieser Datenauswertung zwölf einzelne ternär/binär Verhältnisse: Drei Vergleichsintervalle pro Kammerhälfte, jeweils gemessen bei Kammerstellung 0° und 90° .

Die Messergebnisse für eine der durchgeführten 1.6 MeV-Messungen sind in Abb. 4.17 aufgetragen. Wegen der geringen Anzahl ternärer Ereignisse sind die Messfehler erheblich, allerdings lässt sich der erwähnte Effekt einer zu großen Fragment-Kammerwinkel hin abnehmenden Wahrscheinlichkeit der Detektion der ternären Teilchen im Abfall der ternär/binär-Verhältnisse zumindest erahnen.

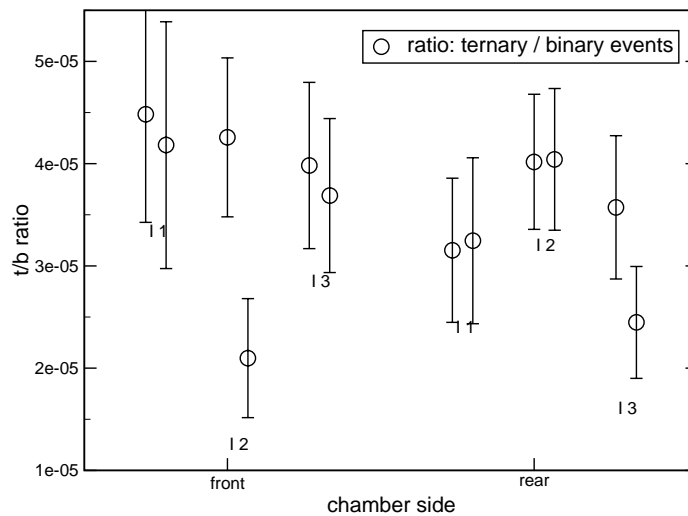


Abbildung 4.17: Gemessene ternär zu binär Verhältnisse für vordere (*links*) und hintere Kammerhälfte (*rechts*). Aufgetragen sind jeweils die Werte für die drei Vergleichsintervalle I1 - I3 aus Abb. 4.16. Die Werte für die Kammerstellungen 0° und 90° wurden paarweise (der 0° -Wert steht links) zusammengefasst (1.6 MeV 1.Run).

Um die gemessenen Verhältniswerte besser beurteilen zu können ist es ein weiteres Mal hilfreich, den zu erwartenden Verlauf der ternären Effizienz mittels einer Monte-Carlo-Simulation abzuschätzen (Abb. 4.18). Die Abhängigkeit der Detektionswahrscheinlichkeit vom Fragment-Kammerwinkel θ_{ch} ist im linken Teil abgebildet. Nahe liegender jedoch für einen Vergleich mit den im Experiment gefundenen Daten ist beispielsweise eine Auftragung gegen das simulierte *NCP*-Signal, was im rechten Bild zu sehen ist.

Es bestätigt sich ein Abfall mit zunehmendem Fragment-Kammerwinkel. Allerdings tritt dieser im *NCP*-Spektrum, verglichen mit dem Effizienzverlauf im θ_{ch} -Spektrum, erst bei deutlich größeren Werten ein. Hinzu kommt ebenfalls, dass auch der schon früher gegebene Gesamtwert der ternären Effizienz von 7 % in Anbetracht des *NCP*-Kurvenverlaufs als deutlich zu gering erscheint. Der Ursache für diese scheinbaren Diskrepanzen ist aber einfach zu verstehen. Erstens ist die *NCP*-Skala wegen der $(1 - \cos \theta_{ch})$ - Abhängigkeit der normierten Kathodenpulshöhe im Vergleich zur li-

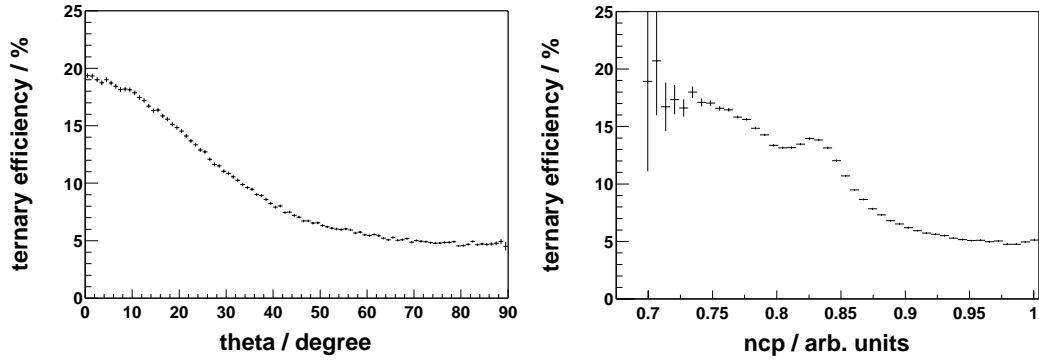


Abbildung 4.18: Simulierte Wahrscheinlichkeiten für die Detektion des ternären Teilchens in Abhängigkeit der Flugrichtung des Spaltfragments relativ zur Kammerachse. *Links*: Als Funktion des wahren Fragment-Kammerwinkels θ_{ch} . *Rechts*: Als Funktion der Normierten Kathodenpulshöhe (NCP).

nearen Winkelskala zu größeren NCP -Werten hin „gestaucht“, wie man anhand der beiden Abbildungen in Abb. 4.18 leicht erkennen kann. Zweitens werden aufgrund der verwendeten Kugelkoordinaten schlichtweg sehr viel mehr Spaltfragmente unter großen θ_{ch} -Winkeln emittiert (Raumwinkel $\sim \sin(\theta_{ch})$). Aus beiden Gründen folgt, dass der rechte Bereich der NCP -Verteilung (große θ_{ch}) mit seinen niedrigeren Effizienzwerten sehr viel stärker bei der Abschätzung der mittleren Effizienz gewichtet werden muss, als dies zuerst rein optisch erscheint.

Wir wollen nun abschließend die für diese Arbeit entscheidenden ternär zu binär Anisotropieverhältnisse $X_i = A_i^{ter}/A_i^{bin}$ in den verschiedenen Vergleichsintervallen aus Abb. 4.16 berechnen. Diese sind auch aus den in Abb. 4.17 eingezeichneten ternär zu binär Verhältnissen der Zählraten $V_i^x = N_i^{ter,x}/N_i^{bin,x}$ (N Anzahl der Ereignisse, $x = 0^\circ, 90^\circ$) zugänglich:

$$\begin{aligned} X_i &= A_i^{ter}/A_i^{bin} = (N_i^{ter,0^\circ}/N_i^{ter,90^\circ})/(N_i^{bin,0^\circ}/N_i^{bin,90^\circ}) \\ &= (N_i^{ter,0^\circ}/N_i^{bin,0^\circ})/(N_i^{ter,90^\circ}/N_i^{bin,90^\circ}) = V_i^{0^\circ}/V_i^{90^\circ} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Durch die Verhältnisbildung spielt die θ_{ch} -Abhängigkeit der ternären Detektion hier keine Rolle mehr. Abb. 4.19 zeigt die so ermittelten Anisotropiewerte.

Die Schwankungen der Werte erscheinen auf den ersten Blick beträchtlich zu sein, jedoch müssen sie in Relation zur Größe der dazugehörigen statistischen Messfehler gesehen werden. Für die eingezeichneten Standardabweichungen gilt immerhin, dass rein statistisch gesehen im Mittel fast jeder dritte Messwert außerhalb dieser Fehlergrenzen liegen sollte (2σ : 5% usw.). Enger beieinander liegende Messergebnisse wären daher angesichts der hier vorherrschenden niedrigen Statistik eher ungläubwürdig.

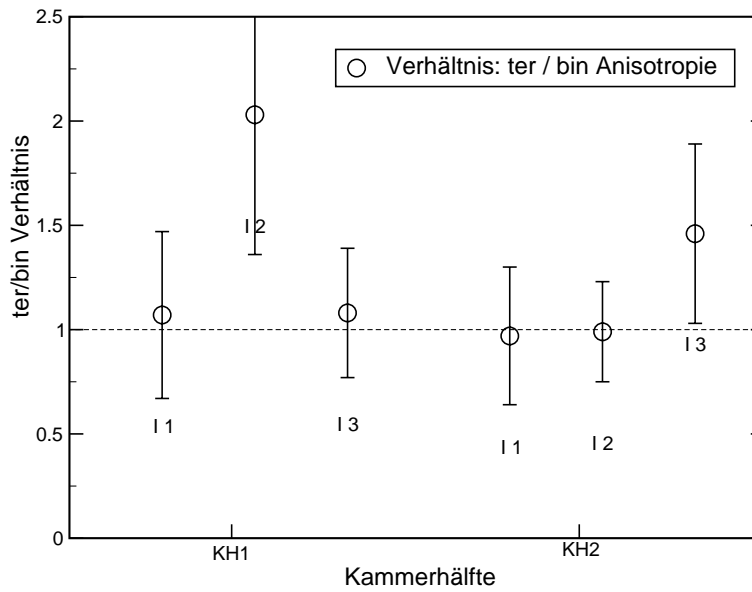


Abbildung 4.19: Gemessene ternär zu binär Anisotropieverhältnisse in den drei Vergleichsintervallen (I1-I3) aus Abb. 4.16 für vordere (*links*) und hintere (*rechts*) Kammerhälfte (1.6 MeV 1.Run).

Summiert man die einzelnen Anisotropieverhältnisse auf, so ergibt sich für die hier besprochene 1. Messung bei 1.6 MeV als Endergebnis ein ternär zu binär Anisotropieverhältnis von:

$$X = A^{ter}/A^{bin} = 1.11 \pm 0.12$$

Innerhalb der statistischen Fehler ist dieser Wert mit der Annahme eines Anisotropieverhältnisses von Eins, d.h. einer identischen Anisotropie in binärer und ternärer Spaltung, vollauf kompatibel. Die Gesamtheit der Messergebnisse für beide Neutronenenergien (1.6 und 1.8 MeV) wird im nächsten Kapitel gegeben.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Das Ziel dieser Arbeit bestand in der Untersuchung der Winkelanisotropien der Spaltfragmente in binärer und ternärer Spaltung anhand der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$. Neben einer Nachmessung zu einem früheren Experiment bei einer Neutronenenergie von 1.6 MeV [Bon95], sollten möglichst noch weitere Energiebereiche an der Spaltschwelle vermessen werden. Andererseits musste ebenfalls berücksichtigt werden, dass die sehr geringe ternäre Zählrate (im Schnitt zwischen 2 bis 3 Events pro Stunde) zu einer entsprechend langen Messzeit zwingt, soll eine noch akzeptable Statistik im Experiment erreicht werden. Aus diesem Grund wurden die Messungen auf zwei Energiebereich, 1.6 und 1.8 MeV, beschränkt. Ausschlaggebend für die Wahl dieser Energien waren die stark unterschiedlichen Anisotropiewerte in beiden Bereichen. Sie sind ein sicheres Indiz dafür, dass in beiden Fällen gänzlich unterschiedliche Sattelpunktskonfigurationen am Spaltvorgang beteiligt sind. Zudem können sie auch leicht gemessen und gut voneinander unterschieden werden.

Der Verlauf der binären Winkelanisotropie in Abhängigkeit der Energie ist in Abb. 5.1 dargestellt. Es muss in diesem Zusammenhang nochmals daran erinnert werden, dass die verwendeten Spaltneutronen ihrerseits bereits eine Energiebreite von 150 keV besitzen. Die Anisotropiemessungen finden daher in Wirklichkeit jeweils auf einem Energieintervall entsprechender Breite statt, was zur Folge hat, dass von den beiden hier durchgeführten Messungen bei 1.6 und 1.8 MeV praktisch der gesamte besonders interessante und experimentell noch zugängliche Energiebereich unmittelbar am Fuße der Spaltschwelle abgedeckt wird. Eine weitere Ausdehnung des Messbereichs würde auch an „natürliche“ Grenzen stoßen: Während zu kleineren Energien hin der Wirkungsquerschnitt der Reaktion sehr schnell abfällt, sind höhere Energien durch das maximale Beschleunigungsvermögen des verwendeten Van-de-Graaff-Beschleunigers beschränkt (Höhere Energien sind auch deswegen nicht so interessant, da mit zunehmender Energie oberhalb der Spaltschwelle die stark ausgeprägten Resonanzstrukturen in der Anisotropieverteilung sehr schnell verschwinden, siehe Abb. 5.1).

5.1 Binäre Anisotropie

Genau und bezüglich der Neutronenenergie lückenlose Werte der binären Winkelanisotropie in der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ wurden von Shpak [Shp89] bestimmt und sind in Abb. 5.1 abgebildet.

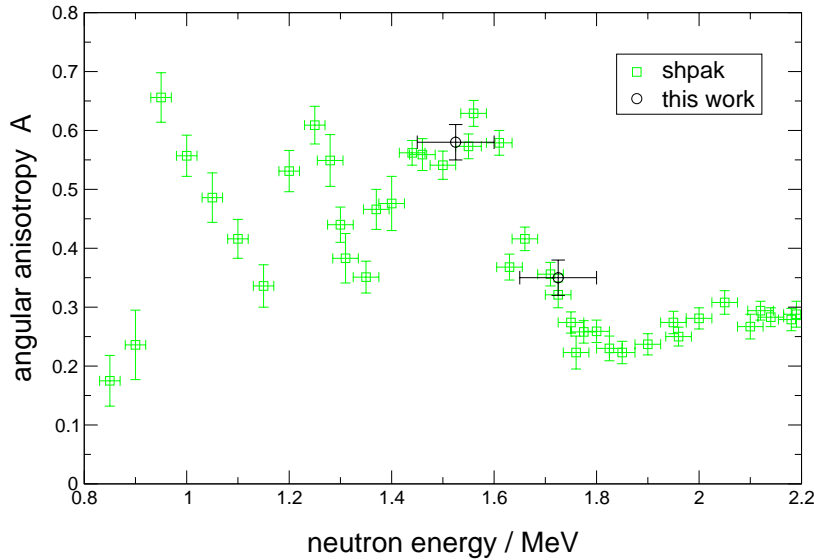


Abbildung 5.1: Binäre Winkelanisotropie in Abhängigkeit der kinetischen Energie der Spaltneutronen. Literaturwerte nach Shpak [Shp89]; die im Experiment gemessenen Werte bei 1.6 und 1.8 MeV sind ebenfalls mit eingezeichnet.

Für die in diesem Experiment zu erwartenden Anisotropiewerte muss zusätzlich die Energiebreite der verwendeten Spaltneutronen mitberücksichtigt werden. Eine geeignete Mittelung über den Anisotropieverlauf aus Abb. 5.1 und den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ ergibt nach Shpak [Shp89]:

E_n^{\max} [MeV]	E_n [MeV]	gemittelttes A^{bin}
1.6	1.45 - 1.6	0.58
1.8	1.65 - 1.8	0.32

Wir wollen nun diese zu erwartenden Anisotropiewerte mit den im Experiment gemessenen Werten vergleichen, wobei immer im Hinterkopf behalten werden sollte, dass die hier verwendete Messkammer aufgrund der speziellen Anforderungen bezüglich der ternären Spaltung für die präzise Bestimmung der binären Anisotropie gänzlich ungeeignet erscheint. Die experimentellen binären Anisotropiewerte wurden mittels dem im Kapitel *Auswertung* ab Seite 71 beschriebenen Verfahren bestimmt. Aus den Fits der Monte-Carlo-simulierten *NCP*- und *Driftzeitspektren*

an die gemessenen Verteilungen in beiden Kammerhälften erhält man insgesamt vier Anisotropiewerte pro Messung, die in den folgenden Histogrammen jeweils paarweise zusammengefasst sind.

Alles in allem wurden drei unabhängige Messungen durchgeführt: Zwei Messzyklen bei einer Neutronenenergie von 1.6 MeV und eine Messreihe bei $E_n = 1.8$ MeV. In Abb. 5.2 sind die Fitergebnisse für die bisher noch nicht gezeigte zweite Messung bei 1.6 MeV und für 1.8 MeV abgebildet. Die Werte für die erste Messung bei 1.6 MeV wurden bereits im Verlauf der Datenauswertung in Abb. 4.12 auf Seite 81 gezeigt. Wie im Fall der ersten 1.6 MeV-Messreihe liegen auch hier alle Anisotropiekurven einer Energie sehr eng beieinander, was als starkes Indiz für die Funktionsfähigkeit des verwendeten Messaufbaus bezüglich der Winkelmessung gewertet werden kann.

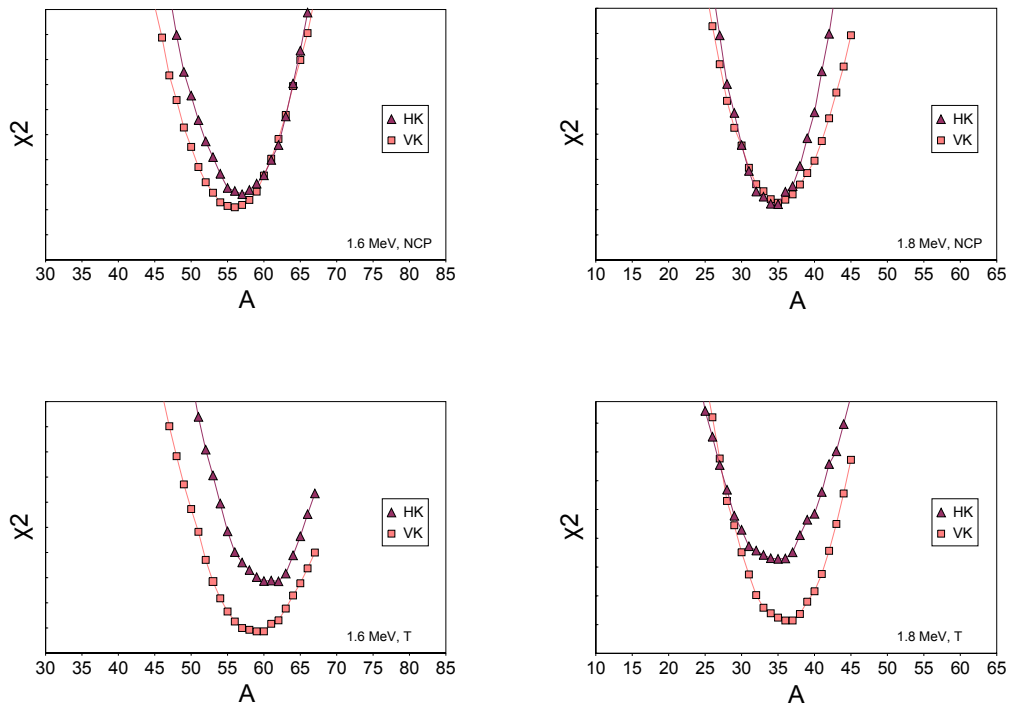


Abbildung 5.2: Berechnung der binären Winkelanisotropie mittels χ^2 -Fits an simulierte *NCP*- (oben) und Driftzeit-Anisotropieverteilungen (unten). *Linke Seite:* Zweite Messung bei $E_n = 1.6$ MeV, erwartete mittlere Anisotropie: $A = 0.58$. *Rechte Seite:* Messung bei $E_n = 1.8$ MeV mit einer erwarteten mittleren Anisotropie von $A = 0.32$.

Aus der Mittelung über die Minima der (vier) Einzelkurven kann für jede der drei Messreihen eine mittlere binäre Anisotropie angegeben werden. In Tabelle 5.1 sind diese Werte zusammen mit dem sich daraus ergebenden Gesamtwert für die jeweilige Energie zusammengefasst. Vervollständigt wird die Tabelle durch die nach Literaturangaben für dieses Experiment zu erwartenden mittleren Anisotropiewerte. Die gemessenen Gesamtwerte sind auch im Diagramm der binären Winkelanisotropie als Funktion der Neutronenenergie in Abb. 5.1 mit eingezeichnet.

Messungen	A^{bin} gemessen	A^{bin} gemessen	A^{bin} Literatur
$E_n = 1.6 \text{ MeV}$ 1. Run	0.56 ± 0.03	0.58 ± 0.03	0.58
$E_n = 1.6 \text{ MeV}$ 2. Run	0.59 ± 0.03		
$E_n = 1.8 \text{ MeV}$	0.35 ± 0.03	0.35 ± 0.03	0.32

Tabelle 5.1: Ergebnisse der binären Winkelanisotropiemessung der Spaltfragmente. Die Werte für die drei einzelnen Messreihen und die daraus resultierenden Gesamtwerte für die Neutronenenergien 1.6 und 1.8 MeV sind den nach Literaturdaten zu erwartenden mittleren Anisotropiewerten gegenübergestellt.

Es zeigt sich, dass die Übereinstimmung zwischen Literaturwerten und den hier bestimmten Anisotropien für beide Energiebereiche erstaunlich gut ist. Dies ist deshalb so überraschend, da die verwendete Messapparatur im Prinzip für die präzise Bestimmung der binären Anisotropie gänzlich ungeeignet erscheint. Es muss in diesem Zusammenhang nochmals nachdrücklich an die erheblichen Schwierigkeiten und Einschränkungen in diesem Experiment bezüglich der binären Winkelanisotropiebestimmung erinnert werden:

- Verwendung eines sehr großflächigen und dicken Urantargets (Streuung und Energieverluste der Fragmente im Target, Verlust von Driftelektronen des Zählgases an den Frischgitterhalterungen).
- Ungenauigkeiten in der Winkelbestimmung der Fragmente (z.B. keine Diskriminierung zwischen leichten und schweren Fragmenten).
- Indirekte Bestimmung der Anisotropie durch Vergleiche mit Monte-Carlo-simulierten Anisotropieverteilungen, denen ein vereinfachtes physikalisches Modell der Ionisationskammer zugrunde liegt (Die physikalischen Vorgänge in einer realen Ionisationskammer sind sehr komplex).

Alle diese für die binäre Anisotropiemessung negativen Faktoren würden in einem für diesen Zweck optimierten Aufbau durch die Vermeidung der oben kurz skizzierten apparativen Unzulänglichkeiten keinerlei Rolle spielen. Da jedoch für die Durchführbarkeit des gesamten Experiments die Erzielung einer möglichst hohen ternären Zählrate von entscheidender Bedeutung war, mussten diese Nachteile wohl oder übel in Kauf genommen werden. Andererseits ist die erzielte sehr gute Übereinstimmung der Messwerte mit den Literaturdaten gerade unter diesen für die binäre Anisotropiebestimmung schwierigen experimentellen Bedingungen natürlich um so erfreulicher. Die erfolgreiche Verifikation der binären Anisotropiewerte stellt in jedem Fall einen überzeugenden Test der Eignung des Experimentieraufbaus für Winkelmessungen dar. Dies ist um so wichtiger, da für die nachfolgenden ternären Messdaten eine diesbezügliche Abschätzung angesichts der sehr niedrigen Zählstatistik gänzlich unmöglich wäre.

5.2 Ternäre Anisotropie

Über das Verhältnis zwischen ternärer und binärer Fragment-Winkelanisotropie als Test auf den möglichen Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltvorgangs existierte bisher nur eine einzige neuere Messung ([Bon95]). Das in diesem ebenfalls in Tübingen an der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ für $E_n = 1.6$ MeV durchgeführte Experiment ergab ein Verhältnis von $A^{ter}/A^{bin} = 1.18 \pm 0.08$. Das würde nahe legen, dass entgegen der allgemein vorherrschenden Meinung einer späten Geburt des ternären Teilchens während der eigentlichen Szission des Kerns bereits im Sattelpunktsstadium der Spaltung signifikante Unterschiede zwischen den in beiden Fällen beteiligten Übergangszuständen vorliegen müssen (Nach Bohr [Boh56] wird die spätere Winkelverteilung der Spaltfragmente durch die Eigenschaften eben dieser Sattelpunktszustände bestimmt). Mithin würde somit schon in diesem frühen Stadium der Spaltung eine gewisse Veranlagung für die Erzeugung eines ternären Teilchens vorliegen. Um diesen überraschenden, wenn auch statistisch nicht zweifelsfrei signifikanten Befund (Es herrscht „nur“ eine 95 % Wahrscheinlichkeit für einen Wert zwischen 1.03 und 1.34) zu verifizieren oder zu widerlegen, wurden nochmals entsprechende Messungen an der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ bei einer Neutronenenergien von 1.6 MeV durchgeführt.

Neben dem im Kapitel *Auswertung* bereits gegebenen Teilergebnis aus dem 1. Run sind in Abb. 5.3 die restlichen bei 1.6 MeV gemessenen Daten (2. Run) für das ternär zu binär Anisotropieverhältnis abgebildet. Die Art der Datenauswertung entspricht der früher beschriebenen Vorgehensweise. Allerdings musste wegen der während der Messung aufgetretenen Pulshöhensprünge (siehe Abb. 3.7) eine zweigeteilte Auswertung der Messdaten vorgenommen werden.

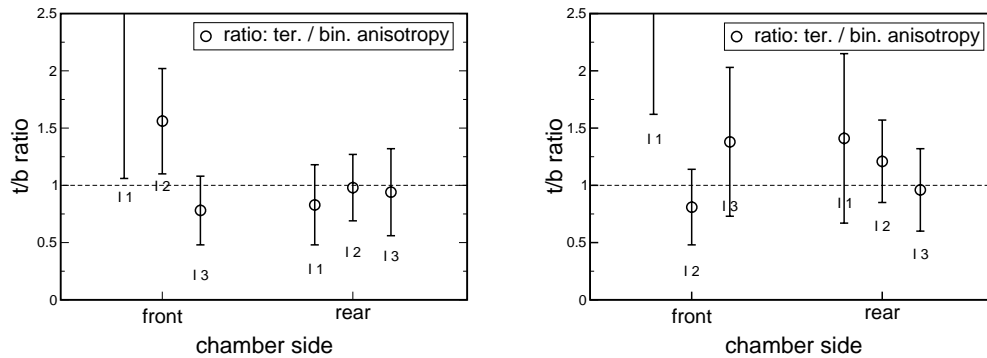


Abbildung 5.3: Gemessene ternär zu binär Anisotropieverhältnisse für die sechs Vergleichsintervalle aus Abb. 4.16 für den 2. Run bei $E_n = 1.6$ MeV (Aufgrund aufgetretener Pulshöhensprünge musste eine zweigeteilte Auswertung der Messdaten vorgenommen werden).

Man erhält als gewichtetes Mittel über alle Daten (1. und 2. Run) für die Neutronenenergie 1.6 MeV ein ternär/binär Anisotropieverhältnis von:

$$X = A^{ter}/A^{bin} = 1.04 \pm 0.09$$

$$E_n = 1.6 \text{ MeV}$$

Dieser Wert ist mit einem identischen Anisotropieverhältnis von Eins voll verträglich.

Zur Verbreiterung der experimentellen Datengrundlage wurden zusätzlich noch Messungen bei 1.8 MeV durchgeführt. Mit einem Wert von $A = 0.32$ weicht die binäre Winkelanisotropie in diesem Energiebereich stark von der bisherigen Größe des Effekts von $A = 0.58$ bei $E_n = 1.6$ MeV ab. Man kann aus diesem Grund sicher sein, dass bei dieser Neutronenenergie gänzlich andere Übergangszustände bei der Überquerung des Sattelpunkts eine Rolle spielen. Eine weitere Bestätigung eines identischen Anisotropieverhältnisses zwischen ternärer und binärer Spaltung ist deshalb besonders wichtig, da auch unterschiedliche Sattelpunktszustände zufälligerweise zu ein- und derselben Winkelanisotropie führen können. Lässt sich das Ergebnis allerdings für mehrerer Neutronenenergien verifizieren, denen anhand der Anisotropieunterschiede mit Sicherheit unterschiedliche Sattelpunktskonfigurationen zugeordnet werden können, so wird die Wahrscheinlichkeit immer höher, dass in beiden Arten der Spaltung tatsächlich die gleichen Sattelpunktszustände durchlaufen werden.

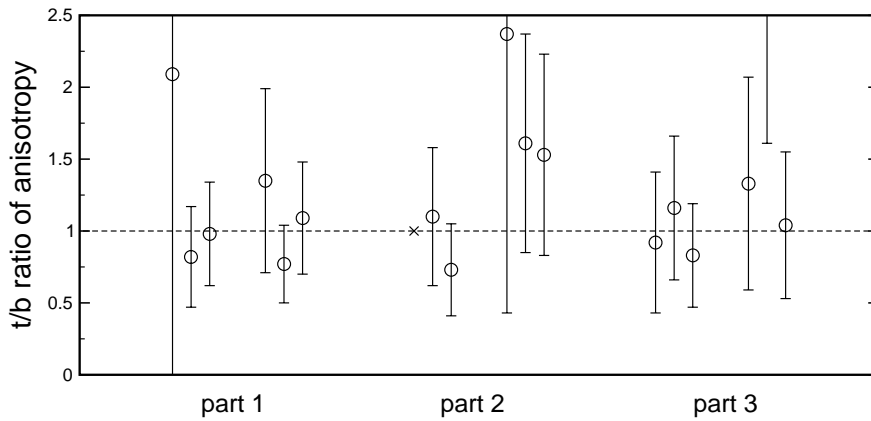


Abbildung 5.4: Gemessene ternär zu binär Anisotropieverhältnisse bei $E_n = 1.8$ MeV. Aus technischen Gründen musste eine dreigeteilte Auswertung der Messdaten vorgenommen werden (part 1-3), sodass sich insgesamt 18 einzelne ternär/binär Anisotropieverhältnisse ergeben (Bezeichnungen innerhalb der einzelnen Teilauswertungen wie in Abb. 5.3).

Die erhaltenen Daten für 1.8 MeV sind in Abb. 5.4 zusammengefasst. Die eingezeichneten 18 Verhältnisse ergeben sich hierbei aus einer dreigeteilten Auswertung der Messdaten, wobei die jeweils 6 Messwerte pro Gruppe den Vergleichsintervallen aus den bisherigen Auswertungen entsprechen (Der Grund für diese Unterteilung waren wiederum Pulshöhensprünge in den Energieausgängen der Ionisationskammervorverstärker). Aus dem gewichteten Mittel der Werte ergibt sich schlussendlich für die Neutronenenergie 1.8 MeV als Gesamtergebnis ein Anisotropieverhältnis von:

$$X = A^{ter}/A^{bin} = 0.97 \pm 0.11$$

$$E_n = 1.8 \text{ MeV}$$

Zusammenfassend ergeben sich folgende gemessene Anisotropieverhältnisse zwischen ternärer und binärer Spaltung:

Messung	E_n [MeV]	$A^{\text{ter}}/A^{\text{bin}}$
1.6	1.45 - 1.6	1.04 ± 0.09
1.8	1.65 - 1.8	0.97 ± 0.11

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Vergleiche zwischen ternärer und binärer Winkelanisotropie in der Spaltung von ^{238}U mittels schneller Neutronen. Messungen fanden statt bei Neutronenenergien von 1.6 und 1.8 MeV.

Die in den Messungen bei zwei verschiedenen Neutronenenergien erhaltenen Verhältniszerte sind im Rahmen der Statistik mit der Annahme einer identischen Winkelanisotropie der Spaltfragmente für beide Arten der Spaltung kompatibel. In beiden Fällen kann im Gegensatz zu [Bon95] keine Andeutung oder gar signifikante Abweichung von der Identität festgestellt werden.

Die Ergebnisse dieser Messungen bestätigen somit die vorherrschende Meinung, dass die ternären Teilchen während des Spaltprozesses erst zu einem relativ späten Zeitpunkt, mit hoher Wahrscheinlichkeit sogar erst unmittelbar bei der eigentlichen Szission des Kerns ausgebildet werden. Dies legt auch die charakteristische 90° -Winkelverteilung der ternären Teilchen relativ zu den Spaltfragmenten nahe, die nur dann plausibel erklärt werden kann, wenn das ternäre Teilchen eben erst in dieser letzten Phase der Spaltung aus dem Halsbereich zwischen den beiden Präfragmenten physisch „geboren“ wird. Interessanter und weniger leicht zu beantworten ist die Fragestellung, ob im Compoundkern nicht schon zu einem früheren Zeitpunkt des Spaltprozesses irgendeine Art von Veranlagung oder Ausprägung für den späteren ternären Verlauf der Spaltung vorliegt. Diese könnte sich durch Unterschiede in den beteiligten Wellenfunktionen äußern. Zumindest für die Sattelpunktsphase der Spaltung kann dies nach den hier vorliegenden Messdaten mit einiger Wahrscheinlichkeit verneint werden. Das ternäre Teilchen ist in diesem Stadium der Spaltung noch nicht sichtbar. Die Entscheidung über den binären oder ternären Ausgang der Spaltung muss daher wohl erst nach dem Überschreiten der (äußeren) Spaltbarriere getroffen werden.

Die Messergebnisse sind ebenfalls im Einklang bzw. kompatibel mit gängigen Modellvorstellungen der ternären Spaltung. Insbesondere gilt dies auch für das hier näher beschriebene dynamische Modell nach Rubchenya, bei dem die Entscheidung über einen ternären Ausgang der Spaltung erst unmittelbar beim eigentlichen Zerreißen des Compoundkerns getroffen wird. Die Vorstellung, dass die ternäre Spaltung also eine Art zweistufiger Prozess ist, bei dem einer bis zum Szissionspunkt „normal“ verlaufenden binären Spaltung in bestimmten seltenen Fällen die Abspaltung eines weiteren Teilchens aus den bereits existierenden Präfragmenten nachfolgen kann, scheint sich im Rahmen der Statistik auch durch die Messergebnisse in diesem Experiment zu bestätigen.

Eine weitergehende Eingrenzung der Anisotropieverhältnisse durch eine Erhöhung der Messgenauigkeit wäre natürlich für die Signifikanz dieser Aussage sehr wünschens-

wert, gerade weil hier in einem (höchstwahrscheinlich identischen) Verhältnis nach einer schwierig zu messenden Abweichung von Eins gesucht wird. Bezüglich des hier vorgestellten Experiments dürfte dies aber aufgrund der geringen ternären Produktionsrate nur sehr schwer zu bewerkstelligen sein. Es erscheint daher erfolversprechender, stattdessen die ternär zu binär Vergleiche auf weitere, möglichst verschiedenartige Spaltsysteme auszudehnen. Ein Vergleich der hier gewonnenen Messergebnisse mit einer Reihe entsprechend artverwandter Experimente, die ebenfalls Aussagen über den Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltvorgangs machen können, ist demnach von besonderem Interesse und wird im nächsten Abschnitt gegeben.

5.2.1 Vergleich mit verwandten Experimenten

Das hier durchgeführte Experiment reiht sich in eine Serie von Untersuchungen zum Thema ternäre Spaltung ein, die im Rahmen unserer Arbeitsgruppe am Van-de-Graaff Beschleuniger des Instituts in Tübingen und am Höchstflussreaktor des ILLs in Grenoble durchgeführt wurden. Es lohnt sich deshalb, einen kurzen Vergleich der Ergebnisse anzustellen, allerdings soll hier nur auf diejenigen Experimente eingegangen werden, die ebenfalls Aussagen zum zeitlichen Verlauf der Spaltung, zur Dynamik des Prozesses machen.

Die verschiedenen Untersuchungen lassen sich grob nach der jeweils zur Informationsfindung verwendeten „Mess-Sonde“ in zwei Gruppen einteilen: Experimente, die sich den in der Kernspaltung beobachtbaren *PNC*-Effekt zunutze machen und solche, die aus der gut zugänglichen Winkelverteilung der Spaltfragmente versuchen, Rückschlüsse auf den zeitlichen Verlauf des Spaltvorgangs zu ziehen. In der Regel bestand das Ziel der Untersuchungen darin, mehr über den Entstehungszeitpunkt bestimmter Spalteigenschaften während des Spaltvorgangs zu erfahren. Beiden Vorgehensweisen ist gemein, dass man durch sie Informationen über das spaltende System zum Zeitpunkt der Überquerung der äußeren Spaltbarriere bzw. über die Übergangszustände am Sattelpunkt erhalten kann.

Die Winkelverteilung der Spaltfragmente in der Spaltung von ^{238}U durch schnelle Neutronen nahe der Spaltschwelle wurde in [Kau96] untersucht. Diese Messungen im Energiebereich zwischen 1.4 und 1.7 MeV, also unter vergleichbaren Bedingungen wie in diesem Experiment, fanden ebenfalls am Tübinger Beschleuniger auf der Rosenau statt. Ein Ziel der Untersuchungen bestand darin, nach möglichen Abhängigkeiten der Winkelverteilung von der Masse und der kinetischen Energie der Fragmente zu suchen. Hierbei konnten, den Sonderfall der symmetrischen Spaltung ausgenommen¹, innerhalb der Fehlergrenzen keine Unterschiede festgestellt werden. Dieses Resultat untermauert die vorherrschende theoretische Vorstellung, dass sowohl die

¹Die symmetrische Spaltung stellt eine interessante Ausnahme zu der im Bereich der leichten Actinide dominierenden asymmetrischen Standardspaltung dar, da sie nach dem Brosa-Modell bereits vor der zweiten Spaltbarriere abzweigt. Gerade für sie müsste man deshalb höchstwahrscheinlich Unterschiede messen können. Leider erlauben die sehr geringen symmetrischen Spaltausbeuten in all den hier erwähnten Experimenten keine klare statistische Aussage.

Massen- als auch die Energieverteilungen der Fragmente ebenso erst gegen Ende des Spaltprozesses, auf jeden Fall aber erst nach dem Überschreiten der äußeren „asymmetrischen“ Spaltbarriere eingestellt werden, bei der der Kern asymmetrisch, d.h. birnenförmig deformiert ist.

Mehrere Untersuchungen zum *PNC*-Effekt in der Reaktion $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ wurden am ILL in Grenoble durchgeführt [Gra94] [Köt99]. Ein Ziel dieser Messungen bestand darin, zentrale Aussagen des Multimodalen Spaltungsmodells nach Brosa [Bro90] zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurde die Größe des *PNC*-Effekts für die beiden asymmetrischen Spaltmoden des Modells *standard I* und *standard II* vermessen. Da die Bifurkation dieser beiden Spaltkanäle erst außerhalb der äußeren Spaltbarriere stattfinden sollte, dürften nach der Theorie keine Abweichungen feststellbar sein. Erklärend muss hinzugefügt werden, dass obwohl für den *PNC*-Effekt Zustandsmischungen im Compoundkernstadium der Spaltung — verursacht durch die schwache Wechselwirkung — verantwortlich gemacht werden, für die Größe des beobachtbaren *PNC*-Effekts wiederum die Eigenschaften der Übergangszustände am Sattelpunkt eine entscheidende Rolle spielen (siehe [Köt99]). Dies liegt daran, dass der *PNC*-Effekt als Asymmetrie in der Winkelverteilung der Fragmente beobachtet wird, die sich am Sattelpunkt einstellt. Abweichende *PNC*-Asymmetriekoeffizienten für die *standard I*- und *standard II*-Spaltung stellen somit gleichfalls ein Indiz für unterschiedliche Sattelpunktskonfigurationen in beiden Fällen dar. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit konnte die Vorhersage des Brosa-Modells bezüglich übereinstimmender *PNC*-Werte in beiden Standardspaltungen bestätigt werden.

Schließlich wurde der *PNC*-Effekt auch in zwei Experimenten zur Untersuchung des Entstehungszeitpunkts des ternären Teilchens, also der gleichen Fragestellung wie in dieser Arbeit, verwendet. In direktem Zusammenhang zu dem hier vorgestellte Experiment — und somit gewissermaßen der Auslöser für diese Arbeit — stehen Untersuchungen zur Paritätsverletzung in der ternären Spaltung anhand der Fission von ^{239}Pu und ^{233}U mittels kalter polarisierter Neutronen (ILL, [Gön94]). Als ternär zu binär Asymmetrieverhältnis $\alpha_{\text{nf}}^{\text{ter}}/\alpha_{\text{nf}}^{\text{bin}}$ konnte bei ^{233}U ein Wert von 1.05 ± 0.10 gefunden werden. Für ^{239}Pu ergab sich 1.12 ± 0.08 . Beide Werte sind mit der Annahme einer identischen *PNC*-Asymmetrie in binärer und ternärer Spaltung verträglich. Im Rahmen der Untersuchung verschiedener Aspekte der ternären Spaltung wurde die Größe des *PNC*-Effekts in der Reaktion $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ ein weiteres Mal bestimmt [Jes01]. Für die ternäre Spaltung wurde ein Asymmetriekoeffizient $\alpha_{\text{nf}}^{\text{ter}}$ von $(0.37 \pm 0.10) \times 10^{-3}$ gefunden. Vergleicht man diesen mit dem aus mehreren Experimenten gemittelten Wert für den binären Fall von $(0.4 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ [Gön94], so erhält man als ein weiteres ternär zu binär Asymmetrieverhältnis $\alpha_{\text{nf}}^{\text{ter}}/\alpha_{\text{nf}}^{\text{bin}} = 0.93 \pm 0.31$. Ergo weicht auch dieser Wert nicht signifikant von einem identischen Verhältnis ab.

Eine abschließende Zusammenfassung und Gegenüberstellung der hier aufgezählten Messdaten bezüglich des Entstehungszeitpunkts des ternären Teilchens wird in Abb. 5.5 gegeben. Alle hier eingezeichneten Messwerte sind mit der Annahme verträglich, dass das ternär/binär Anisotropie- bzw. Asymmetrieverhältnis $t/b = 1$ ist. Einzig das Verhältnis von [Bon95] liegt mehr als zwei Standardabweichungen vom

erwarteten Wert entfernt, ist aber statistisch gleichfalls noch damit kompatibel. Für die Betrachtung und abschließende Beurteilung der hier vorgestellten Ergebnisse ist es wichtig, einen besonderen Aspekt der aufgelisteten Messungen zu betonen: Die verschiedenen ternär zu binär Vergleiche wurden sowohl für gänzlich unterschiedliche Spaltsysteme durchgeführt als auch mit Hilfe verschiedenartiger Untersuchungsmethoden ermittelt. Als Spaltsysteme kamen paritätserhaltende Reaktionen wie die Spaltung von ^{238}U mittels schneller MeV-Neutronen zum Einsatz, ebenso wie paritätsverletzende Reaktionen ($^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$). Für Letztere besaßen die hierbei zur Auslösung der Spaltung verwandten Neutronen lediglich Energien im meV-Bereich. Einerseits wurde die Winkelanisotropie der Spaltfragmente gemessen, andererseits nach Unterschieden in der Größe des *PNC*-Effekts gesucht. In dieser Arbeit fanden die Messungen bei zwei unterschiedlichen Neutronenenergien am Fuße der Spaltschwelle statt. Die Energien waren so ausgewählt worden, dass verschiedene in diesem Energiebereich vorhandene unterschwellige Vibrationsresonanzen selektiv angeregt wurden. Aufgrund des deutlichen Anisotropieunterschieds in beiden Fällen müssen mit diesen stark unterschiedliche Übergangszustände am äußeren Sattelpunkt verbunden sein.

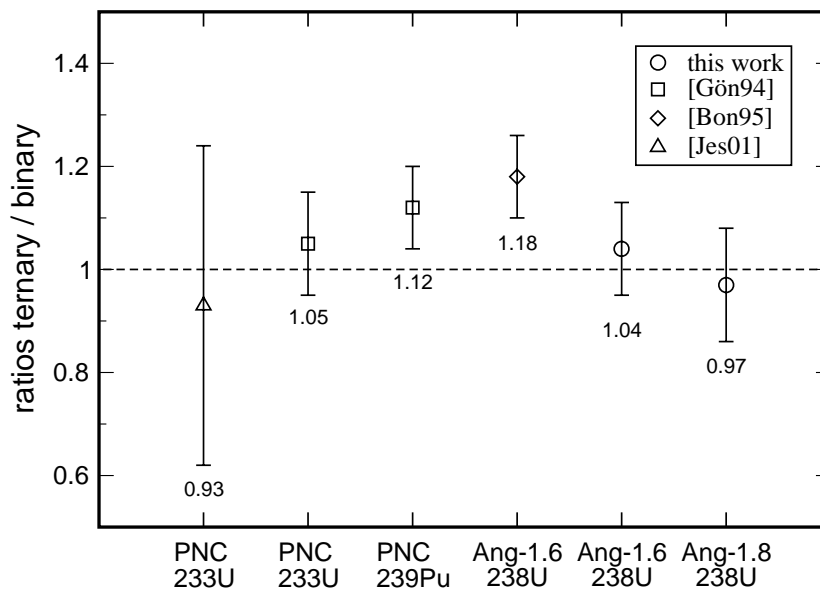


Abbildung 5.5: Verschiedene Vergleiche zwischen ternärer und binärer Spaltung. *Links*: Messungen der *PNC*-Asymmetrie der Fragmente bei der Spaltung von ^{233}U und ^{239}Pu mittels kalter Neutronen. *Rechts*: Messungen der Winkelanisotropie der Fragmente bei der Spaltung von ^{238}U durch schnelle Neutronen ($E_n = 1.6$ und 1.8 MeV).

Fasst man die Ergebnisse dieser verschiedenen Untersuchungen zusammen, so lässt sich feststellen, dass in allen hier vermessenen unterschiedlichen Spaltsystemen im Rahmen der statistischen Genauigkeit keinerlei Abweichung zwischen ternärer und binärer Spaltung gefunden werden konnte. Obwohl im Einzelfall die begrenzte Statis-

tik eine präzisere Aussage über möglicherweise doch vorhandene Abweichungen nicht zulässt, liefert die in allen Messungen vorhandene durchgehende Übereinstimmung der Verhältniswerte doch einen überzeugenden Hinweis darauf, dass sich ternäre und binäre Spaltung im Sattelpunktsstadium der Spaltung noch nicht voneinander unterscheiden. Folglich lässt sich als abschließendes Fazit dieser Untersuchungen die Feststellung ziehen, dass die ternären Teilchen am Sattelpunkt der Spaltung noch nicht zu sehen, zu detektieren oder in irgendeiner Weise vom binären Verlauf der Spaltung zu unterscheiden sind. Die Entscheidung über die Ausbildung eines ternären Teilchens, über einen ternären oder binären Verlauf der Spaltung, muss daher erst zu einem späteren Zeitpunkt des Spaltprozesses fallen, sehr wahrscheinlich sogar erst in der allerletzten Phase der Spaltung, dem Auseinanderreißen des Compoundkerns.

5.3 Ausblick

Ein Ausblick zu weiterführenden Untersuchungen über den Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltprozesses ist nicht verheißungsvoll. Angesichts der bisherigen recht eindeutigen Messergebnisse und des für eine Erhöhung der Genauigkeit benötigten Aufwands erscheint eine weitergehende Vermessung der schon untersuchten Spaltsysteme wenig sinnvoll. So würde in dem hier vorgestellten Experiment beispielsweise nur eine Halbierung der statistischen Fehler unter Beibehaltung des vorhandenen bewährten Messaufbaus bereits zu einer Messdauer von ca. einem Jahr führen, verglichen mit den 6 Wochen effektiver Strahlzeit, die in dieser Arbeit verwendet wurden (Mit einer Halbierung der Messfehler wäre aber bei den hier gemessenen Verhältniswerten noch gar nichts gewonnen, siehe Abb. 5.5). Ein lohnenswertes verwandtes Forschungsziel wäre dagegen die Untersuchung der „echten“ ternären Spaltung, bei der 3 in der Masse vergleichbare Teilchen sternförmig auseinander laufen. Obwohl von der Theorie als denkbarer Prozess vorausgesagt, wurde die Dreiteilung des Kerns bei niedrigen Anregungsenergien noch nicht im Experiment beobachtet [Sch87].

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Anisotropien in der Winkelverteilung der Spaltfragmente bei der Spaltung von ^{238}U mittels schneller Neutronen von 1.6 und 1.8 MeV untersucht. Das Hauptziel der Untersuchungen bestand darin, durch einen Vergleich der Winkelanisotropien in der ternären und binären Spaltung Informationen über den Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltprozesses zu erlangen. Eine Übereinstimmung der Anisotropiewerte wäre ein starker Hinweis darauf, dass die ternäre Spaltung am Sattelpunkt der Fission noch nicht im Kern angelegt ist und damit die gängige Vorstellung stützen, dass das ternäre Teilchen erst gegen Ende des Spaltprozesses gebildet wird, höchstwahrscheinlich sogar erst bei der eigentlichen Szission des Kerns. Da über ternäre Winkelanisotropien nur sehr wenige neuere Messdaten existieren und überraschenderweise in einem dieser Experimente für das hier untersuchte $^{238}\text{U}(n,f)$ ein deutlich abweichendes Verhältnis gefunden wurde, sollte die Reaktion nochmals näher untersucht werden.

Unter der Winkelanisotropie der Spaltfragmente in (n,f)-Reaktionen versteht man das Verhältnis der unter 0° zum Neutronenstrahl emittierten Fragmente zu denen, die in dazu senkrechter Richtung beobachtet werden können. Die Größe des Effekts variiert als Funktion der Energie bei den hier untersuchten Energien im unmittelbaren Bereich der Spaltschwelle sehr deutlich. Grund hierfür ist, dass bei diesen niedrigen Energien im Compoundkern gezielt einzelne tief liegende kollektive Vibrationsresonanzen mit einer jeweils eigenen charakteristischen Winkelverteilung angeregt werden, wohingegen oberhalb der Spaltschwelle aufgrund Vielfachanregung die Größe der Anisotropie deutlich abnimmt und glatt verläuft. Maßgebend für die später beobachtbare Winkelverteilung der Spaltfragmente ist der Zustand der Compoundkerns im Augenblick der Überquerung der äußeren Spaltbarriere. Nach dem Bohrschen Konzept [Boh56] eines „kalten“ Übergangskerns in der Niederenergiespaltung ist der Kern am Sattelpunkt so stark deformiert, dass nur sehr wenig Energie für die Anregung innerer Freiheitsgrade übrig bleibt. Dieser thermodynamisch gesehen „kalte“ Kern hat zur Folge, dass am Sattelpunkt überhaupt nur einige wenige, energetisch weit auseinander liegende Übergangsniveaus erreicht werden können. Da so die Anzahl der beteiligten Übergangszustände gering ist, sollten sich Mittelungseffekte in Grenzen halten und demzufolge eine Beobachtung der charakteristischen Win-

kelverteilungen einzelner Übergangszustände erlauben. Die spätere Winkelverteilung der Fragmente wird durch die Quantenzahlen (J, M, K) der Übergangszustände am Sattelpunkt festgelegt. Zwar ist die Projektion K des Gesamtdrehimpulses J auf die Deformationsachse des Kerns bedingt durch die mannigfachen Formänderungen des Kerns im frühen Verlauf der Spaltung keine Erhaltungsgröße, jedoch kann angenommen werden, dass der aktuell am Sattelpunkt herrschende K -Wert auf dem späteren Weg des Kerns von der äußeren Spaltbarriere hinab zur Szission erhalten bleibt. J und M ihrerseits sind Konstanten der Bewegung, somit gute Quantenzahlen. Die Tatsache, dass die gut beobachtbare Winkelanisotropie der Spaltfragmente direkt mit dem Zustand des spaltenden Systems am Sattelpunkt korreliert ist, kann nun dazu verwendet werden, gezielt Untersuchungen anzustellen, welche typischen Spalteigenschaften bereits zu diesem relativ frühen Zeitpunkt der Spaltung ausgeprägt sind oder erst im späteren Verlauf der Spaltung festgelegt werden. Im Rahmen dieser Arbeit stand hierbei der mögliche Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens im Vordergrund des Interesses.

Gängige Theorien der ternären Spaltung gehen von einem relativ späten Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während des Spaltprozesses aus. So wird angenommen, dass das zusätzliche dritte Teilchen erst direkt bei der eigentlichen Szission entsteht, indem der Hals, der die beiden auseinander strebenden Präfragmente verbindet, an zwei Stellen gleichzeitig einreißt. Dies würde aber auch bedeuten, dass sich beide Arten der Spaltung im früheren Verlauf der Fission noch nicht wesentlich voneinander unterscheiden und folglich die äußere Spaltbarriere in ähnlicher Art und Weise überquert werden muss. Sind jedoch in beiden Fällen die gleichen Übergangszustände involviert, so dürften in den resultierenden Fragment-Winkelverteilungen keinerlei Unterschiede feststellbar sein.

Aus dieser Überlegung entstand die diesem Experiment zugrunde liegende Messidee, nach Unterschieden zwischen den Winkelanisotropien in ternärer und binärer Spaltung zu suchen, um so einen direkten Hinweis auf abweichende Sattelpunktskonfigurationen in beiden Fällen zu erhalten. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass unterschiedliche Sattelpunktszustände durchaus zu gleichen Anisotropiewerten führen können. Man kann folglich auch bei einer Übereinstimmung nicht gänzlich ausschließen, dass möglicherweise doch Unterschiede existieren. Um im Fall der Messung zweier identischer Anisotropiewerte die Wahrscheinlichkeit für ein solch zufälliges Zustandekommen zu reduzieren und dadurch auch die Signifikanz der Aussage zu erhöhen, empfiehlt es sich daher, die Anisotropievergleiche auf mehrere unterschiedliche Spaltsysteme mit verschiedenartigen Sattelpunktskonfigurationen auszudehnen. Andererseits wäre jedoch bereits eine einzige zweifelsfreie Feststellung eines abweichenden Anisotropieverhältnisses ein hinreichender Beweis für die Existenz unterschiedlicher Übergangszustände am Sattelpunkt, was unmittelbar zur Folge hätte, dass überraschenderweise schon zu diesem frühen Zeitpunkt der Spaltung die Veranlagung zur Erzeugung eines ternären Teilchens im Kern vorhanden ist.

Zur Durchführung der Experimente wurde eigens ein im Hinblick auf die kritische ternäre Ausbeute hin optimierter Messaufbau entworfen und gebaut. Dies war

nötig, da eine bereits vorhandene Messkammer aus vorangegangenen Untersuchungen zum selben Thema infolge großer Untergrundprobleme — verursacht durch die hochenergetischen schnellen Neutronen im MeV-Bereich — nicht eingesetzt werden konnte. Für die Detektion der Spaltfragmente wurde hierbei eine Doppelionisationskammer eingesetzt, die durch ihre Fähigkeit, die gesamte kinetische Energie der Teilchen zu detektieren, eine gute Diskriminierung der Spalt Ereignisse vom Untergrund erlaubt. Eine Besonderheit im Aufbau der Ionisationskammer bestand in der Verwendung eines sehr großen und dicken Urantargets zur Gewährleistung einer akzeptablen ternären Zählrate. Die erforderliche Uranmenge (insgesamt 100 mg) zwang zur Verwendung eines für Spaltfragmente nicht transparenten Targetbackings. Die daraus resultierenden negativen Auswirkungen auf die Güte der Fragmentspektren (Energieverluste, Abschirmeffekte, Verlust des zweiten Spaltfragments) mussten wohl oder übel in Kauf genommen werden. Diese speziellen Eigenheiten der Ionisationskammer konnten allerdings mit Hilfe eines eigens zu diesem Zweck erstellten Monte-Carlo-Simulationsprogramms sehr gut verstanden und sogar quantitativ reproduziert werden. Die eigentliche Messaufgabe, der Vergleich zwischen ternärer und binärer Fragment-Winkelanisotropie, war von den hier erwähnten Einschränkungen in keinsten Weise betroffen. Die ternären α -Teilchen wurden separat mittels Sperrschichtoberflächenzähler (SBDs) detektiert. Bezüglich der SBDs musste aufgrund auftretender Strahlenschäden auf einen zusätzlichen Schutz der Halbleiterdioden vor den schnellen Spaltneutronen geachtet werden. Zu diesem Zweck wurde ein lithiumgetränkter Paraffinkollimator gebaut und am Strahlrohrende geeignet einjustiert. Eine in die Kammer integrierte Flüssigkeitskühlung erlaubte zusätzlich eine Kühlung der Detektoren. Die gesamte Messvorrichtung war drehbar konstruiert, um so die beiden Messrichtungen — 0° und 90° zwischen Neutroneneinfallrichtung und Ionisationskammerachse — schnell und einfach ausmessen zu können. Das eigentliche Experiment fand in drei mehrwöchigen Messzyklen am institutseigenen 4 MeV Van-de-Graaff Beschleuniger auf der Rosenau, Tübingen statt.

Mit dem neuen Messaufbau konnten sowohl die Spaltfragmente als auch die ternären Teilchen sicher vom neutroneninduzierten Untergrund in der Messkammer getrennt werden. Die Bestimmung bzw. Eingrenzung des zur Anisotropieberechnung benötigten Flugwinkels der Spaltfragmente in der Ionisationskammer konnte trotz der durch das große Urantarget verursachten Probleme zufriedenstellend gelöst werden. Die sich daraus ergebenden binären Anisotropiespektren zeigten jedoch starke Abweichungen von der anfangs erwarteten theoretischen Form der Verteilungen. Erst detaillierte Monte-Carlo-Simulationsberechnungen der *NCP*- (normierte Kathodenpulshöhe) und Driftzeitspektren der Elektronen in der Ionisationskammer, die auch die minimale Schwerpunktsbewegung des Compoundkerns mitberücksichtigen — bei 1.6 MeV Neutronen ca. 7 keV im Vergleich zu Spaltfragmenten im Bereich von 100 MeV —, erbrachten eine schlüssige Erklärung für die in vorderer und hinterer Kammerhälfte („vorne“ und „hinten“ relativ zum Neutronenstrahl) gemessenen unterschiedlichen Anisotropiewerte. χ^2 -Fits dieser simulierten Anisotropiespektren an die gemessenen Verteilungen ergaben dann sowohl für die sich in ihrer Form in den beiden Kammerhälften stark unterscheidenden Verteilungen als auch für die nach *NCP*- und Driftzeitmethode unterschiedlich bestimmten Anisotropiewerte eine hervorragende Übereinstimmung mit Literaturdaten. Dieses schöne Ergebnis stellt

natürlich einen starken Hinweis auf die einwandfreie Funktionsweise der aufgrund der ternären Erfordernisse für eine präzise binäre Anisotropiemessung nur bedingt geeigneten Messapparatur dar.

Bezüglich der ternären Winkelanisotropiemessung ist eine saubere Detektion und eindeutige Trennung der ternären Ereignisse vom Untergrund der binären Spaltungen von entscheidender Bedeutung. Dies wird bereits daran deutlich, dass im Rahmen dieser Arbeit bei einer Gesamtsumme von über 40 Millionen detektierter Spaltungen lediglich etwa 1300 ternäre Ereignisse beobachtet werden konnten. Für die sichere Diskriminierung dieser sehr seltenen Ereignisse vom hohen Untergrund in den α -Detektoren — verursacht durch Stöße der schnellen die Spaltung auslösenden Neutronen mit den Gitteratomen des Halbleiters — konnte wesentlich die Koinzidenz des ternären Teilchens mit dem dazugehörigen Spaltereignis in der Ionisationskammer herangezogen werden. Als besonders hilfreich in diesem Zusammenhang erwies sich, dass während der Datenaufnahme jedes Ereignis einzeln und mit der gesamten verfügbaren Information aufgezeichnet wurde, auf die so in der späteren Datenanalyse zurückgegriffen werden konnte. Das größte Problem in der ternären Auswertung stellt naturgemäß die geringe Anzahl der detektierten ternären Ereignisse dar. Die durch sie bedingte niedrige Statistik macht eine direkte, dem binären Fall analoge Bestimmung der Anisotropie unmöglich. Aus diesem Grund wurde „nur“ ein Relativvergleich zwischen den ternären und binären Verteilungen durchgeführt, wobei zur Erhaltung einer Mindestanzahl von Ereignissen die Anzahl der Vergleichsintervalle (bezüglich des Winkels zwischen Spaltfragment und Kammerachse) auf drei begrenzt wurde. Die Durchführung dieses reinen ternär – binär Vergleichs erscheint auch deshalb als sinnvoll und erlaubt, da die einwandfreie Funktionsweise der Messkammer bezüglich der Winkel- und Anisotropiebestimmung bereits im Rahmen der binären Auswertung zweifelsfrei gezeigt werden konnte.

Insgesamt konnte in dieser Arbeit das Verhältnis zwischen ternärer und binärer Winkelanisotropie $A^{\text{ter}}/A^{\text{bin}}$ für die Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ bei zwei verschiedenen Neutronenenergien im Bereich der Spaltschwelle, 1.6 und 1.8 MeV, bestimmt werden. Gefunden wurde für $E_n = 1.6$ MeV ein Wert von 1.04 ± 0.09 , für $E_n = 1.8$ MeV ergab sich 0.97 ± 0.11 . Beide Werte stimmen im Rahmen der statistischen Fehler mit der Annahme einer identischen Anisotropie im binären wie auch im ternären Verlauf der Spaltung gut überein. Ein für die gleiche Reaktion schon früher publiziertes abweichendes Anisotropieverhältnis von 1.18 ± 0.08 bei einer Neutronenenergie von 1.6 MeV [Bon95] konnte nicht verifiziert werden, ist mit dem hier bestimmten Wert statistisch aber auch nicht unverträglich bzw. auszuschließen. Allerdings sprechen die beiden in dieser Arbeit gefundenen ternär zu binär Anisotropieverhältnisse gegen das Vorhandensein einer solchen Abweichung, schließlich wurden sie bei zwei verschiedenen Neutronenenergien und somit jeweils unterschiedlichen Sattelpunktskonfigurationen des spaltenden Systems ermittelt. Unterstützt wird diese Ansicht zusätzlich durch die Übereinstimmung in der Aussage mit sämtlichen anderen hier vorgestellten Experimenten zum Entstehungszeitpunkt des ternären Teilchens während der Spaltung. Beispielsweise ergaben Messungen des *PNC*-Effekts für $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ und $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ ein ternär zu binär Asymmetrieverhältnis von 1.05 ± 0.10 bzw. 1.12 ± 0.08 [Gön94] (Auch die Größe des beobachtbaren *PNC*-

Effekts wird wesentlich durch die Eigenschaften der beteiligten Sattelpunktzustände mit beeinflusst).

Zusammenfassend wurden im Rahmen dieser Arbeit zur Klärung des Entstehungszeitpunkts des ternären Teilchens während des Spaltprozesses Anisotropieuntersuchungen an zwei Spaltsystemen durchgeführt. Hierbei konnte keine signifikante Abweichung der ternären Anisotropie vom binären Fall gefunden werden. Die Tatsache, dass für eine Reihe von Spaltreaktionen sowohl paritätsverletzende Asymmetrien als auch paritätserhaltende Anisotropien in der Winkelverteilung der Fragmente keine Unterschiede zwischen ternärer und binärer Spaltung erkennen lassen, wird als Beweis dafür angesehen, dass die Entscheidung über die Bildung eines zusätzlichen ternären Teilchens erst später gegen Ende des Spaltprozesses, auf jeden Fall aber erst nach dem Überschreiten der äußeren Spaltbarriere getroffen wird. Eine eventuell schon in einem früheren Stadium der Spaltung vorhandene Präferenz oder Veranlagung zur Ausbildung eines ternären Teilchens konnte nicht festgestellt werden. Die ternären Teilchen sind am Sattelpunkt der Spaltung noch nicht sichtbar. Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstützen folglich auch die in gängigen Modellen zur ternären Spaltung vorherrschende Ansicht, dass das ternäre Teilchen erst in der allerletzten Phase der Spaltung, dem unmittelbaren Auseinanderbrechen des Compoundkerns aus dem Halsbereich zwischen den sich bereits voneinander entfernenden Präfragmente gebildet wird. Die ternäre Spaltung kann deshalb als eine Art zweistufiger Prozess angesehen werden, bei dem sich einer bis zum Szissionspunkt „normal“ verlaufenden binären Spaltung in seltenen Fällen die Bildung eines zusätzlichen dritten Teilchens anschließt.

Literaturverzeichnis

- [Boh39] N. Bohr, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56** (1939) 426.
- [Boh56] A. Bohr, *Proc. Int. Conf. on peaceful uses of atomic energy*, Geneva 1955, United Nations New York (1956) Vol. II 151.
- [Bon95] L. N. Bondarenko, F. Gönnerwein, J. Kaufmann et al., *Physics of Atomic Nuclei* **58** (1995) 1077.
- [Bro90] U. Brosa, S. Grossmann, A. Müller, *Phys. Rep.* **197** (1990) 167.
- [Bro99] U. Brosa et al., *Phys. Rev.* **C59** (1999) 767.
- [Bun49] O. Bunemann, T. E. Cranshaw und J. A. Harvey, *Can. J. Research.* **27A** (1949).
- [Car75] N. Carjan, A. Sandulescu und V. V. Pashkevich, *Phys. Rev.* **C10** (1975) 782.
- [Fra79] H. Frauenfelder und H. Henley, *Teilchen und Kerne, Subatomare Physik*, Oldenbourg Verlag, München (1979).
- [Fon69] P. Fong, *Statistical Theory of Nuclear Fission*, Gordon and Breach, New York (1969).
- [Fon71] P. Fong, Mechanism and rate of long range alpha particle emission in fission, *Phys. Rev.* **C3** (1971) 2025.
- [Gra94] U. Graf, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1994).
- [Gib63] J. H. Gibbons und H. W. Newson, In *Fast Neutron Physics*, ed. J. B. Marion und J. L. Fowler Pt. I, Wiley & Sons Interscience, New York (1963).
- [Gön87] F. Gönnerwein, J. P. Bocquet, R. Brissot et al., *Proc. XVIIth Int. Symp. on Nuclear Physics*, Castle of Gaussig, ed. D. Seeliger und H. Kalka, ZfK-646, GDR (1987) 129.
- [Gön94] F. Gönnerwein, A. V. Belozerov, A. G. Beda et al., *Nucl. Phys.* **A567** (1994) 303.
- [Gö94a] F. Gönnerwein und M. Hesse, *Proc. of the Workshop on Nuclear Fission and Fission-Product Spectroscopy Seyssins* (1994) 18.

- [Gus67] C. Gustafson, P. Möller, S. G. Nilsson et al., *Proc. Int. Symp.: Why and how should we investigate Nuclides far off the Stability Line*, Lysekil, Sweden, 1966, Almqvist and Wiksell, Stockholm, *Ark. Fys.* **36** (1967) 613.
- [Hah39] O. Hahn und F. Straßmann, *Naturwissenschaften* **27** (1939) 11.
- [Hal71] I. Halpern, Three Fragment Fission, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **21** (1971) 245.
- [Hes95] H. M. Hess, Diplomarbeit, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1995).
- [Hes97] M. Hesse, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1997).
- [Hui67] J. R. Huizenga, In *Int. Nucl. Phys. Conf.*, ed. R. L. Becker, C. D. Goodman et al., Academic Press, New York (1967) 721.
- [Hun85] S. R. Hunter, J. G. Carter und L. G. Christophorou, *J. Appl. Phys.* **58** (1985) 3001.
- [Jes01] P. Jesinger, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen (2001).
- [Kau96] J. Kaufmann, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1996).
- [Kön63] H. G. König, Bau eines Long Counters, Vorarbeiten, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1963).
- [Köt99] A. Kötze, Dissertation, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1999).
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin (1987).
- [Mär90] D. Seeliger, H. Märten und A. Ruben, *Contributions to the Theory of Fission Neutron Emission*, INDC(GDR)-057, Distr.: L, IAEA Nuclear Data Section, Vienna (1990).
- [May92] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner Verlag, Stuttgart (1992).
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif et al., *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlag, Weinheim (1988).
- [Mut93] M. Mutterer und J. P. Theobald, In *Handbook of Nuclear Decay Modes*, ed. D. N. Poenaru und W. Greiner, CRC Press, Boca Raton, Florida, USA (1993).
- [Mye67] W. D. Myers und W. J. Swiatecki, *Proc. Int. Symp.: Why and how should we investigate Nuclides far off the Stability Line*, Lysekil, Sweden, 1966, Almqvist and Wiksell, Stockholm, *Ark. Fys.* **36** (1967) 343.

- [Neu90] D. Neuberger, Primärbericht Kernforschungszentrum Karlsruhe, *Experimentelle und theoretische Temperaturverteilung spezieller Targetkonstruktionen*, 14 01 01 P32C, IK III (1990).
- [Nil69] S.G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski et al., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 1.
- [Tan87] O. Tanimura und T. Fließbach, Dynamical model for alpha particle emission during fission, *Z. Phys.* **A328** (1987) 475.
- [Trol] TrollTech, <http://WWW.TROLLTECH.COM>.
- [Root] ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework, <http://ROOT.CERN.CH>.
- [RTLi] FSMLabs / RTLinux: Hard Real-time Solutions, <http://WWW.FSMLABS.COM>, FSMLabs Inc., 115 D Abeyta Ave, Socorro, NM 87801, USA.
- [Rub88] V. A. Rubchenya und S. G. Yavshits, *Z. Phys.* **A329** (1988) 217.
- [Sak85] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley (1985).
- [San47] T. San Tsiang et al., *Phys. Rev.* **71** (1947) 382.
- [Sch87] P. Schall, P. Heeg, M. Mutterer et al., *Proc. Int. Symp.: Dynamics of collective Phenomena in Nuclear and Subnuclear Long Range Interactions in Nuclei*, Bad Honnef, Germany, 1987, ed. P. David, World Scientific, New York (1987) 77.
- [Sha85] M. M. Sharma und G. K. Mehta, *Pramana* **24** (1985) 131.
- [Shp89] D. L. Shpak, *Sov. J. Nucl. Phys.* **50** (1989) 574.
- [Ste96] H. Stephan, Diplomarbeit, Physikalisches Institut Universität Tübingen (1996).
- [Str67] V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys. A* **95** (1967) 420.
- [Ter65] J. Terrell, *Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission Vol. II*, IAEA, Salzburg (1965) 3.
- [Trim] TRIM Version 1998.4 nach J. F. Ziegler, <http://WWW.SRIM.ORG> und *The stopping power and ranges of ions in solid* **Vol. 1**, Pergamon Press (1985).
- [Uni74] J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin et al., *Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission Vol. II*, IAEA, Vienna (1974).
- [Val76] G. V. Valskii, Yield of light nuclei in ternary fission, *Yad. Fiz.* **24** (1976) 270.
- [Van73] R. Vandenbosch und J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, New York and London (1973).

- [Vari] 3D/2D CAD systems for mechanical engineering, <http://WWW.VARICAD.COM>, VariCAD Ltd, Udolni 792, Liberec 460 01, Czech Republic.
- [Wag91] C. Wagemans, *The Nuclear Fission Process*, CRC Press, Boca Raton (1991) 7.
- [Wah88] A. C. Wahl, *Atomic and Nuclear Data Tables* **Vol. 39, No. 1** (1988).
- [Whe63] J. A. Wheeler, In *Fast Neutron Physics*, ed. J. B. Marion und J. L. Fowler, Pt. II, Wiley & Sons Interscience, New York (1963).
- [Wei91] H Weigmann, In *The Nuclear Fission Process*, ed. C. Wagemans, CRC Press, Boca Raton (1991) 7.
- [Wig59] E. P. Wigner, *Group theory and its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra*, Academic Press, New York and London (1959) chap. 19.
- [Wil76] B. D. Wilkins, E. P. Steinberg und R. R. Chasman, *Phys. Rev.* **C14** (1976) 1832.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Herrn Prof. Dr. Friedrich Gönnerwein für die Überlassung und die intensive Betreuung dieser interessanten und abwechslungsreichen Arbeit besonders herzlich danken. Sein ständiges Interesse und sein herausragendes Wissen auf dem Gebiet der Kernspaltung gepaart mit vielen fruchtbaren Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Großen Dank schulde ich ebenfalls Herrn Dipl. Phys. Walter Rochow und Herrn Manuel Brandt vom Hochspannungslabor des Physikalischen Instituts auf der Rosenau, Tübingen. Ohne ihre tatkräftige Hilfe sowohl beim Betrieb des Van-de-Graaff-Beschleunigers als auch bei der Durchführung der Messungen wäre dieses Experiment nicht möglich gewesen.

Ein gutes Arbeitsklima innerhalb der Arbeitsgruppe ist sehr wichtig. Aus diesem Grund möchte ich mich auch bei allen (ehemaligen) Mitarbeitern unserer Arbeitsgruppe recht herzlich für die tolle Atmosphäre und die vielen interessanten Diskussionen bedanken: Dr. Mohammed Ait-Salem, Dr. Michael Hesse, Dr. Marcus Wöstheinerich und Dr. Jürgen Kaufmann. Die Aufzählung schließt mit Dr. Peter Jesinger ab, dem ich für seine Mithilfe bei der Planung und Durchführung des Experiments — gerade in Computerfragen — zu besonderem Dank verpflichtet bin.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. Manfred Mutterer und Herrn von Kalben von der TU-Darmstadt für den Bau und die Bereitstellung der im Experiment essentiellen Halbleiterdetektoren bedanken. Gleiches gilt für die verwendeten Uran- und Lithiumtargets: Dank an Herrn Dr. Trautmann vom Institut für Radiochemie der Universität Mainz und Herrn Dipl. Phys. Roller vom Forschungszentrum Karlsruhe.

Vielen Dank auch an Herrn Brodbeck und Herrn Schreyer und an alle Mitarbeiter der Mechanik- und Elektronikwerkstatt des Instituts für ihre stets schnelle und unkomplizierte Hilfe. Besonders möchte ich mich hierbei bei Herrn Ackermann für die sehr sorgfältige und nicht immer leichte Herstellung der diffizilen Ionisationskammerelektroden bedanken.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Stefan Dilger
Geburtstag	25. März 1967
Geburtsort	Villingen-Schwenningen

Schulischer Werdegang

08/1974 - 07/1978	Grundschule am Warenberg Villingen
08/1978 - 07/1987	Gymnasium am Romäusring Villingen
Mai 1987	Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst

07/1987 - 02/1989	Malteser-Hilfswerk Villingen
-------------------	------------------------------

Studium und Promotion

04/1989 - 04/1996	Studium Physik an der Universität Tübingen
Februar 1996	Diplom
02/1997 - 06/2004	Anfertigung einer Doktorarbeit auf dem Gebiet der Kernphysik zum Thema „Winkelanisotropie in der ternären Kernspaltung: Untersuchung der Winkelverteilung der Spaltfragmente in der Reaktion $^{238}\text{U}(n,f)$ “.
Juli 2004	Promotion an der Fakultät für Physik, Physikalisches Institut der Universität Tübingen.

Bisherige Tätigkeit

09/94 - 03/95	Wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Tübingen
09/96 - 11/96	Praktikum in der Halbleiteranalyse der Firma Robert Bosch GmbH in Reutlingen
12/96 - 01/03	Beschäftigung als Praxisstudent bei der Robert Bosch GmbH in Reutlingen

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren

M. Baumann, M. Brendle, H. Clement, W. Dittrich, H.-D. Ebert, H. Fäßler, H. Fischer, K.-H. Gaukler, F. Gönnenwein, W. Hartmann, F. Hasselbach, H. Hipp, K. H. Herrmann, R. Hübener, C. Jönsson, E. Kasper, F. Lenz, H. Lichte, O. Lutz, G. Mertens, H. Mütter, W. Nakel, H. Pfister, H. Reinhardt, R. Schief, E. Schmid, A. Schwenk, G. Staudt, H. Stumpf, J. Strähle, G.J. Wagner und H. Wittern.