

Energiekalibrierung für das ANKE-Experiment

Energy calibration for the ANKE experiment

Bachelorarbeit
im Fachbereich Physik der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
CHRISTOPHER FRITZSCH
aus Münster

– August 2011 –

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
2.2	Das statische Quarkmodell	4
2.3	Relativistische Kinematik	6
2.4	Die Bethe-Bloch-Formel	8
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Das Zyklotron JULIC als Injektor	13
3.2	Der Beschleuniger- und Speicherring COSY	15
3.3	Der ANKE-Aufbau	16
3.4	Das Vorwärtsdetektorsystem	18
3.5	Das Triggersystem	21
3.6	Verwendete Software	22
4	Untersuchungen	23
4.1	Vorsortierung und Simulationen	23
4.2	Entwicklung einer ersten Kalibrierungsmethode	26
4.3	Energiekalibrierung	29
4.4	Bestimmung der Geradengleichungen für Simulationen	31
4.5	Bestimmung der Geradengleichungen für gemessene Daten	37
4.6	Bestimmung der Kalibrierungsparameter	43
4.7	Überprüfung der Messergebnisse	45
5	Zusammenfassung	51

1 Einleitung

Mit der Frage nach den Bestandteilen der Materie befasst sich die Menschheit schon seit vielen Jahrhunderten. Bereits vor 2500 Jahren beschäftigte sich der griechische Naturphilosoph Demokrit mit dieser Frage. Er stellte die Hypothese auf, dass die Welt aus kleinsten unteilbaren Teilchen, den Elementarteilchen, besteht. Damals konnte er jedoch die Menschheit nicht von seinen Ansichten überzeugen, sodass die von Aristoteles aufgestellte Vier-Elemente-Lehre viele Jahrhunderte als das Modell der Bestandteile der Materie angesehen wurde. Heute weiß man, dass dieses Modell nicht der Realität entspricht. Seit Anfang des 19. Jahrhunderts versuchten viele Wissenschaftler diesem Rätsel auf die Spur zu kommen. Eine der ersten Erkenntnisse auf der Suche nach den Grundbausteinen der Materie war, dass die verschiedensten Elemente aus Atomen bestehen, welche sich aus dem positiv geladenen Atomkern und der negativ umgebenden Elektronenhülle zusammensetzen. Der Atomphysiker E. Rutherford und sein Schüler J. Chadwick konnten den Nachweis erbringen, dass die Atomkerne wiederum aus weiteren Teilchen bestehen, den Protonen und Neutronen, deren Substruktur mit Hilfe der ersten Teilchenbeschleuniger nachgewiesen werden konnte. Desweiteren konnten bei Streuprozessen an Teilchenbeschleunigern neue kurzlebige Teilchen beobachtet werden, die als Leptonen und Hadronen bezeichnet werden. Aufgrund der ständig andauernd Weiterentwicklung der Teilchenbeschleuniger bis zum heutigen Tag, konnten zahlreiche neue Teilchen entdeckt werden, die einen ganzen Teilchenzoo bilden. Die aktuell umfassendste Theorie, welche die Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen, sowie deren Aufbau und Eigenschaften beschreibt, ist das Standardmodell der Elementarteilchen.

Die in dieser Bachelorarbeit zu analysierenden Daten stammen aus einer Strahlzeit am ANKE-Experiment des Teilchenbeschleunigers COSY am Forschungszentrum Jülich, deren Ziel die Untersuchung der Reaktionen

$$d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta \quad \text{und} \quad d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^- \quad (1.1)$$

ist. Aktuell werden diese Daten im Rahmen dreier Doktorarbeiten der Arbeitsgruppe Khoukaz der Westfälische Wilhelms-Universität Münster in Bezug auf die Bestimmung der η -Meson Masse [Gos], den ABC-Effekt [Mie] und der ${}^3\text{He}$ Endzustandswechselwirkung [Pap] analysiert. Dazu ist es notwendig die zu untersuchenden Reaktionen (Formel 1.1) eindeutig zu identifizieren, was über eine Selektierung der ${}^3\text{He}$ -Kerne von anderen Reaktionsprodukten, wie zum Beispiel Protonen oder Deuteronen, realisiert werden kann.

Die Zuordnung der bei Streuprozessen entstandenen geladenen Teilchen kann dabei über den teilchenabhängigen Energieverlust, der durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben ist, in Materie erfolgen. Dazu werden Detektoren benötigt, die diesen charakteristischen Energieverlust verschiedener Teilchen registrieren. Im Fall des ANKE-Dektors handelt es sich um Plastiksintillatoren, die zu mehreren Szintillatorlatten zusammengefügt werden. Zur eindeutigen Teilchenidentifikation der ${}^3\text{He}$ -Kerne über ihren Energieverlust, wird im Rahmen dieser Arbeit eine Energieverlustkalibrierung der Detektoren des Vorwärtsdetektorsystems am ANKE-Experiment durchgeführt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Die kleinsten Bausteine unseres Universums sind die Elementarteilchen. Sie lassen sich in zwei Klassen einteilen, die Quarks und Leptonen genannt werden. Beide Klassen bestehen aus jeweils 6 Leptonen bzw. Quarks mit ihren jeweiligen Antiteilchen mit entgegengesetzten additiven Quantenzahlen. Demnach ergeben sich insgesamt 24 Elementarteilchen die in drei unterschiedliche Generationen/Familien mit jeweils zwei Quarks bzw. Leptonen und zwei Antiquarks bzw. Antileptonen unterteilt werden können (siehe Abb. 2.1).

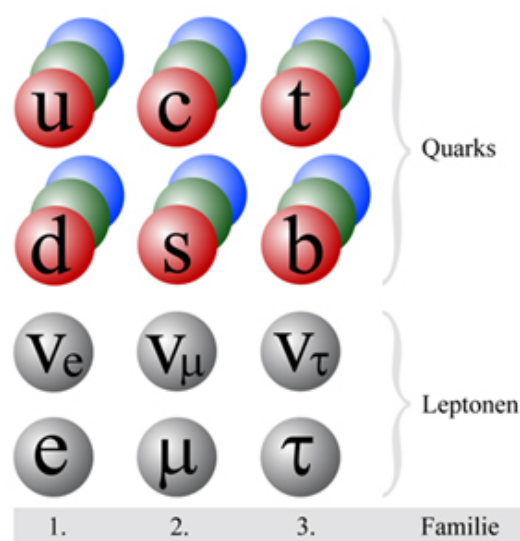


Abbildung 2.1: Unterteilung der verschiedenen Elementarteilchen [1].

Die vier fundamentalen Kräfte der Physik halten diese Elementarteilchen zusammen und werden durch Eichbosonen (Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin) vermittelt [Wes10]. Zu den fundamentalen Kräften zählen die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung.

Die Gravitation ist eine anziehende Kraft, deren Reichweite unendlich ist. Das dazugehörige, aber noch nicht nachgewiesene, Austauschteilchen koppelt an die Masse und wird Graviton genannt. Für die Teilchenphysik spielt diese Kraft jedoch nur eine untergeordnete Rolle, da sie im Verhältnis zu den anderen Kräften sehr schwach ist.

Das Photon, das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, koppelt an die elektrische Ladung. Aufgrund der Tatsache, dass das Photon ebenso wie das Graviton keine Ladung trägt und masselos ist, ist die Reichweite dieser Wechselwirkung ebenfalls unendlich.

Die schwache Wechselwirkung wird durch die Austauschteilchen W^+ , W^- und Z^0 vermittelt, die an die schwache Ladung koppeln. Aufgrund der hohen Massen der Austauschteilchen besitzt diese Kraft die geringste Reichweite von etwa 10^{-18} m. Das Gluon koppelt an die Farbladung und vermittelt die starke Wechselwirkung. Nur Quarks und Gluonen sind farbgeladen, sodass auch nur sie dieser Wechselwirkung unterliegen. Es existieren acht Gluonen, die masselos und elektrisch neutral sind und eine Farbe und Antifarbe tragen. Gluonen können selbstwechselwirken, sodass die Reichweite dieser Kraft trotz nicht vorhandener Masse der Austauschteilchen nur ca. 10^{-15} m beträgt. Die starke Wechselwirkung sorgt vor allem für die Stabilität der Atomkerne und zudem für den Zusammenhalt der Quarks in den Hadronen.

2.2 Das statische Quarkmodell

Hadronen sind Teilchen die der starken Wechselwirkung unterliegen und sich aus Quarks und/oder Antiquarks zusammensetzen. Es wird zwischen Mesonen (Zwei-quarkzustände) und Baryonen (Dreiquarkzustände) unterschieden. Baryonen bestehen aus 3 Quarks (Spin 1/2-Teilchen), besitzen somit einen halbzahlgigen Spin und sind farbneutral. Nach den Gesetzen der starken Wechselwirkung können

Quarks die Farbladungen rot, grün und blau und Antiquarks die Farbladungen antirot, antigrün und antiblau tragen. Farbneutral bedeutet in Bezug auf die Baryonen drei Quarks oder Antiquarks mit drei verschiedenen Farbladungen. Die bekanntesten Baryonen sind das Proton (uud) und das Neutron (udd).

Mesonen setzen sich genau aus einem Quark mit einer Farbe und einem Antiquark mit der dazugehörigen Antifarbe zusammen und sind somit genau wie die Baryonen farbneutral. Mesonen besitzen immer einen ganzzahligen Gesamtspin von $S = 1$ (Spin parallel) oder $S = 0$ (Spin antiparallel).

Betrachtet man nun Mesonen mit einem Bahndrehimpuls $l = 0$, so lassen sich diese wieder in zwei verschiedene Klassen unterteilen, den pseudoskalaren Mesonen und den Vektormesonen, die jeweils eine negative Parität von $P = -1$ besitzen. Pseudoskalare Mesonen sind Mesonen, bei denen Quark und Antiquark antiparallel ausgerichtet sind und somit $S = 0$ gilt. Die abkürzende Schreibweise lautet hier $J^P = 0^-$. Bei Vektormesonen sind die Spins der Quarks und Antiquarks parallel ausgerichtet. Demnach werden sie mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ beschrieben. Die möglichen Kombinationen der drei leichten Quarks und Antiquarks lassen sich graphisch darstellen, indem die dritte Komponente des Isospins I_3 , auch schwache Ladung genannt, gegen die Hyperladung H aufgetragen wird, die sich wie folgt aus Baryonenzahl B und Strangeness S zusammensetzt:

$$H = B + S. \quad (2.1)$$

Die für die graphische Darstellungen wichtigen Quantenzahlen der drei leichten Quarks (u, d, s) sind aus Tab. 2.1 zu entnehmen.

Quark	I	I_3	S	B
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
s	0	0	-1	$\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Quantenzahlen der drei leichten Quarks.

In Abb. 2.2 sind die neun möglichen pseudoskalaren Mesonen dargestellt.

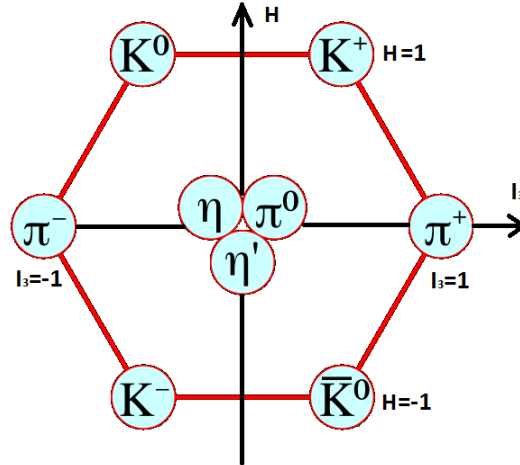


Abbildung 2.2: Mesonennonett für pseudoskalare Mesonen [2].

Das η - und η' -Meson wird dabei als Mischzustand aus den beiden Zuständen η_1 und η_8 mit identischen Quantenzahlen beobachtet.

2.3 Relativistische Kinematik

Die bei Stoßprozessen an Teilchenbeschleunigern entstanden Teilchenreaktionen lassen sich nicht mit Hilfe der klassischen Kinematik beschreiben, da sich die Geschwindigkeiten der Stoßteilchen nahe an der Lichtgeschwindigkeit befinden, sodass eine relativistische Überlegung vonnöten ist. Am ANKE-Experiment werden beschleunigte Strahlteilchen (Teilchen A) auf ein ruhendes Target (Teilchen B) geschossen, wobei sich hier der Schwerpunkt des Gesamtsystems bewegt. Teilchenreaktionen können jedoch auch in einem anderen Bezugssystem als dem Laborsystem (kurz: LS) beschrieben werden, dem Schwerpunktsystem oder auch „center of mass system“ (kurz: CMS). Die Impulse der an der Reaktion teilnehmenden Teilchen sind dabei entgegengesetzt.

$$\vec{p}_a = -\vec{p}_b \quad \Rightarrow \quad \vec{p}_a + \vec{p}_b = 0. \quad (2.2)$$

Demnach verändert sich die Position des Schwerpunkts des Gesamtsystems vor und nach dem Stoßprozess nicht, sondern ruht an einem Punkt (siehe Abb. 2.3), da die Impulse der Reaktionsprodukte wiederum entgegengesetzt ausgerichtet sind.

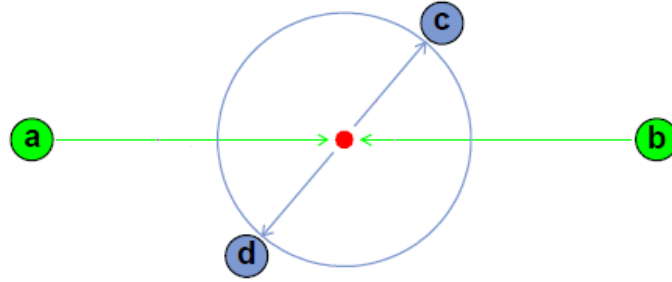


Abbildung 2.3: Skizze von Stoßprozessen im CMS [Mer07].

Der Übergang zwischen Labor- und Schwerpunktsystem erfolgt aufgrund der relativistischen Betrachtung nicht mehr durch die Galileitransformation, sondern durch die relativistische Lorentztransformation. Dazu werden zur Vereinfachung die sogenannten Vierervektoren \mathbb{P} , die sich aus der Energie E (nullte Komponente) und dem dreidimensionalen Impulsvektor \vec{P} des Teilchens zusammensetzen, eingeführt.

$$\mathbb{P} = (E/c, p_x, p_y, p_z). \quad (2.3)$$

Die Summe der Viererimpulse der Teilchen vor der Reaktion ist dabei gleich der Summe der Viererimpulse der Reaktionsprodukte, also bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d. \quad (2.4)$$

Der Betrag des Viererimpulsvektors ist zudem gleich der Ruhemasse des Teilchens und invariant gegenüber Lorentztransformationen. Aussagen über die Gesamtenergie kann die invariante Größe s geben. Dabei ist s definiert als das Qua-

drat der Summe der Impulsvierervektoren. Da im CMS der Gesamtimpuls immer Null ergibt, ist die Wurzel aus s gleich der Gesamtenergie der Reaktion:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d| = E_{ges}. \quad (2.5)$$

E_{ges} ist bei einer solchen Zwei-Teilchen-Reaktion wie folgt definiert:

$$E_{ges} = m_c + m_d + Q. \quad (2.6)$$

Die Größe Q ist dabei die sogenannte Überschussenergie die durch die Reaktionsprodukte als kinetische Energie aufgenommen wird. Reaktionen können also nur mit einer Überschussenergie von $Q > 0$ stattfinden.

2.4 Die Bethe-Bloch-Formel

Bei kernphysikalischen Experimenten spielt die Identifikation der Reaktionsprodukte von Streu- oder Stoßprozessen eine sehr große Rolle. Bei solchen Experimenten gilt immer die Impuls- und Energieerhaltung. Dadurch ist es möglich die Reaktion komplett zu rekonstruieren, falls man Informationen über Energie, Impuls und Spur der Teilchen gewinnen kann, sofern die Energie und der Impuls der Teilchen im Eingangszustand (vor der Reaktion) bekannt ist. Die Detektion wird durch Wechselwirkungsprozesse von Teilchen mit Materie ermöglicht:

- Anregung/Ionisation
- Bremsstrahlung
- Čerenkovstrahlung

Bei schnellen geladenen Teilchen trägt hauptsächlich die Anregung und Ionisation des Materials zum Energieverlust der Teilchen bei. Dabei wechselwirken die geladenen Teilchen mit den Hüllenelektronen des Materials und sorgen somit für eine Anregung der Atome. Die Bethe-Bloch-Formel [Leo87] dient zur Beschreibung des mittleren Energieverlustes pro Wegstrecke durch das Detektormaterial und ist quantenmechanisch definiert als:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \varrho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (2.7)$$

mit

N_a : Avogadro-Konstante	z : Anzahl der Ladung der Teilchen
r_e : Elektronenradius	β : Quotient aus $\frac{v}{c}$
m_e : Elektronenmasse	γ : $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
c : Lichtgeschwindigkeit	W_{max} : Maximaler Energieverlust bei einem Stoß
ϱ : Dichte des Detektormaterials	I : Ionisierungspotential des Detektorm.
Z : Ordnungszahl des Detektormaterials	δ : Dichtekorrekturfaktor
A : Atommasse des Detektormaterials	C : Schalenkorrekturfaktor

Dabei gehören die beiden Korrekturfaktoren nicht zu der ursprünglichen Formel, sind aber bei relativistischen Geschwindigkeiten nötig, da ansonsten die Bethe-Bloch-Formel bei diesen Geschwindigkeiten nicht mehr gelten würde. In Abb. 2.4 ist der Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve dargestellt. Auf der x-Achse ist üblicherweise $\frac{dE}{dx}/\varrho$ aufgetragen und auf der y-Achse $\beta\gamma$, sodass die Abhängigkeit von den Massen der Teilchen keine Rolle mehr spielt. Es ist zu erkennen, dass der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Kurve in etwa zwischen $\beta\gamma = 0,1$ und $\beta\gamma = 100$ liegt. Bei nichtrelativistischen Geschwindigkeiten bzw. Energien ist der mittlere Energieverlust proportional zu $1/\beta^2$. Demnach verlieren langsame Teilchen mehr Energie als schnelle Teilchen. Anschließend erreicht die Kurve ein Minimum bei etwa $\beta\gamma = 3,5$. Teilchen in diesem Energiebereich werden minimal ionisierende Teilchen (kurz MIP: "mimimal ionising particles") genannt, deren Energieverlust in etwa $\frac{dE}{dx}/\varrho = 1,5 \text{ MeVcm}^2/g$ beträgt. Anschließend ist ein erneuter Anstieg der Kurve zu erkennen, dem ein relativistischer Effekt zu Grunde liegt. Ab diesen Geschwindigkeiten findet eine transversale Ausdehnung des elektrischen Feldes statt, sodass nun geladene Teilchen mit weiter entfernten Elektronen wechselwirken können, was einen höheren Energieverlust zur Folge hat.

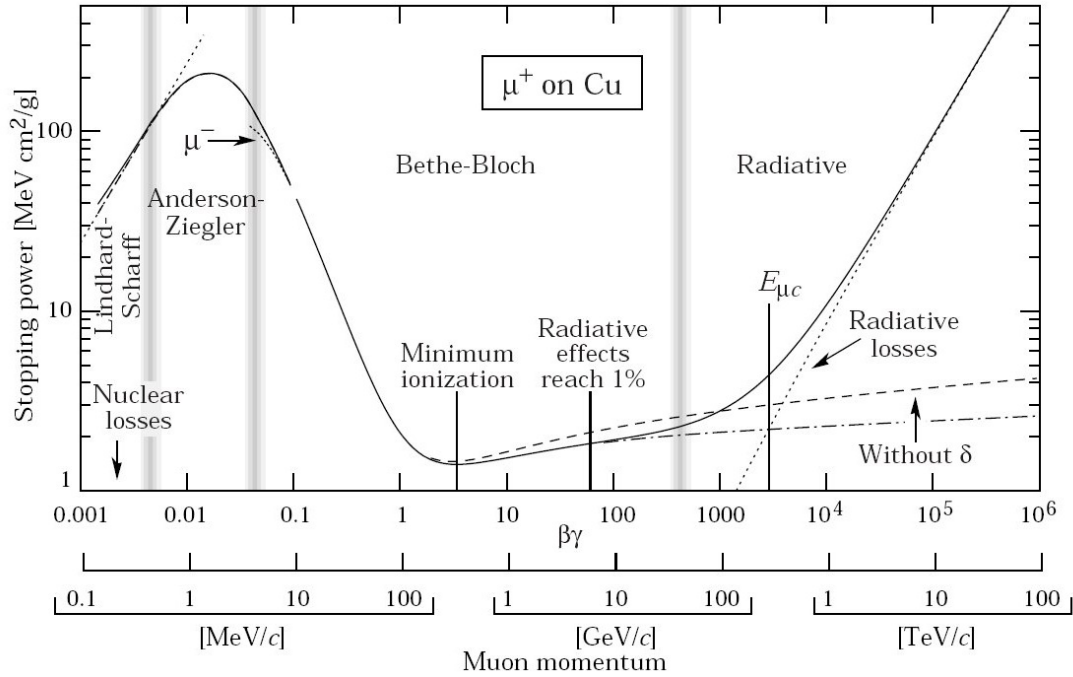


Abbildung 2.4: Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve [3].

Dieser Anstieg ist dabei jedoch durch den Korrekturterm δ begrenzt. Die zwischen dem geladenen Teilchen und dem für die Wechselwirkung betrachteten Elektron liegenden Atome schwächen das elektrische Feld der geladenen Teilchen durch Polarisierung ab. Wie stark das elektrische Feld letztendlich abgeschwächt wird, hängt von der Dichte des Detektormaterials ab, sodass der Anstieg in der Bethe-Bloch-Kurve bei Feststoffen deutlich geringer ist als bei Gasen (siehe Abb. 2.5).

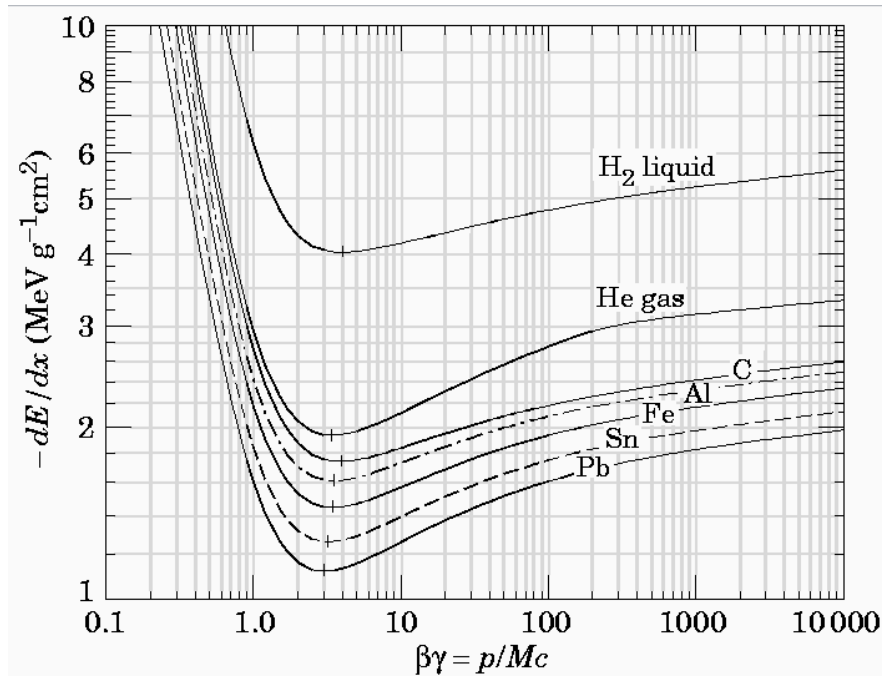


Abbildung 2.5: Energieverlust in Abhängigkeit des Detektormaterials [4].

Zur Teilchenidentifikation wird häufig der Energieverlust gegen den Impuls der Teilchen aufgetragen. Dabei wird ausgenutzt, dass Teilchen mit gleichen Impulsen aber unterschiedlichen Massen und/oder unterschiedlicher Ladung verschieden viel Energie im Absorbermaterial deponieren. Es entstehen für jedes Teilchen charakteristische Impulsbänder (siehe Kapitel 4.2), die eine Teilchenidentifikation ermöglichen.

3 Experimenteller Aufbau

Das Forschungszentrum Jülich ist eine der größten Forschungseinrichtungen Europas. Es erlaubt den verschiedensten Instituten Forschungen in den Bereichen Gesundheit, Energie, Umwelt sowie Information durchzuführen. Auch das Institut für Kernphysik ist Mitglied der Forschungseinrichtung. Dabei führt das Institut Grundlagenforschung im Bereich der Hadronen-, Teilchen- und Kernphysik durch, um ein besseres Verständnis der Strukturen von Teilchen die der starken Wechselwirkung unterliegen, zu erlangen.

Das ANKE-Experiment [Bar01] ist ein Magnetspektrometer, das sich an einem internen Experimentierplatz im Beschleunigerkomplex des Forschungszentrums Jülich befindet. Das Anagramm ANKE steht dabei für „Apparat zum Studium von Nukleon- und Kaon-Ejektilen“. Der Beschleunigerkomplex besteht aus dem Zyklotron JULIC und dem Synchrotron COSY [Mai97]. Im weiteren Verlauf soll sich zunächst mit dem Beschleuniger- und Speicherring COSY beschäftigt werden, ehe im Anschluss der ANKE-Aufbau näher beschrieben wird.

3.1 Das Zyklotron JULIC als Injektor

Das Zyklotron JULIC („JUelich Isochronous Cyclotron“) dient als Vorbeschleuniger für COSY. Mit Hilfe einer Ionenquelle werden negativ geladene Wasserstoffionen in das Zyklotron injiziert. Im Zyklotron werden sie dann auf eine Energie von 45 MeV für Protonen und 90 MeV für Deuteronen vorbeschleunigt. Anschließend können die extrahierten Ionen über eine Injektionsbeamline dem Beschleuniger-ring zugeführt werden. Kurz bevor die negativ geladenen Wasserstoffionen in den

3 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Speicherring eindringen, müssen sie durch eine dünne Kohlenstoffolie fliegen. Dabei streifen sie ihre beiden Elektronen ab, sodass nun aus den negativ geladenen, positiv geladene Wasserstoffionen (H^+ und D^+) geworden sind.

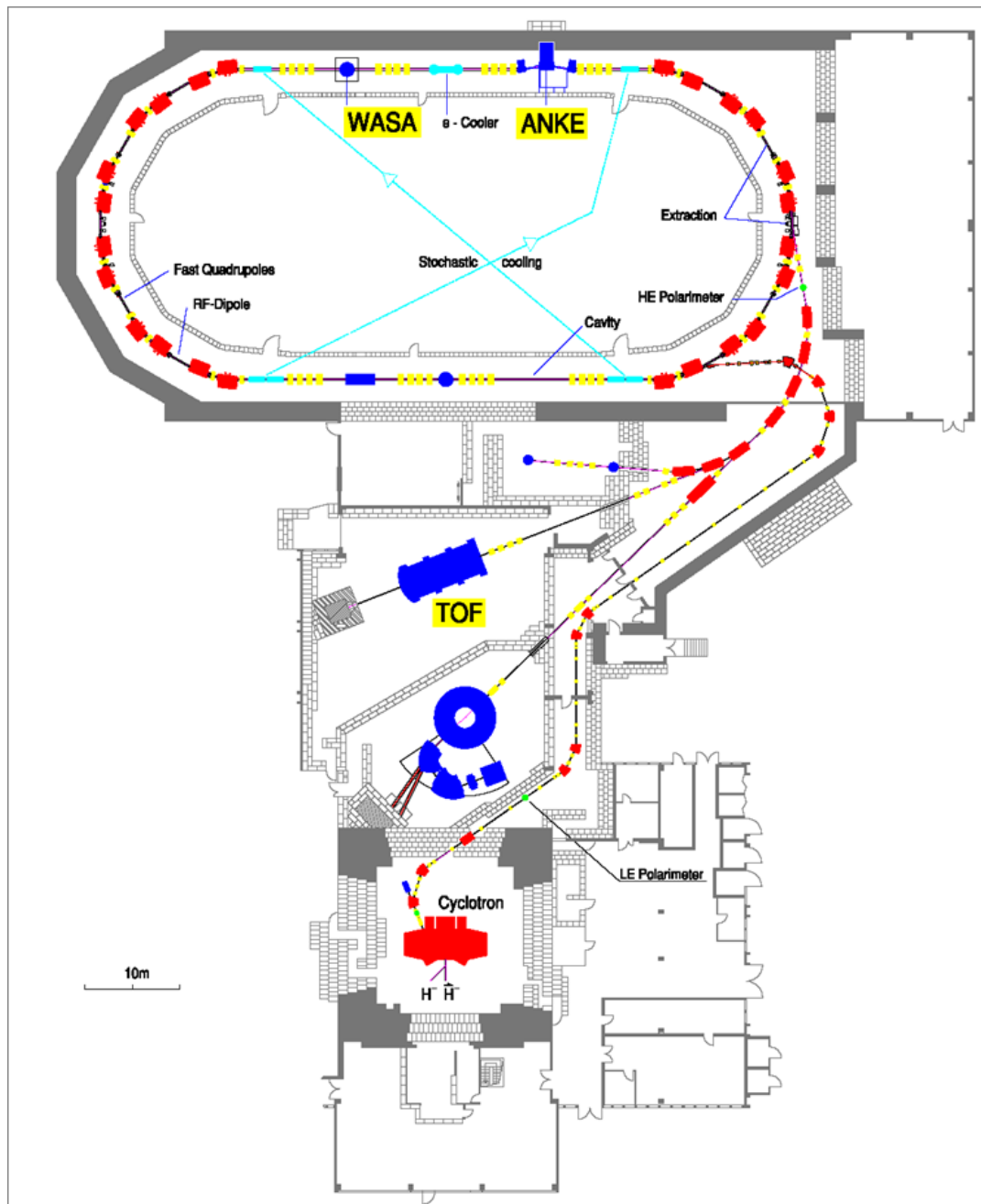


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Beschleunigerkomplexes am Forschungszentrum Jülich [5].

3.2 Der Beschleuniger- und Speicherring COSY

Der Name COSY der Beschleunigeranlage des Forschungszentrums Jülich steht für „COoler SYnchrotron“ und ist aus den beiden Kühlmechanismen der Anlage abgeleitet. Der Beschleunigerring besteht aus zwei 52 m langen Halbkreisen die über zwei 40 m lange Geraden miteinander verbunden sind. 260 Vakuumpumpen sorgen innerhalb des Beschleunigerrings für einen Druck der weniger als 10^{-9} mbar beträgt. Desweiteren sorgen 24 Dipolmagnete (je 12 innerhalb der Halbkreise) dafür, dass der Teilchenstrahl auf seiner Bahn bleibt, indem jeder Dipolmagnet den Teilchenstrahl um 15° ablenkt. Aufgrund der Coulombabstoßung der positiv geladenen Ionen müssen zur Fokussierung des Teilchenstrahls 56 Quadropole eingesetzt werden. Mit Hilfe elektrischer Felder (siehe Abb. 3.1 gelbe Bereiche) werden nun die injizierten Protonen bzw. Deuteronen beschleunigt. Dabei erfahren sie mit jeder Umrundung des Speicherrings einen neuen Schub. Nach der speziellen Relativitätstheorie wird jedoch ein Teilchen mit zunehmender Geschwindigkeit auch immer schwerer, sodass der Zeitpunkt des nächsten Schubs immer wieder an das neue Geschwindigkeit-Masse-Verhältnis angepasst werden muss. Mit dieser Methode ist es möglich Teilchenimpulse bis 3,7 GeV/c zu erreichen.

Für Strahlimpulse bis 650 MeV/c kann die sogenannte Elektronenkühlung benutzt werden. Dabei wird in den Beschleunigerstrahl ein geordneter kühler Elektronenstrahl eingekoppelt, wobei ein kühler Strahl in diesem Zusammenhang als ein Strahl mit geringer transversaler Ausdehnung interpretiert werden kann. Auf einer Strecke von wenigen Metern können die Teilchen des Beschleunigerstrahls mit dem Elektronenstrahl wechselwirken. Durch Stöße kommt es zu einem Impulsübertrag an die Elektronen und somit zur Kühlung des Beschleunigerstrahls. Anschließend wird der Elektronenstrahl wieder ausgekoppelt. Bei Teilchenimpulsen ab 1,5 GeV/c bis 3,0 GeV/c wird auf die stochastische Kühlung zurückgegriffen. Dabei wird über eine Pick-Up-Elektrode die transversale Ausdehnung des Teilchenstrahls bestimmt und mit dem Sollwert verglichen. Die Korrektur der gemessenen Abweichung erfolgt dann an eine im Beschleunigerring gegenüberliegende Kicker-Elektrode.

Im gesamten Beschleunigerkomplex werden derzeit 3 Experimente durchgeführt, zwei im Speicherring integrierte Experimente (ANKE, WASA) und ein externes

(TOF), für das der Beschleunigerstrahl aus dem Speicherring extrahiert werden kann. Im Folgenden wird nun der für die Kalibrierung relevante Teil des ANKE-Aufbaus näher beschrieben.

3.3 Der ANKE-Aufbau

ANKE ist ein magnetisches Spektrometer, welches sich an einem internen Experimentierplatz des Beschleunigerrings COSY befindet. In Abb. 3.2 ist der komplette Aufbau von ANKE zu erkennen. Im weiteren Verlauf wird zunächst eine Übersicht über alle Komponenten des Aufbaus gegeben, ehe die zu kalibrierenden Komponenten des Vorwärtsdetektorsystems näher beschrieben werden.

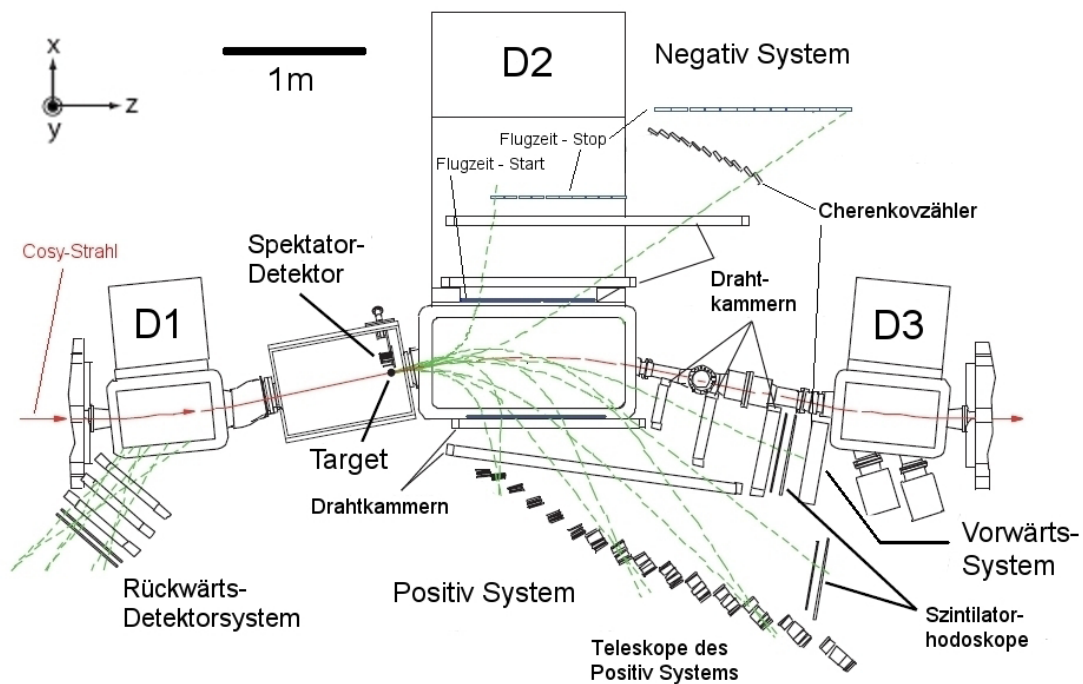


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des ANKE-Experiments [Gos08].

Das ANKE-Experiment besteht aus drei Dipolmagneten (D1, D2, D3), dem Targetsystem, einem Vertexdetektor, sowie dem Positiv-, Negativ- und Vorwärtsdetektorsystem.

Ist der Beschleunigerstrahl am ANKE-Experiment angelangt, so wird dieser am Dipolmagnet D1 aus seiner Sollbahn um den Winkel α abgelenkt. Anschließend trifft ein Teil des Beschleunigerstrahls auf das verwendete Target, wohingegen der Teil des Strahls der nicht mit dem Target wechselwirkt, durch den Dipolmagneten D3 wieder auf seine ursprüngliche Flugbahn im Beschleunigerring abgelenkt wird. Eine der wichtigsten Komponenten des Aufbaus ist der Dipolmagnet D2. Er ist für die Ablenkung der Reaktionsprodukte zuständig. Je nach Ladung oder Impuls werden die verschiedenen Reaktionsprodukte unterschiedlich abgelenkt. Daher lässt sich anhand der Teilchenspur bei bekanntem Magnetfeld der Impuls geladener Teilchen rekonstruieren. Negativ geladene Reaktionsprodukte werden in das Negativdetektorsystem und positiv geladene Reaktionsprodukte dementsprechend in das Positivdetektorsystem abgelenkt. Schwere Teilchen hingegen besitzen einen hohen Longitudinalimpuls und werden somit nur leicht durch den Dipolmagneten D2 abgelenkt. Zur Detektion dieser schweren positiv geladenen Teilchen, wie z.B. ^3He -Kerne, Protonen oder Deuteronen, ist ein Detektorsystem notwendig, welches sich sehr nahe am Strahlrohr befindet, das sogenannte Vorwärtsdetektorsystem. Desweiteren ist der Dipolmagnet D2, sowie das Positiv-, Negativ- und Vorwärtsdetektorsystem auf einer Plattform befestigt, die sich senkrecht zur Strahlrichtung verschieben lässt. Dadurch wird es dem Benutzer ermöglicht den Auslenkwinkel α zu variieren.

Dem ANKE-Experiment stehen drei verschiedene Targets zur Verfügung, das an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster entwickelte Clusterjet-Target [Kho99] für unpolarisierte Messungen, einem Speicherzellentarget für polarisierte Messungen und einem Fadentarget für Untersuchungen von Reaktionen mit schweren Teilchen, wobei das mit Abstand am häufigsten am ANKE-Experiment verwendete Target das Clusterjet-Target ist. Bei der Aufnahme der in dieser Arbeit zu analysierenden Daten wurde ebenfalls das Clusterjet-Target eingesetzt.

3.4 Das Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtsdetektorsystem dient zur Detektion schwerer Teilchen, die einen sehr hohen Longitudinalimpuls aufweisen, sodass sich ihre Flugbahn nur leicht durch den Dipolmagneten D2 ändert. Da es sich dabei in praktisch allen Fällen um positiv geladene Teilchen handelt, befindet sich das Vorwärtsdetektorsystem an der inneren Seite des Speicherrings. In Abb. 3.3 ist der schematische Aufbau des Vorwärtsdetektorsystems dargestellt.

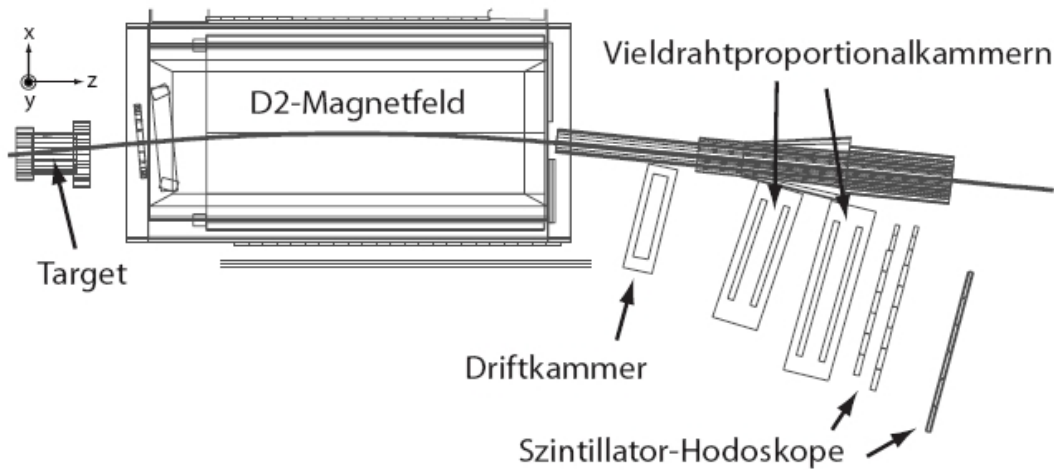


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Vorwärtsdetektorsystems am ANKE-Experiment [Mie07].

Das Detektorsystem besteht aus drei Violdrahtproportionalkammern, zwei Szintillatorhodoskopen, sowie wahlweise einer weiteren Szintillatorlage oder einem Čerenkovdetektor. Bei der Aufnahme der zu analysierenden Daten wurde die weitere Szintillatorlage verwendet.

Die drei Violdrahtproportionalkammern funktionieren nach dem Prinzip eines Proportionalzählrohrs. Sie werden zur Bestimmung der Teilchenspuren verwendet, da sie eine sehr gute Ortsauflösung erreichen. Eine genauere Beschreibung befindet sich in den Arbeiten [Gos08] [Mer07] [Mie07].

Prinzip eines Szintillators

Mit Hilfe von Szintillationsdetektoren [Leo87] lassen sich Energieverluste von geladenen Teilchen bestimmen. In Abb. 3.4 ist der Aufbau eines Szintillationsdetektors dargestellt.

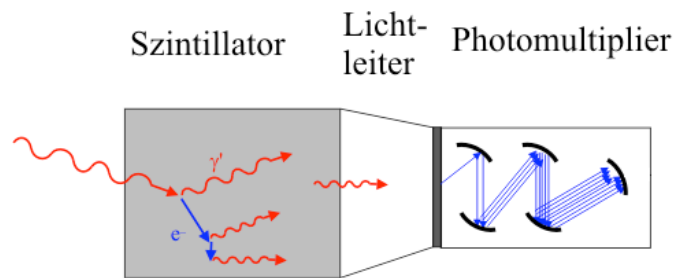


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors [6].

Detektoren dieser Art bestehen in der Regel aus 3 Komponenten, dem Szintillatormaterial, einem Lichtleiter und einem Photomultiplier. Das Szintillatormaterial wird beim Durchflug von geladenen Teilchen angeregt. Die in dem Material deponierte Energie wird in Form von Photonen wieder abgegeben, die anschließend mit Hilfe eines Lichtleiters zu einem Photomultiplier (siehe Abb. 3.5) weitergeleitet werden.

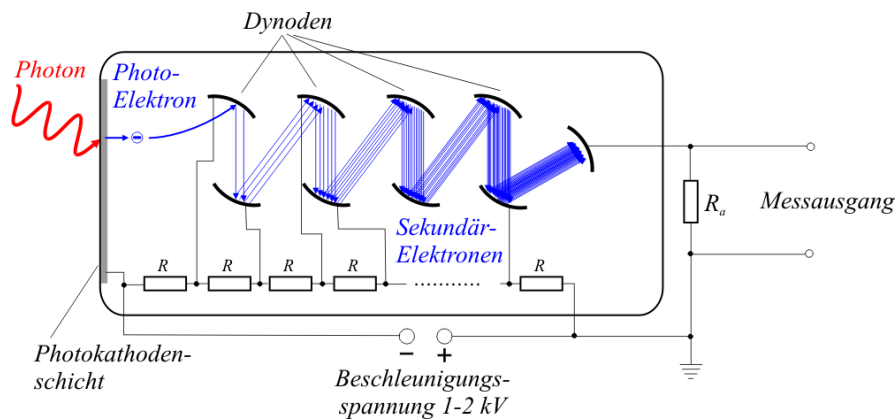


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [7].

3 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Trifft nun ein Photon auf die Photokathodenschicht, so wird durch den Photoeffekt ein Elektron aus der Schicht herausgeschlagen. Anschließend wird dieses Elektron zu einer auf Hochspannung liegenden Dynode beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Dynode werden wiederum Elektronen, die sogenannten Sekundarelektronen, herausgeschlagen und zur nächsten Dynode beschleunigt. Dieser Vorgang wiederholt sich mehrfach, bis das Auftreffen der vielen Elektronen an der letzten Dynode als Spannungsimpuls gemessen werden kann. Vorteil dieser Methode ist, dass die im Szintillatormaterial deponierte Energie proportional zur gemessenen Spannung ist.

Szintillatoren werden in zwei Arten unterschieden, den anorganischen und organischen Szintillatoren. Organische Szintillatoren, zu denen auch die bei ANKE verwendeten Plastiksintillatoren zählen, bestehen im Gegensatz zu anorganischen Szintillatoren aus Elementen mit kleiner Ordnungszahl Z und besitzen daher auch eine geringe Dichte von etwa 1 g/cm^3 . Desweiteren sind Plastiksintillatoren sehr schnell (im Bereich von 1 ns), sodass sie sich auch für Flugzeitmessungen eignen. Das Szintillatorrhodoskop des Vorwärtssystems besteht aus zwei senkrecht angebrachten Plastiksintillatorlatten (siehe Abb. 3.6), an deren oberen und unteren Ende jeweils ein Photomultiplier angebracht ist. Die erste Lage besteht aus acht und die zweite Lage aus neun Plastiksintillatoren, deren Ausmaße aus Tab. 3.1 entnommen werden können.

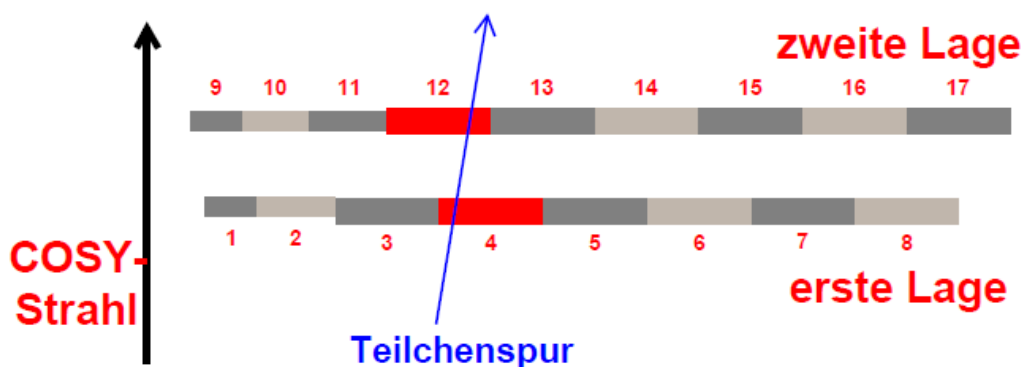


Abbildung 3.6: Anordnung der Szintillatorlatten im Vorwärtssystem [Mer07].

Szintillatorknummer	Breite in mm	Höhe in mm	Dicke in mm
1	40	360	15
2	60	360	15
3 bis 8	80	360	20
9	40	360	15
10	50	360	15
11	60	360	15
12 bis 17	80	360	20

Tabelle 3.1: Maße der Szintillatorlatten des Vorwärtssystems [Mer07].

Desweiteren war während der Strahlzeit eine weitere dritte Szintillatorlage („Side-Wall“) angebracht, die aus weiteren 6 Szintillatoren mit jeweils einer Breite von 10 cm, einer Höhe von 1 m und einer Dicke von 10 mm besteht.

3.5 Das Triggersystem

Bei Streuexperimenten an ANKE übersteigt die Zahl der Ereignisse pro Zeit im Vorwärtssystem die Verarbeitungskapazität des Datenerfassungssystems. Dadurch ist eine Vorselektierung auf die zu untersuchenden Reaktionen unerlässlich. Bei der Aufnahme der in dieser Arbeit beprochenen Daten wurden die drei im Folgenden beschriebenen Trigger verwendet.

High-Threshold-Trigger T1

Hiermit werden die ^3He -Kerne der zu untersuchenden Reaktionen $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ und $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^++\pi^-$ selektiert. Grundprinzip dieses Triggers ist das ^3He -Kerne im untersuchten Impulsbereich einen höheren Energieverlust aufweisen, als zum Beispiel Protonen oder Deuteronen. Dabei wird die Schwelle der an den Szintillatorlagen befestigten Photomultiplier auf den Energieverlust der ^3He -Kerne eingestellt, sodass Reaktionen mit Protonen und Deuteronen unterdrückt werden und somit eine Unterscheidung der drei Teilchen ermöglicht wird.

FD/Or-Trigger T2

Dieser Trigger fordert in einer der beiden Szintillatorlagen einen Energieverlust und ist um den Faktor $n=1024$ untersetzt. Demnach wird nur jedes 1024. Ereignis gespeichert. Er dient zur Erfassung von Ereignissen anderer Reaktionen, wie zum Beispiel der dp-elastischen Streuung, welche zur Datennormierung und Kalibrierung notwendig sind.

Trigger T4

Dieser Trigger wird zum Auslesen der mitlaufenden Scaler mit einer Rate von 10 Hz genutzt. Dadurch werden zum Beispiel Informationen über die Stärke des Strahlstroms oder der Zählrate überwacht.

3.6 Verwendete Software

Das am Cern entwickelte und auf der Programmiersprache C++ basierende Programmpaket ROOT [Bru07] wird zur weiteren Analyse der am ANKE-Experiment gewonnenen Daten genutzt. Das speziell für große Datenmengen ausgerichtete Programmpaket bietet zahlreiche Funktionsmöglichkeiten. Dazu zählen zum Beispiel das Erstellen von Histogrammen, Graphen oder das Fitten von Funktionen, sowie die Handhabung vieler mathematischer Standard-Funktion.

Der Ereignisgenerator PLUTO [Kag00] wird für Simulationen benutzt. PLUTO basiert auf Monte-Carlo-Simulationen und generiert für die verschiedenen Reaktionen Ereignisse, die anschließend mit ANKEGEANT4 [Mus04] weiterverarbeitet werden. Hierbei handelt es sich um ein Programm, welches zum einen die Detektorgeometrie und zum anderen die Wechselwirkungen der Teilchen mit den jeweiligen Detektoren simuliert.

4 Untersuchungen

Zur eindeutigen Teilchenidentifikation am ANKE-Experiment sind mehrere Informationen der nachgewiesenen Teilchen vonnöten, wie zum Beispiel der Impuls, der aus den Trefferpositionen der Drahtkammern und dem bekannten Magnetfeld des D2 Magneten rekonstruiert wird, sowie der Energieverlust in den einzelnen Szintillatoren. Letzterer hängt jedoch von der an den Photomultipliern der Szintillatorlatten anliegenden Spannung ab und besitzt somit eine beliebige Einheit, deren absoluter Wert nicht aussagekräftig ist. Ziel dieser Arbeit ist es, eine Energieverlustkalibrierung der einzelnen Counter (Szintillatoren innerhalb eines Hodoskops) durchzuführen. Dabei werden Parameter bestimmt, die die gemessenen Energieverluste an die aus Detektorsimulationen gewonnenen Energieverluste anpassen.

4.1 Vorsortierung und Simulationen

Der Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie ist abhängig von deren Ladung und Masse. Für eine Energieverlustkalibrierung ist es daher notwendig bestimmte Teilchensorten eindeutig zu identifizieren. In diesem Fall handelt es sich dabei um die ^3He -Kerne und das Proton. Dazu werden die zu kalibrierenden Rohdaten zunächst vorsortiert. Die in der Auswertung benutzten Daten liegen dabei den folgenden Vorsortierungen zu Grunde.

Vorsortierung zur Selektion der ^3He -Kerne

1. Eine grobe Untergrundminderung wird zunächst über den High-Threshold-Trigger T1 erreicht.

2. Es wird mindestens ein Eintrag in zwei Szintillatorlagen des Negativdetektorsystems (siehe Abb. 3.2) gefordert. Mit Hilfe dieser Forderung werden neben den Protonen auch Reaktionen mit ^3He -Kernen unterdrückt. Der Protonenuntergrund besteht dabei hauptsächlich aus dem Protonenaufbruch, bei dem keine Pionen entstehen und somit auch keine Treffer im Negativdetektorsystem registriert werden. Sind bei Reaktionen ^3He -Kerne beteiligt, so entstehen dabei zum Teil Pionen, die im Negativdetektor registriert werden. Dadurch werden deutlich mehr Reaktionen bei den Protonen entstehen herausgefiltert, als Reaktionen bei denen ^3He -Kerne entstehen.
3. Es wird genau ein Treffer in der ersten und zweiten Lage, sowie der Side-Wall des Vorwärtsdetektors gefordert. Um diese Art der Selektierung zu motivieren, wird ein Blick auf die Nukleonenzahl der beteiligten Teilchen gerichtet. Trifft das Deuteron aus dem Beschleunigerstrahl auf das Protonentarget, so sind insgesamt 3 Nukleonen an dieser Reaktion beteiligt. Das ^3He -Teilchen besteht auch aus 3 Nukleonen, sodass bei einer Reaktion bei der ^3He -Teilchen entstehen nur zusätzliche Mesonen entstehen können, die sofort zerfallen oder aufgrund ihrer geringen Masse viel stärker vom Dipolmagneten D2 abgelenkt werden und somit die Counter des Vorwärtssystems nicht erreichen. Dadurch wird bei Reaktionen bei denen ^3He -Kerne entstehen nur ein Treffer in jeder Lage erwartet. Zudem wird auf diese Weise die Zahl der Ereignisse mit zufälligen Koinzidenzen deutlich reduziert.
4. Es wird auf die Flugzeit der Teilchen selektiert. Dabei dienen die erste und zweite Szintillatorlage als Start-Counter und die weiter entfernte Side-Wall als Stop-Counter, wobei das Startsignal in den Mittelpunkt der ersten beiden Lagen gesetzt wird. Gemessen wird die Zeit Δt , die ein Teilchen von der ersten „zusammengefassten“ Lage bis zur Side-Wall benötigt. Mit Hilfe der Formel 4.1 können nun unter Berücksichtigung der verschiedenen Geschwindigkeiten der Teilchen die Wegstrecken Δs berechnet werden. Die Selektierung erfolgt dabei auf die impulsunabhängigen Wegstrecken Δs .

$$\Delta s = v \cdot \Delta t. \quad (4.1)$$

Vorsortierung zur Selektion der Protonen

Neben dem FD/Or-Trigger T2 wurde hierbei analog zur ^3He -Vorsortierung eine Selektierung auf die Flugzeit durchgeführt und ein Treffer in jeder Lage des Vorwärtssystems gefordert, sodass wiederum zufällige Koinzidenzen unterdrückt werden konnten.

Simulationen

Zur Energieverlustkalibrierung werden zusätzlich zu den gemessenen Daten Simulationen benötigt. Dabei dient die Reaktion $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ als Simulation der ^3He -Kerne. Diese Reaktion wurde gewählt, um möglichst viele Counter abdecken zu können, da es sich hierbei um eine Dreikörperreaktion handelt und die Überschussenergie, anders als bei η -Produktion, deutlich über der Produktionsschwelle dieser Reaktion liegt.

Zur Simulation der Protonen wurde die Reaktion $p + d \rightarrow p + n + p_{\text{Spec}}$ benutzt, da auch sie eine gute Abdeckung der Counter gewährleistet.

4.2 Entwicklung einer ersten Kalibrierungsmethode

Wie in Kapitel 2.4 schon erwähnt, besitzt jede Teilchensorte ein charakteristisches Band im Energieverlust-Impuls-Spektrum, welches auf deren Masse und/oder Ladung zurück zu führen ist. In Abb. 4.1 ist ein solches Band für die ${}^3\text{He}$ -Kerne der simulierten Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ dargestellt.

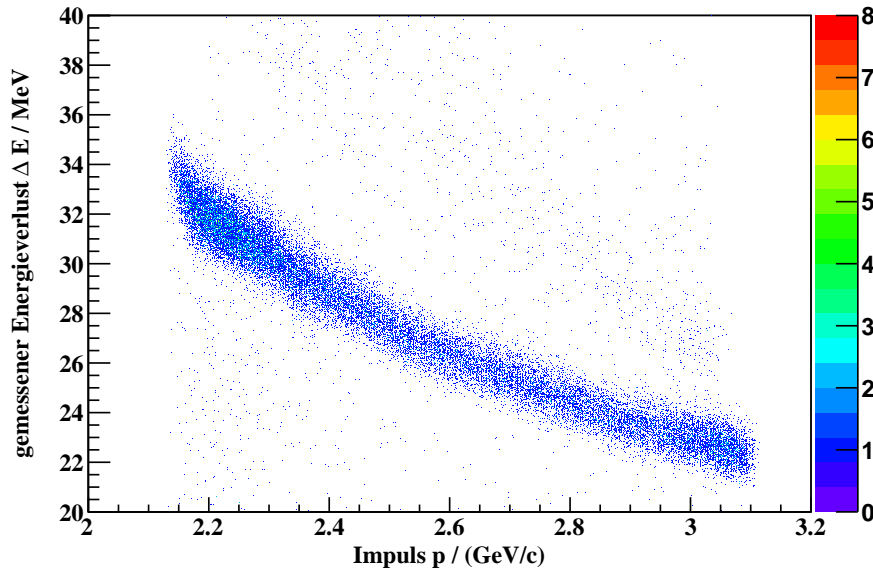


Abbildung 4.1: Energieverlustdiagramm der simulierten Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ des Counters 5 der ersten Lage.

Es ist zu erkennen, dass sich das Impulsband über einen Bereich von etwa $p = 2,2 \text{ GeV}/c$ bis $p = 3,0 \text{ GeV}/c$ erstreckt. Mit Hilfe der Formel (4.2) lässt sich die relativistische Geschwindigkeit β bestimmen und demnach auch der Gültigkeitsbereich $\beta\gamma$ in der Bethe-Bloch-Kurve, wobei m die Ruhemasse des jeweiligen Teilchens ist.

$$\beta = \frac{p}{E} \quad \Leftrightarrow \quad \beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}}. \quad (4.2)$$

In diesem Fall erstreckt sich der Gültigkeitsbereich von ca. $\beta\gamma = 0,78$ bis $\beta\gamma = 1,07$. Diese Geschwindigkeiten befinden sich auf dem Abschnitt der Bethe-Bloch-Kurve, bei dem sich der mittlere Energieverlust proportional zu $1/\beta^2$ verhält. Trägt man nun den Energieverlust multipliziert mit β^2 gegen den Impuls auf, so sollte sich ein konstanter Wert ergeben, der unabhängig vom Teilchenimpuls ist (siehe Abb. 4.2).

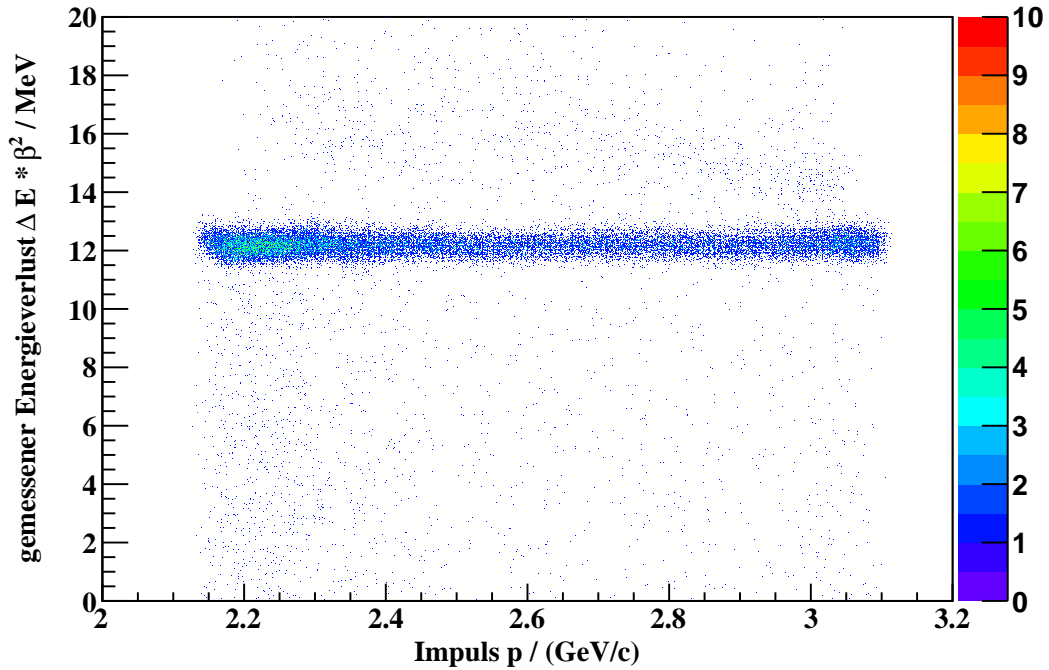


Abbildung 4.2: Impulsunabhängiges $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum der ${}^3\text{He}$ -Kerne der simulierten Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ des Counters 5 der ersten Lage.

Die Bestimmung der jeweiligen Energieverluste in den Countern erfolgt über eine Projektion der Einträge auf die y-Achse. In diesem Fall wird sich ein charakteristischer Peak bei etwa 12 MeV ergeben. Über eine Geradengleichung kann anschließend der Zusammenhang zwischen den mittleren Energieverlusten der gemessenen Daten und Simulationen hergestellt werden.

$$x_{Sim} = m \cdot x_{Daten} + b. \quad (4.3)$$

Die Messwerte x sind als $\Delta E \cdot \beta^2$ definiert. Hierbei handelt es sich um eine unterbestimmte Gleichung, dass heißt eine Gleichung mit zwei Unbekannten. Für dieses Gleichungssystem gäbe es unendlich viele Lösungen. Daher muss für diese Art der Kalibrierung ein zusätzliches zweites Teilchen (hier: das Proton) in Betracht gezogen werden. Anschließend könnten aus den beiden teilchenabhängigen Gleichungen die beiden Kalibrierungsparameter m und b bestimmt werden.

Der Impulsbereich der Protonen erstreckt sich jedoch von etwa $p = 1,4 \text{ GeV}/c$ bis $p = 2 \text{ GeV}/c$. Mit Hilfe der Formel (4.2) lässt sich wiederum die relativistische Geschwindigkeit β bestimmen. Demnach besitzen Protonen in diesem Impulsbereich relativistische Geschwindigkeiten von etwa $\beta = 1,83$ bis $\beta = 0,91$, was einen Bereich auf der Bethe-Bloch-Kurve von etwa $\beta\gamma = 1,49$ bis $\beta\gamma = 2,13$ entspricht. Dieser Abschnitt gewährleistet nicht mehr den proportionalen Zusammenhang zwischen Energieverlust und $1/\beta^2$, sodass sich der Energieverlust der Protonen nach der Multiplikation mit β^2 auch nicht wie eine Konstante verhalten, sondern eine Steigung aufweist. Die Projektionen der Einträge auf die y-Achse ergäben somit keinen eindeutigen charakteristischen Peak, sodass auf diese Weise keine genaue Bestimmung der Kalibrierungsparameter möglich ist. Daher wurde diese erste Art der Kalibrierung verworfen und eine zweite entwickelt und durchgeführt, die in den folgenden Kapiteln erläutert wird.

4.3 Energiekalibrierung

Das Problem bei der zuvor überlegten Energiekalibrierung war, dass das notwendige zweite Teilchen nicht mehr das zu $1/\beta^2$ proportionale Verhalten der Energieverluste aufweist, wie die ^3He -Kerne. Bei der nun folgenden Energieverlustkalibrierung wird ein linearer Zusammenhang zwischen den gemessenen Energieverlusten und aus der Bethe-Bloch-Formel berechneten Energieverlusten angenommen, sodass nur noch ein Teilchen für die Kalibrierung notwendig ist. Dementsprechend wird der gemessene Energieverlust gegen die Bethe-Bloch-Formel (Formel 4.4) multipliziert mit der Dicke des Detektormaterials aufgetragen.

$$-dE = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \varrho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \cdot \Delta x. \quad (4.4)$$

Die für die Berechnung notwendigen Größen der Plastiksintillatoren sind aus Tab. 4.1 zu entnehmen. Der Dichtekorrekturfaktor δ [Leo87] lässt sich dabei wie folgt berechnen.

$$\delta = \begin{cases} 0 & : & X < X_0 \\ 4,6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m & : & X_0 < X < X_1 \\ 4,6052X + C_0 & : & X > X_1 \end{cases} \quad (4.5)$$

I [eV]	-C	a	m	X ₁	X ₀	Z	A	ϱ [g/cm ³]
64,7	3,2	0,161	3,24	2,49	0,1464	3,38	6,25	1,032

Tabelle 4.1: Konstanten der Plastiksintillatoren [Leo87] [Mus04].

Da der mittlere Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, sollten demnach bei Simulationen eine Ursprungsgerade mit der Steigung $m = 1$ entstehen. In der Detektorsimulation ist jedoch eine leichte Abweichung deren zu beobachten (siehe Abb. 4.3 und Kapitel 4.4).

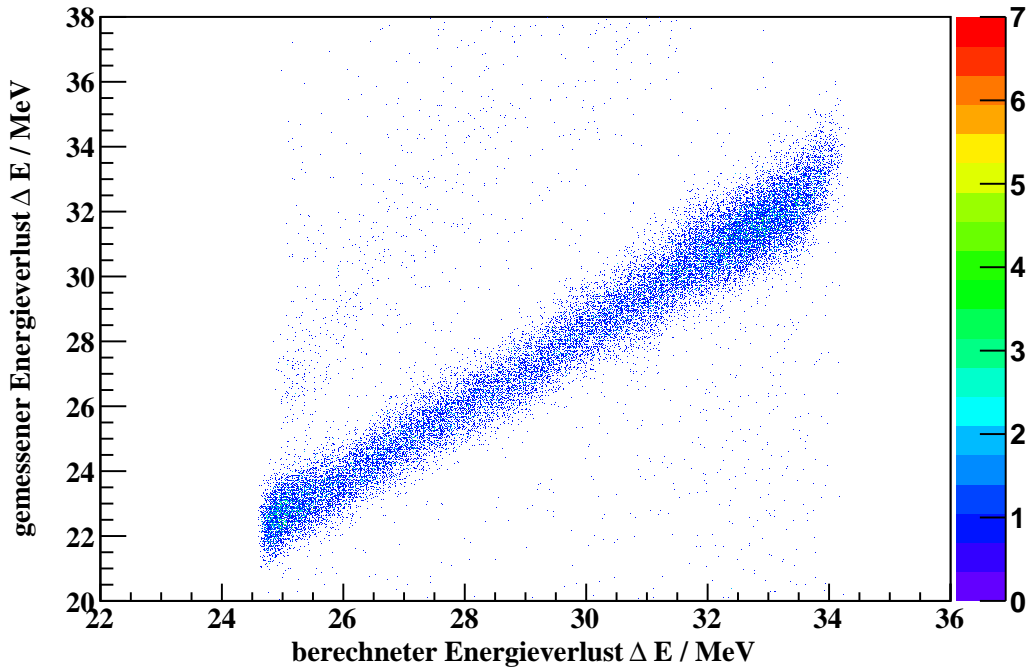


Abbildung 4.3: Zusammenhang zwischen den gemessenen Energieverlusten und den mit der Bethe-Bloch-Formel berechneten Energieverlusten der simulierten Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ des Counters 5 der ersten Lage.

Die geladenen Teilchen können auf dem Weg zu den Szintillatorlatten bereits Energie verloren haben. Bei einem Energieverlustdiagramm bedeutet das, dass Teilchen mit hohen berechneten Energieverlusten, also kleinen Impulsen, in Wirklichkeit einen noch kleineren Impuls besaßen und somit noch mehr Energie verloren haben. Teilchen mit niedrigen berechneten Energieverlusten, also hohen Impulsen, besaßen in Wirklichkeit auch einen kleineren Impuls und verloren dadurch ebenfalls mehr Energie. Jedoch ist der zusätzliche Energieverlust im Verhältnis zu Teilchen mit niedrigen Impulsen geringer, sodass die Steigung im Endeffekt zunimmt und der y-Achsenabschnitt unterhalb des Ursprungs liegt. Dieser Effekt kann jedoch kein linearer Effekt sein, da für $\Delta E \rightarrow 0$ die resultierende Gerade tatsächlich durch den Ursprung verlaufen muss. Im betrachteten Energieverlustbereich der ${}^3\text{He}$ -Kerne kann jedoch näherungsweise von einem linearen Verlauf ausgegangen werden. Die gemessenen Energieverluste können nun mit Hilfe ei-

ner Geradengleichung dargestellt werden, um anschließend aus den Geradengleichungen der simulierten und gemessenen Daten die Kalibrierungsparameter zu bestimmen.

4.4 Bestimmung der Geradengleichungen für Simulationen

Die Energieverlustdiagramme der für die Kalibrierung benutzten Counter der ersten und zweiten Szintillatorlage des Vorwärtssystems sind in den Abb. 4.4 - 4.8 dargestellt. In einigen Countern waren keine oder nur sehr wenige Einträge vorhanden, sodass dort auch keine Geradenbestimmung vollzogen werden konnte.

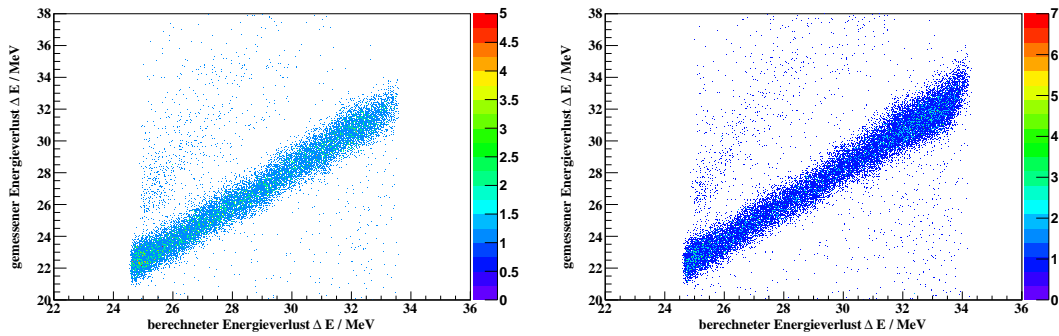


Abbildung 4.4: Links: (Lage 1, Counter 4) | Rechts: (Lage 1, Counter 5).

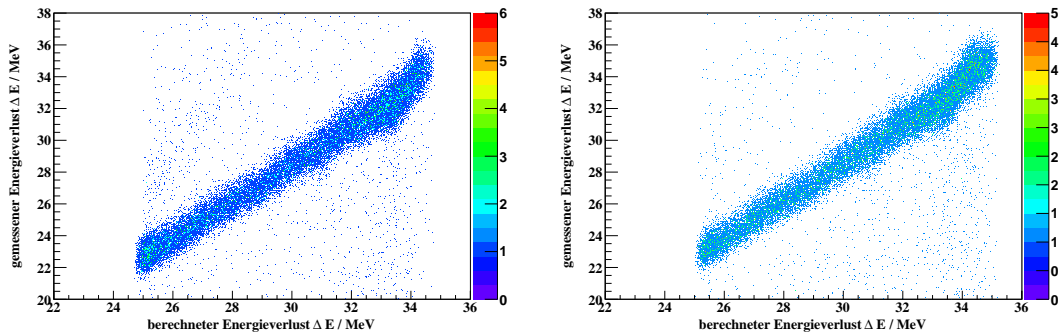


Abbildung 4.5: Links: (Lage 1, Counter 6) | Rechts: (Lage 1, Counter 7).

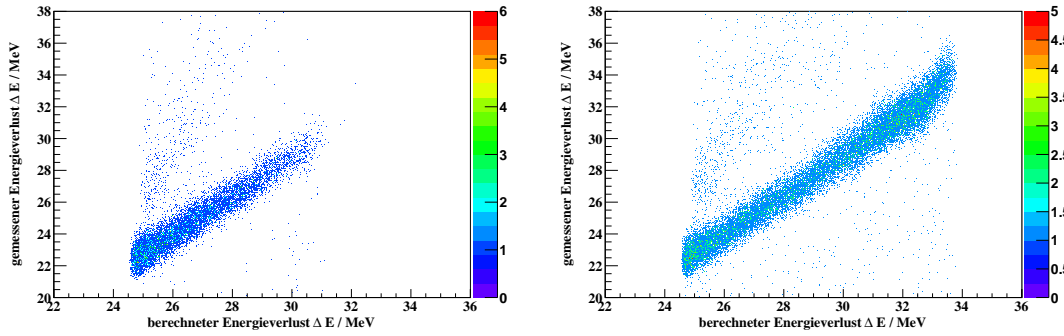


Abbildung 4.6: Links: (Lage 2, Counter 4) | Rechts: (Lage 2, Counter 5).

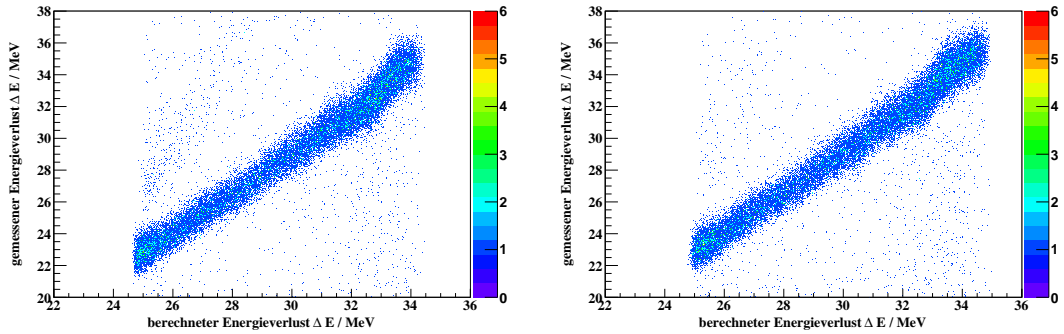


Abbildung 4.7: Links: (Lage 2, Counter 6) | Rechts: (Lage 2, Counter 7).

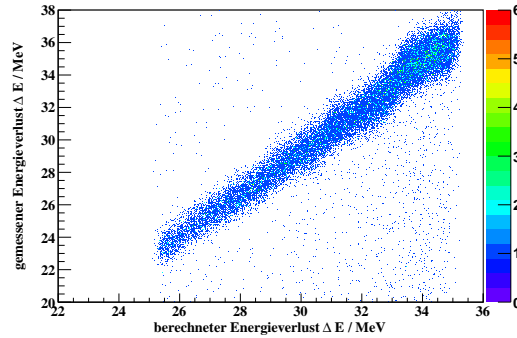


Abbildung 4.8: (Lage 2, Counter 8).

Zur Bestimmung der Geradengleichungen werden nun einzelne Teilbereiche auf der x-Achse betrachtet. Um den mittleren gemessenen Energieverlust des jeweiligen Teilbereiches zu bestimmen, werden ab einem Energieverlust von 27 MeV in 600 keV-Schritten Projektionen der Einträge auf die y-Achse vorgenommen. Hierbei wurde der gemessene Energieverlustbereich eingeschränkt (20 MeV - 40 MeV),

da bei gemessenen Daten dies zur Untergrundminderung ebenfalls durchgeführt wurde.

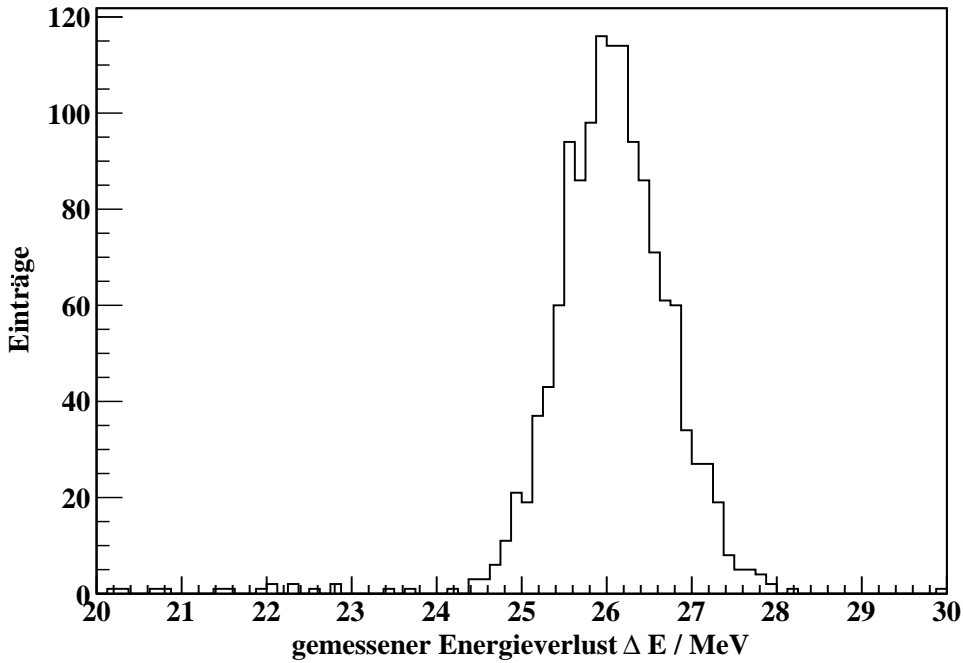


Abbildung 4.9: Beispielhafte Projektion der Einträge eines Teilbereiches auf die y-Achse für Simulationen des Counters 4 der ersten Lage.

Der Energieverlust von Teilchen in Materie ist ein statistischer Prozess. In der Detektorsimulation zeigt sich ein symmetrischer Verlauf der Verteilung. Demnach kann der mittlere Energieverlust direkt aus dem Mittelwert der Verteilung bestimmt werden. Die dazugehörige Unsicherheit wird über die Standardabweichung σ und die Anzahl der Einträge der Verteilung berechnet. Der somit ermittelte mittlere gemessene Energieverlust wird anschließend in die Mitte des jeweiligen Teilabschnitts gelegt. Dabei wird eine Unsicherheit von der Hälfte der Breite des Teilabschnitts angenommen. Zur Bestimmung der Geradengleichungen werden nun die soeben bestimmten Energieverluste gegen deren Positionen auf der x-Achse aufgetragen (siehe Abb. 4.10).

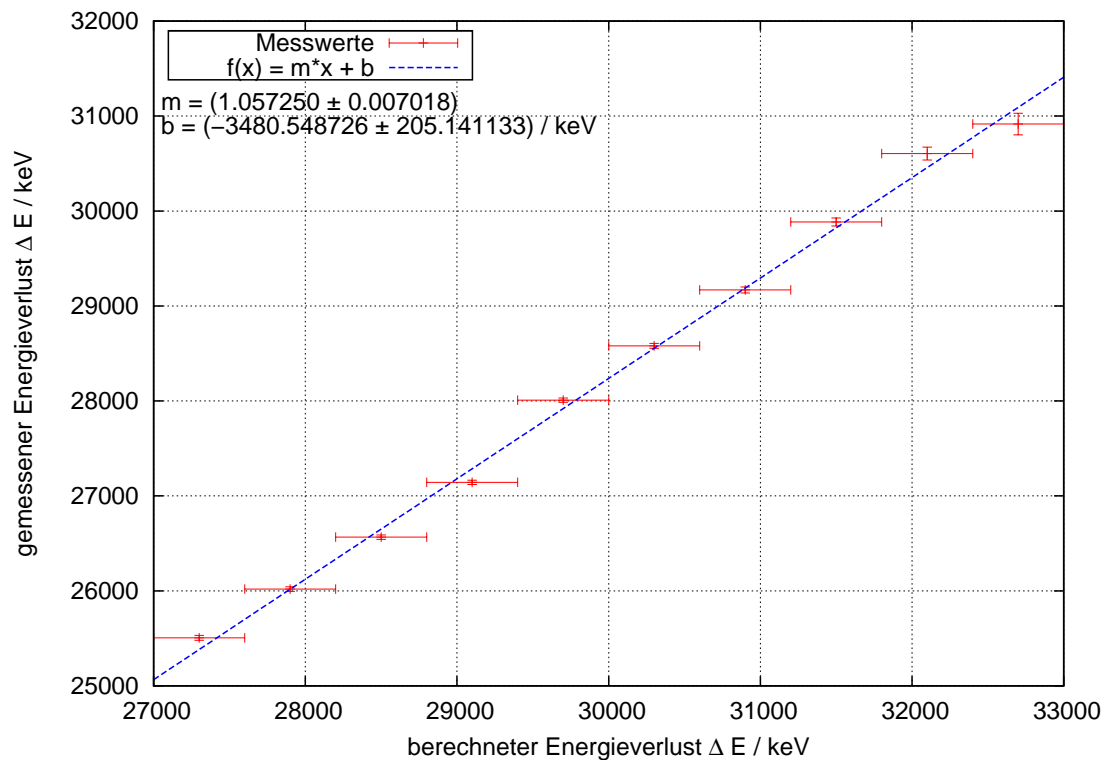


Abbildung 4.10: Fitgerade für die Messwerte des Counters 4 der ersten Lage.

Dazu wird mit Hilfe des Programms „Gnuplot“ eine Regressionsgerade durch die einzelnen Punkte berechnet und dessen Steigung und y-Achsenabschnitt, sowie deren Unsicherheit bestimmt. In den Abb. 4.11 - 4.14 sind die weiteren Regressionsgeraden der einzelnen Counter dargestellt.

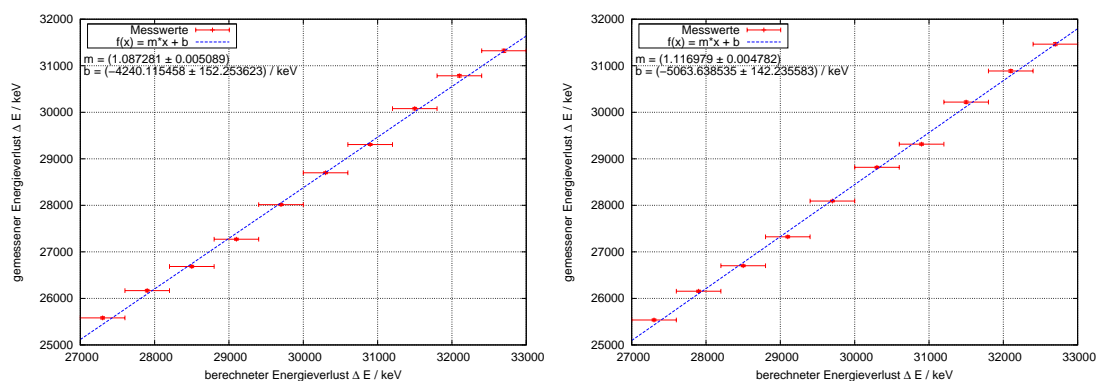


Abbildung 4.11: Links: (Lage 1, Counter 5) | Rechts: (Lage 1, Counter 6).

4.4 BESTIMMUNG DER GERADENGLEICHUNGEN FÜR SIMULATIONEN

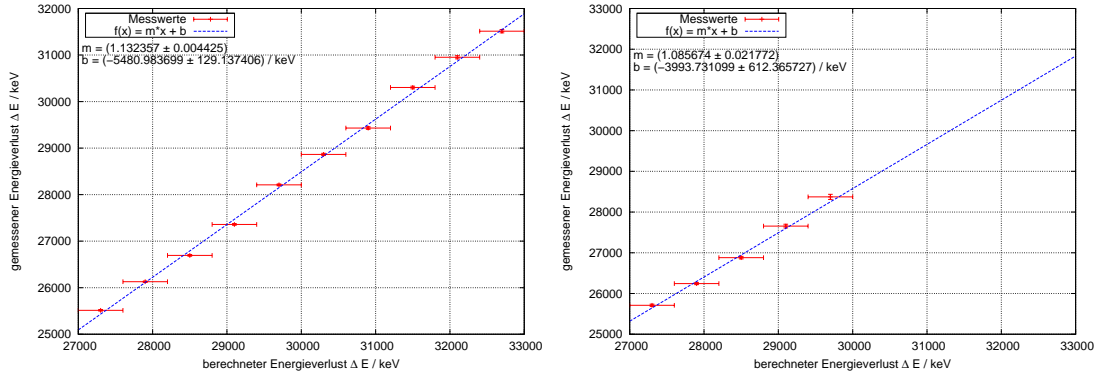


Abbildung 4.12: Links: (Lage 1, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 4).

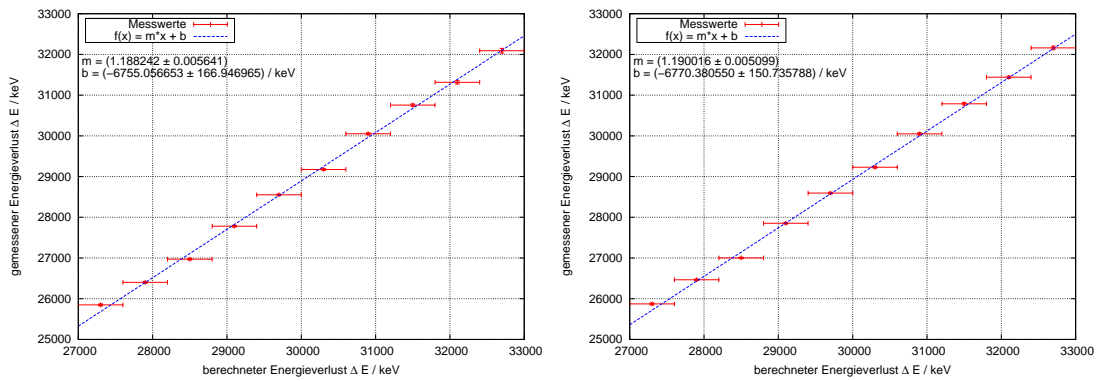


Abbildung 4.13: Links: (Lage 2, Counter 5) | Rechts: (Lage 2, Counter 6).

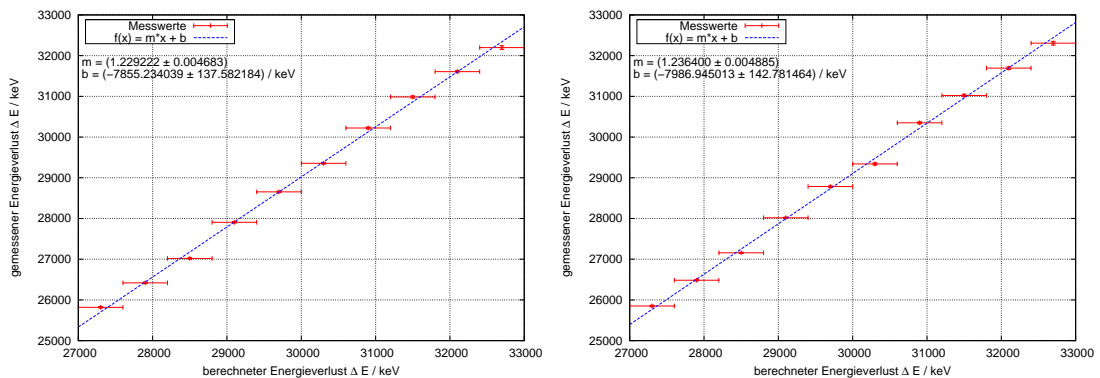


Abbildung 4.14: Links: (Lage 2, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 8).

4 UNTERSUCHUNGEN

In Tab. 4.2 sind die Parameter der einzelnen Regressionsgeraden zusammengefasst.

Lage 1	Steigung m	Δm	y-Achsenabschnitt b [keV]	Δb [keV]
Counter 4	1,057	0,007	-3481	205
Counter 5	1,0873	0,0051	-4240	152
Counter 6	1,1170	0,0048	-5064	142
Counter 7	1,1324	0,0044	-5481	129
Lage 2				
Counter 4	1,086	0,022	-3994	612
Counter 5	1,1882	0,0056	-6755	167
Counter 6	1,1900	0,0051	-6770	151
Counter 7	1,2292	0,0047	-7855	138
Counter 8	1,2364	0,0049	-7987	143

Tabelle 4.2: Geradenparameter der einzelnen Counter für Simulationen.

Es ist zu erkennen, dass sämtliche Steigungen größer als $m = 1$ sind und dass die Steigungen in der zweiten Lage größer als die Steigungen in der ersten Lage sind. Der wahrscheinliche Grund für diesen Effekt wurde dabei in Kapitel 4.3 erörtert.

4.5 Bestimmung der Geradengleichungen für gemessene Daten

Gemessene Daten weisen im Verhältnis zu Simulationen auch nach der Vorsortierung der Rohdaten einen erheblichen Untergrund auf (siehe Abb. 4.15), welcher hauptsächlich aus dem Deuteronaufbruch stammt und im Verhältnis zu den Einträgen der ^3He -Kerne deutlich größer ist, sodass kein gutes Signal-Untergrundverhältnis erreicht werden kann.

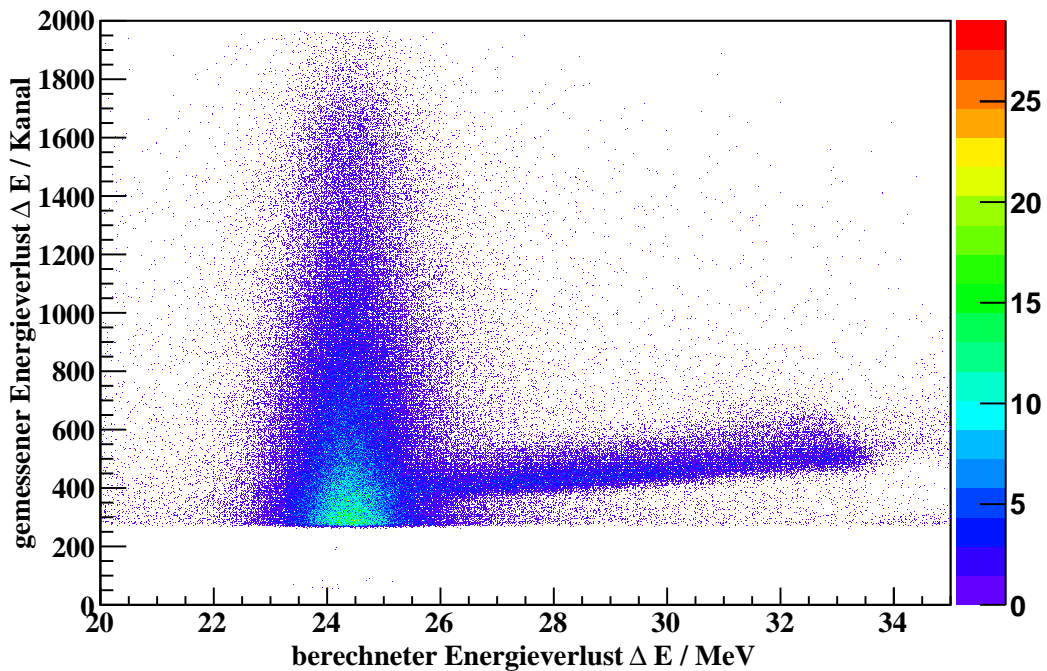


Abbildung 4.15: Energieverlustdiagramm gemessener Daten des Counters 4 der ersten Lage.

Um nun eine weitere Untergrundminderung zu erreichen, müssen zusätzliche Cuts durchgeführt werden. Dafür wird zum einen ein berechneter Energieverlustbereich betrachtet, der außerhalb des Protonaufbruchs liegt. Demnach wurde für die Bestimmung der Geradengleichung ein Bereich auf der x-Achse von 27 MeV bis

33 MeV betrachtet. Desweiteren wurde der in den Szintillatoren gemessenen Energieverlustbereich eingeschränkt. Die dabei entstandenen Energieverlustdiagramme sind in den Abb. 4.16 - 4.20 dargestellt.

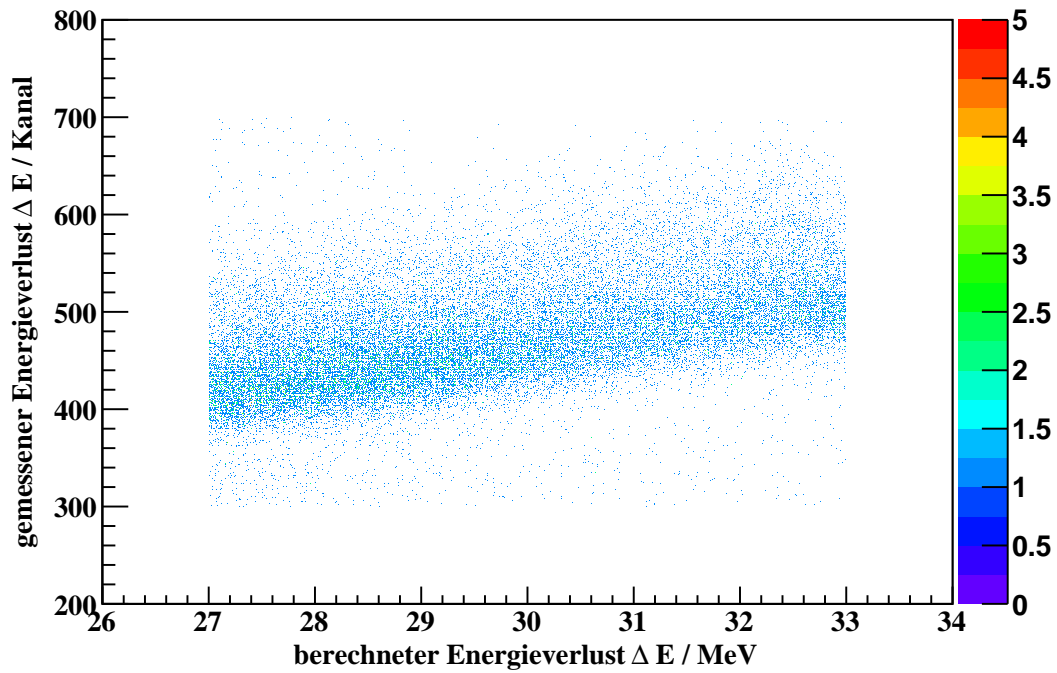


Abbildung 4.16: Energieverlustdiagramm mit zusätzlichen Softwarecuts des Counters 4 der ersten Lage.

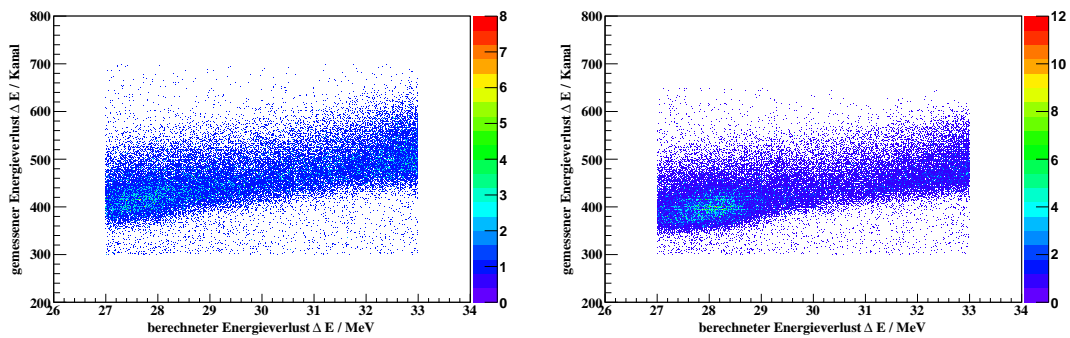


Abbildung 4.17: Links: (Lage 1, Counter 5) | Rechts: (Lage 1, Counter 6).

4.5 BESTIMMUNG DER GERADENGLEICHUNGEN FÜR GEMESSENE DATEN

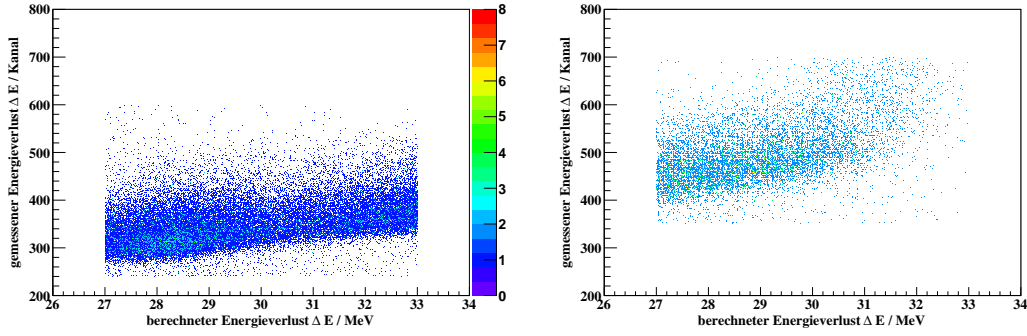


Abbildung 4.18: Links: (Lage 1, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 4).

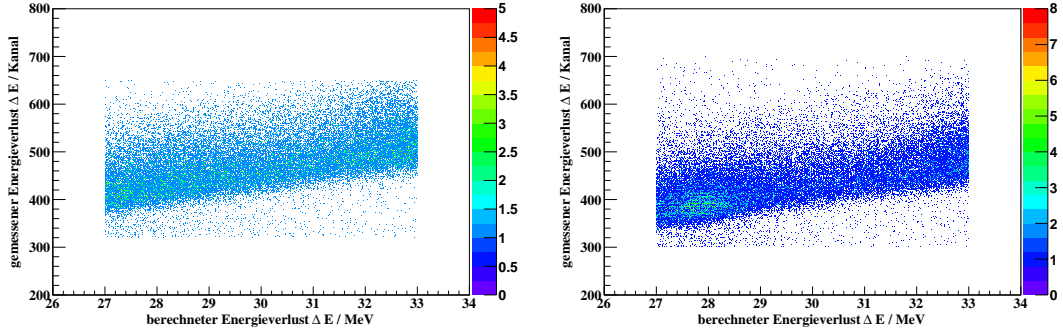


Abbildung 4.19: Links: (Lage 2, Counter 5) | Rechts: (Lage 2, Counter 6).

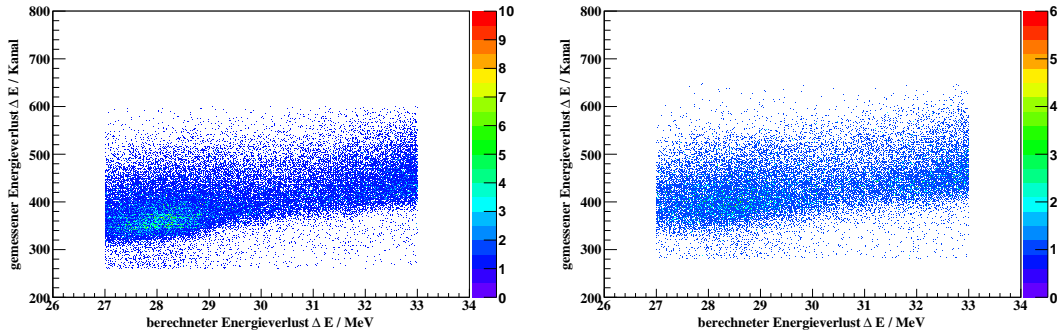


Abbildung 4.20: Links: (Lage 2, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 8).

Anschließend wird, wie in Kapitel 4.4 beschrieben, die x-Achse in mehrere Teilbereiche (300 keV-Schritte) eingeteilt und anschließend der Mittelwert der durch die Projektion auf die y-Achse entstandenen Verteilung bestimmt. Hierbei ist jedoch

auffällig, dass die statistische Verteilung der gemessenen Daten im Gegensatz zu den Verteilungen der Simulationen eher einer asymmetrischen Verteilung entspricht. Dabei kann ein signifikanter Unterschied der verschiedenen Verteilungen durch den Untergrund jedoch ausgeschlossen werden. Ein Grund könnte eine nicht genaue Wiedergabe der Verteilungen der gemessenen Energieverluste durch die Simulationen sein. Eine genauere Betrachtung des Effektes ist jedoch aufgrund eines zu hohen Zeitaufwandes nicht Gegenstand dieser Bachelorarbeit.

Aufgrund der sich nun ergebenden asymmetrischen Verteilung, muss die Bestimmung des Mittelwertes auf eine andere Art durchgeführt werden. Dazu wird zunächst eine Gaußfunktion über die komplette Verteilung (siehe Abb. 4.21) gelegt und für diese die Standardabweichung σ bestimmt.

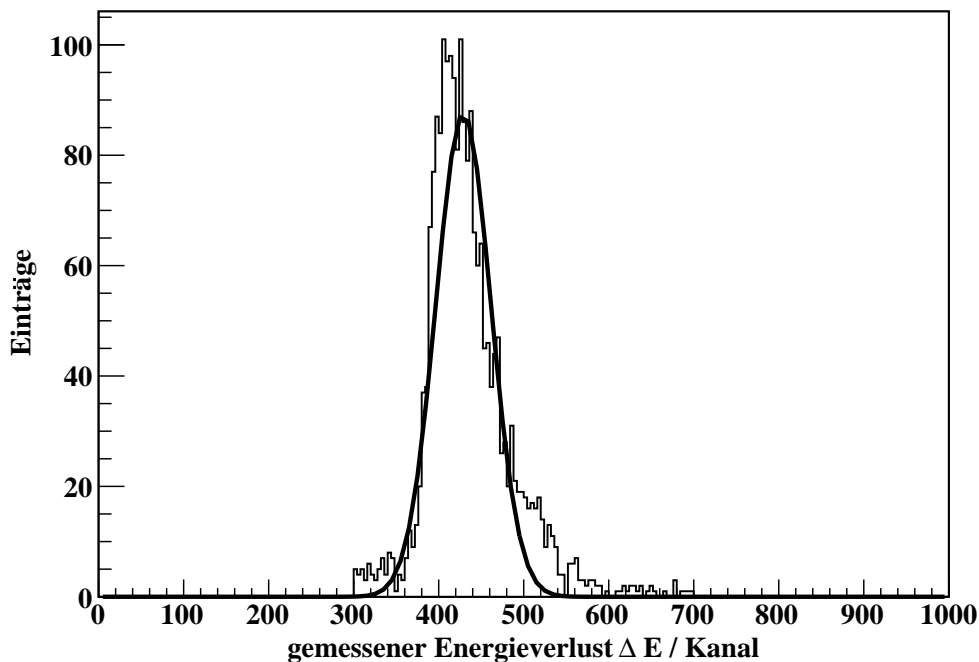


Abbildung 4.21: Beispielhafte Projektion der Einträge eines Teilbereiches auf die y-Achse für gemessene Daten des Counters 4 der ersten Lage.

Anschließend wird um den Mittelwert der Verteilung ein Bereich von 2σ betrachtet und der Mittelwert der Verteilung in diesem Bereich bestimmt. Die dazuge-

4.5 BESTIMMUNG DER GERADENGLEICHUNGEN FÜR GEMESSENE DATEN

hörige Unsicherheit wird über die Standardabweichung σ des Gaußfits und die Anzahl der Einträge bestimmt.

Die daraus resultierenden Regressionsgeraden der einzelnen Counter sind in den Abb. 4.22 - 4.26 dargestellt.

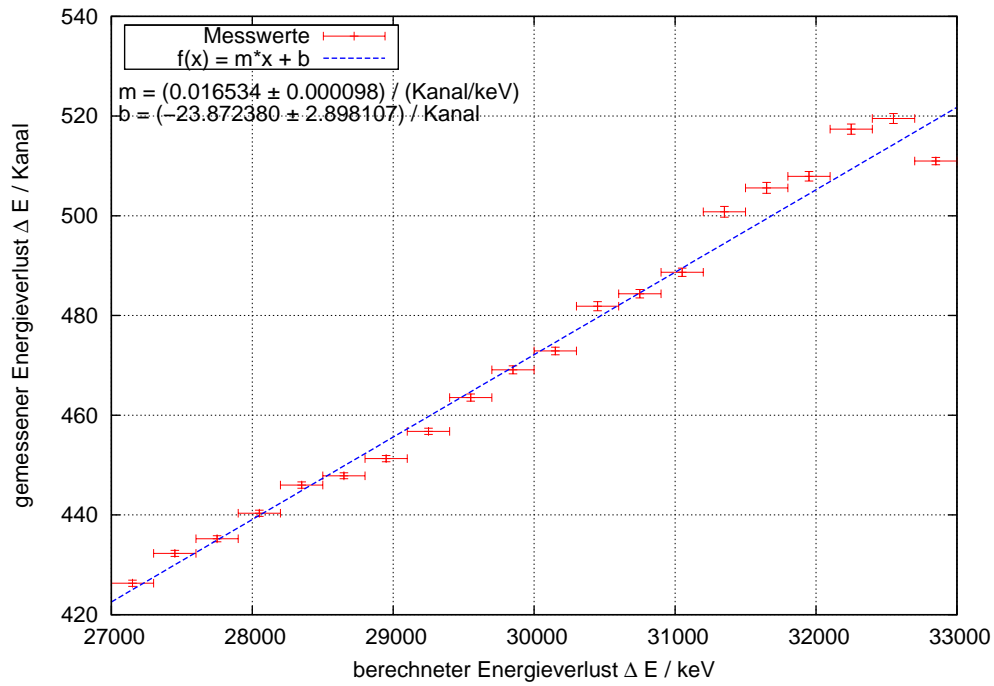


Abbildung 4.22: Fitgerade für die Messwerte des Counters 4 der ersten Lage.

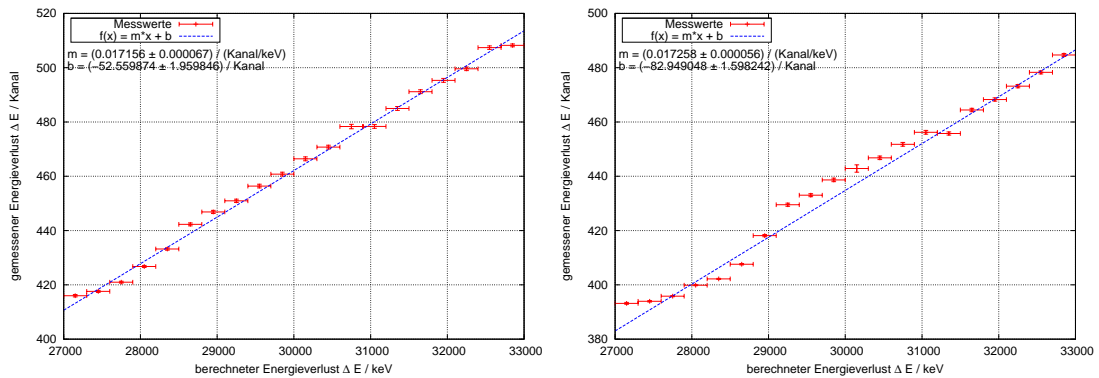


Abbildung 4.23: Links: (Lage 1, Counter 5) | Rechts: (Lage 1, Counter 6).

4 UNTERSUCHUNGEN

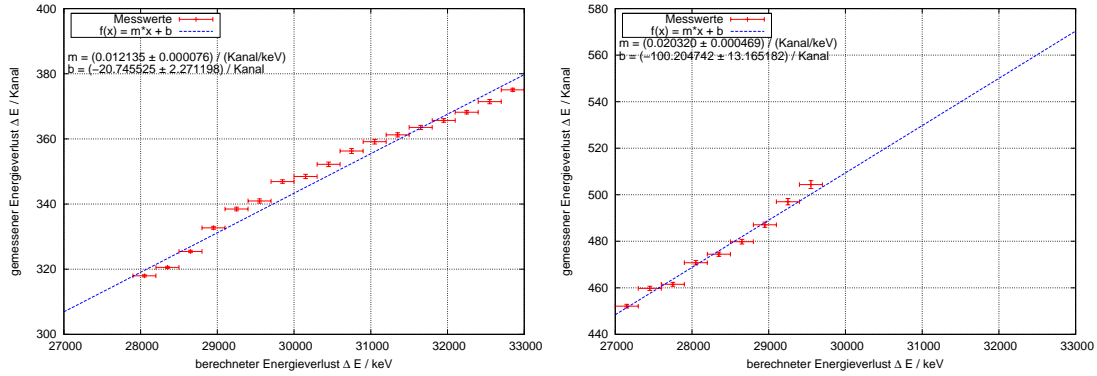


Abbildung 4.24: Links: (Lage 1, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 4).

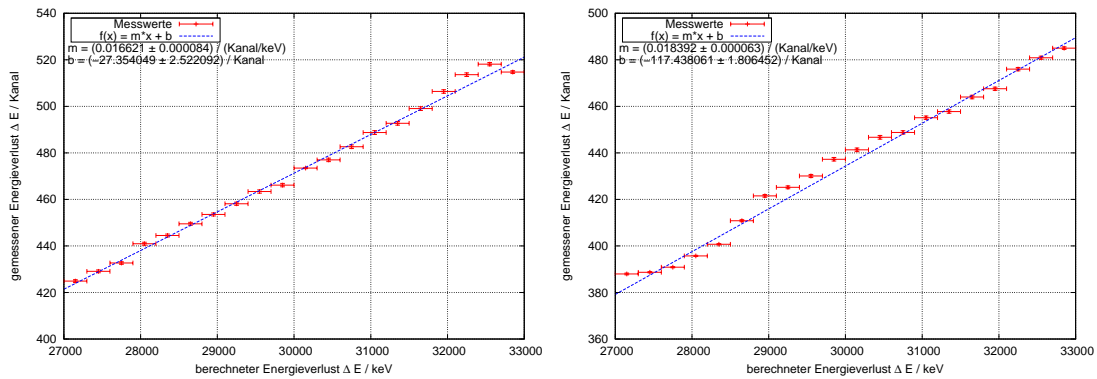


Abbildung 4.25: Links: (Lage 2, Counter 5) | Rechts: (Lage 2, Counter 6).

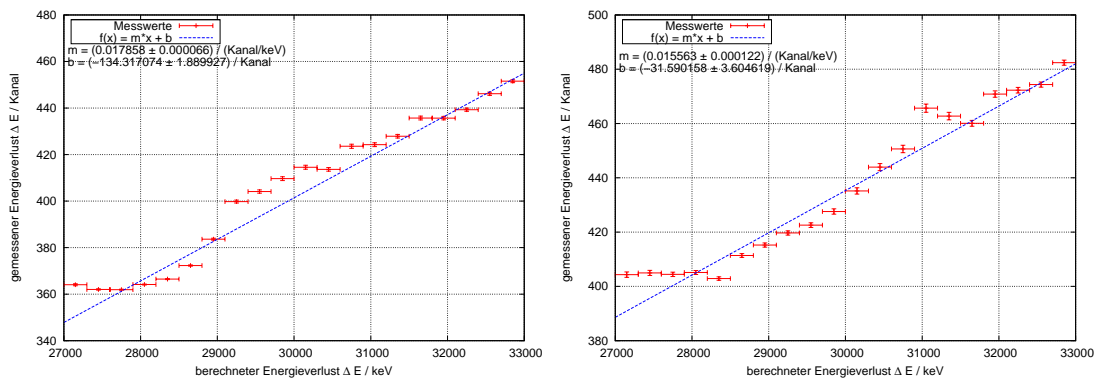


Abbildung 4.26: Links: (Lage 2, Counter 7) | Rechts: (Lage 2, Counter 8).

In Tab. 4.3 sind die Parameter der einzelnen Regressionsgeraden zusammengefasst.

Lage 1	Steigung m [Kanal/keV]	Δm [Kanal/keV]	y-Achsenabschnitt b [Kanal]	Δb [Kanal]
Counter 4	0,016534	0,000098	-24	3
Counter 5	0,017156	0,000067	-53	2
Counter 6	0,017300	0,000056	-83	1
Counter 7	0,012135	0,000076	-21	2
Lage 2				
Counter 4	0,02032	0,00047	-100	13
Counter 5	0,016621	0,000084	-27	3
Counter 6	0,018400	0,000063	-117	2
Counter 7	0,017858	0,000066	-134	2
Counter 8	0,01557	0,00012	-32	4

Tabelle 4.3: Geradenparameter der einzelnen Counter für gemessene Daten.

4.6 Bestimmung der Kalibrierungsparameter

Für die Bestimmung der Kalibrierungsparameter muss ein Zusammenhang zwischen den Geradengleichungen der gemessenen Daten und den Geradengleichungen der Simulationen hergestellt werden.

$$y_{Daten} = m_{Daten} \cdot x + b_{Daten}. \quad (4.6)$$

$$y_{Sim} = m_{Sim} \cdot x + b_{Sim}. \quad (4.7)$$

Nach Lösen des Gleichungssystems ergibt sich folgende Formel zur Bestimmung der Kalibrierungsparameter:

$$\frac{m_{Sim}}{m_{Daten}} y_{Daten} - \frac{m_{Sim}}{m_{Daten}} b_{Daten} + b_{Sim} = y_{Sim}. \quad (4.8)$$

$$\Rightarrow S \cdot y_{Daten} + O = y_{Sim}. \quad (4.9)$$

Dabei wird $S = \frac{m_{Sim}}{m_{Daten}}$ als ein Skalierungsfaktor und $O = b_{Sim} - \frac{m_{Sim}}{m_{Daten}} b_{Daten}$ als ein Offset angesehen. Demnach können mit Hilfe der zuvor bestimmten Geradenparameter die Kalibrierungsparameter S und O berechnet werden, deren Ergebnisse aus Tab. 4.4 entnommen werden können. Die dazugehörige Unsicherheit wurde per Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\Delta S = \sqrt{\left(\frac{\Delta m_{Sim}}{m_{Daten}}\right)^2 + \left(-\frac{m_{Sim}}{(m_{Daten})^2} \Delta m_{Daten}\right)^2}. \quad (4.10)$$

$$\Delta O = \sqrt{(\Delta b_{Sim})^2 + (S \Delta b_{Daten})^2 + (b_{Daten} \Delta S)^2}. \quad (4.11)$$

Lage 1	Skalierungsfaktor S [keV/Kanal]	ΔS [keV/Kanal]	Offset O [keV]	ΔO [keV]
Counter 4	63,94	0,57	-1954	277
Counter 5	63,38	0,39	-909	198
Counter 6	64,72	0,35	305	178
Counter 7	93,31	0,69	-3545	249
Lage 2				
Counter 4	53,43	1,63	1360	947
Counter 5	71,49	0,49	-4800	246
Counter 6	64,70	0,36	828	195
Counter 7	68,83	0,37	1390	196
Counter 8	79,45	0,70	-5477	321

Tabelle 4.4: Ermittelte Kalibrierungsparameter.

4.7 Überprüfung der Messergebnisse

Zur Überprüfung der Messergebnisse werden nun kalibrierte Daten mit Simulationen einzelner Counter verglichen. In Abb. 4.27 ist beispielhaft das Energieverlustdiagramm der kalibrierten Daten im Counter 4 der ersten Lage dargestellt und in Abb. 4.28 das der dazugehörigen Simulationen. Es ist zu erkennen, dass das charakteristische ^3He -Band der kalibrierten Daten deutlich breiter ist, als das der Simulationen. Der wahrscheinliche Grund ist die nicht Berücksichtigung der Energieverlustverschmierung in den Simulationen, die bei den gemessenen Daten vorhanden ist. Desweiteren ist zu erkennen, dass die Maxima der Verteilungen der kalibrierten gemessenen Daten etwas unterhalb der Maxima der Verteilungen der Simulationen liegen. Ein möglicher Grund ist die Bestimmung der Mittelwerte der Verteilungen der gemessenen Daten. Diese entsprechen im Gegensatz zu Simulation nicht direkt den Maxima der Verteilungen, sondern liegen etwas oberhalb derer. Dadurch scheint das charakteristische Band der ^3He -Kerne etwas nach unten verschoben zu sein. Beide Effekte waren in jedem Counter zu beobachten.

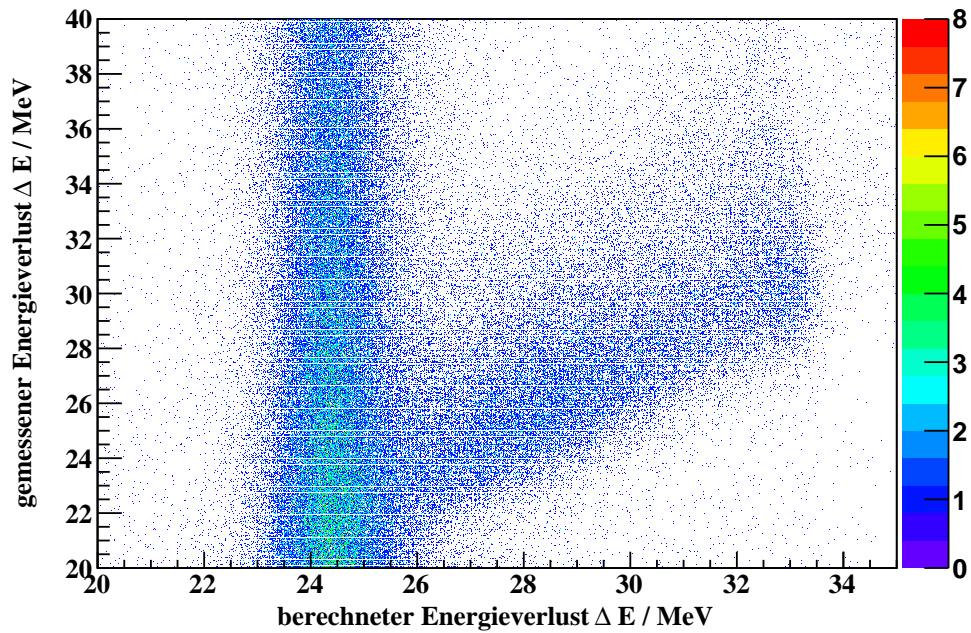


Abbildung 4.27: Energieverlustdiagramm kalibrierter Daten des Counters 4 in der ersten Lage.

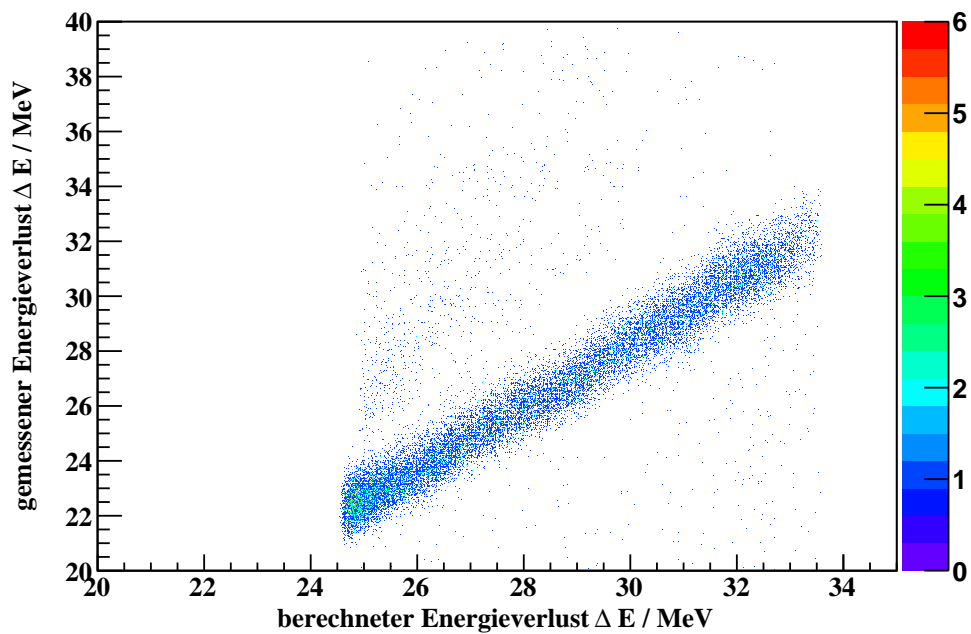


Abbildung 4.28: Energieverlustdiagramm der Simulationen des Counters 4 der ersten Lage.

Zur weiteren Überprüfung werden nun die Energieverlustdiagramme der ersten und zweiten Lage jeweils zusammengefasst. Bei korrekt durchgeführter Kalibrierung, müssten sich nun die charakteristischen ^3He -Bänder in den einzelnen Countern der jeweiligen Lage überlagern und ein „gemeinsames“ Teilchenband ergeben (siehe Abb. 4.29 und Abb. 4.30).

Das charakteristische ^3He -Teilchenband ist trotz einer breiten Verteilung der Einträge deutlich zu erkennen. Desweiteren befinden sich die kalibrierten Bänder in dem Energieverlustbereich der Simulationen, sodass von einer gelungenen Energieverlustkalibrierung der ^3He -Kerne ausgegangen werden kann.

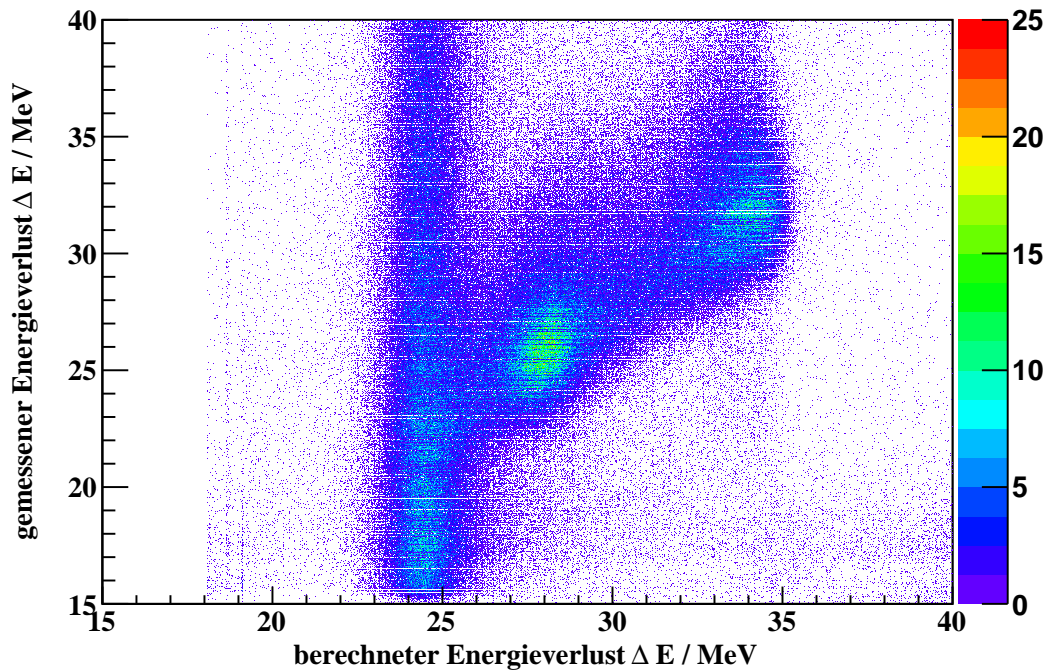


Abbildung 4.29: Energieverlustdiagramm der kalibrierten Daten der Counter der ersten Lage.

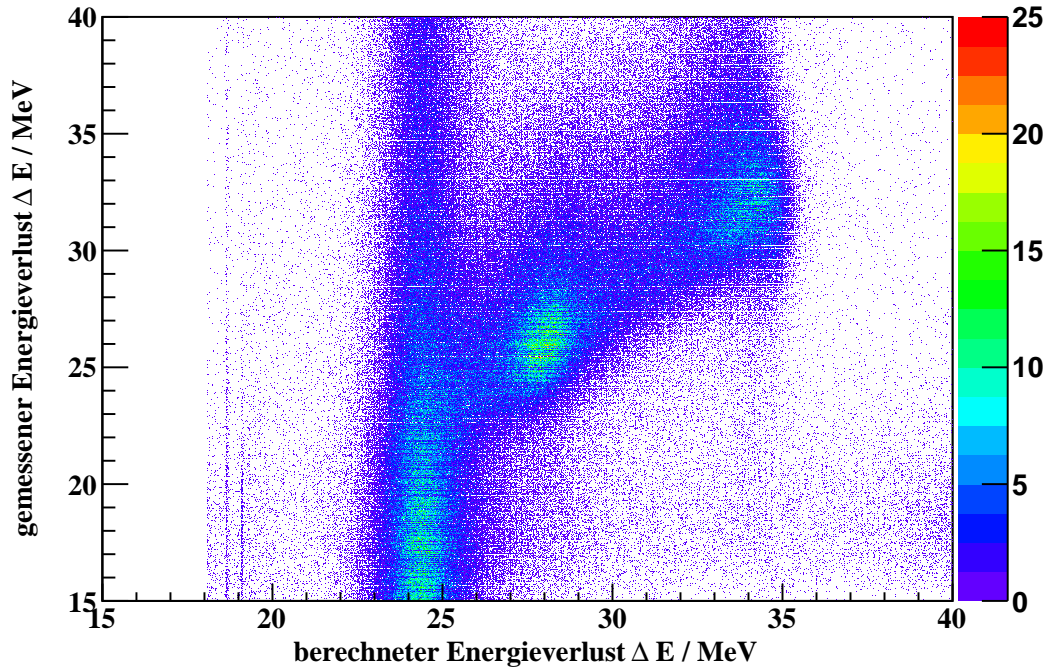


Abbildung 4.30: Energieverlustdiagramm der kalibrierten Daten der Counter der zweiten Lage.

Desweiteren wird nun überprüft, ob die ermittelte Energieverlustkalibrierung auch für andere Teilchen, wie zum Beispiel für das Proton funktioniert. Dazu werden die Energieverluste von gemessenen Daten der Protonen mit den aus der ^3He -Kalibrierung gewonnenen Parameter skaliert und mit den dazugehörigen Simulationen verglichen (siehe Abb. 4.31 - 4.32).

Gemäß den in Kapitel 4.2 angestellten Überlegungen ist zu erwarten, dass die Stärke der Energieverluste systematisch leicht unterschätzt wird. Es ist zu erkennen, dass die kalibrierten gemessenen Energieverluste merklich unterhalb der gemessenen Energieverluste von den Simulationen liegen und somit diese Kalibrierung für Protonen keine exakten Ergebnisse liefert. Bei der durchgeführten Energieverlustkalibrierung wurde die Annahme getätigt, dass es sich bei den charakteristischen Teilchenbändern um Geraden handelt. Protonen befinden sich jedoch in einem deutlich niedrigeren Energieverlustbereich als ^3He -Kerne. Das Teilchenband der Protonen kann zwar wiederum als eine Gerade angesehen werden, jedoch mit einer

anderen Steigung und y-Achsenabschnitt als die ^3He -Kerne, sodass die Kalibrierungsparameter der ^3He -Kerne nicht exakt zu den Protonen passen.

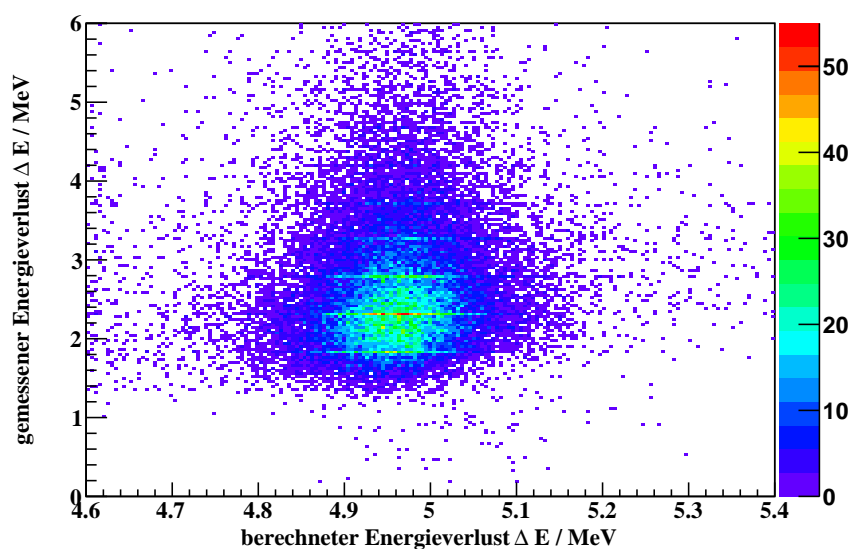


Abbildung 4.31: Energieverlustdiagramm der kalibrierten Daten für Protonen des Counters 4 der ersten Lage.

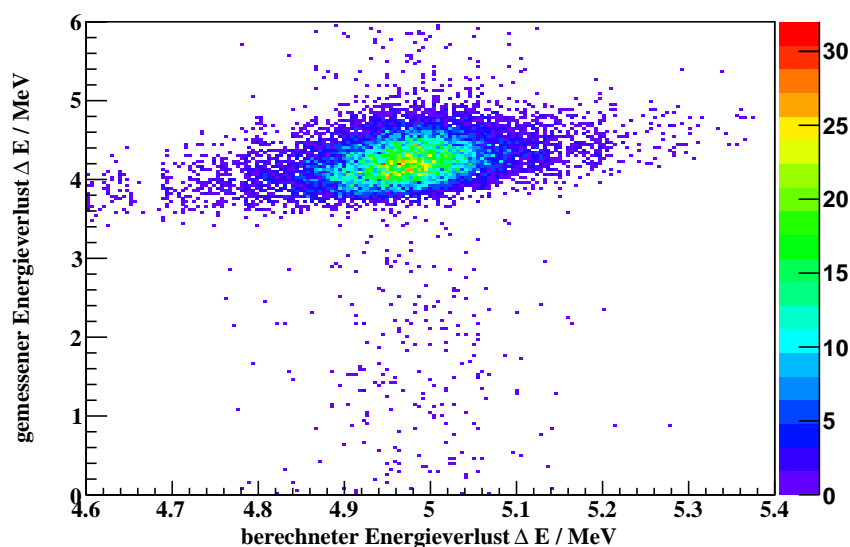


Abbildung 4.32: Energieverlustdiagramm der simulierte Protonen des Counters 4 der ersten Lage.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit konnte eine erfolgreiche Energieverlustkalibrierung der ^3He -Kerne am ANKE-Experiment durchgeführt werden. Demnach können nun die bei Kollisionsprozessen entstanden ^3He -Kerne leichter über den in den Szintillatoren des Vorwärtssystems registrierten Energieverlust von anderen Teilchen getrennt werden.

Die analysierten Daten stammen aus einer Strahlzeit, deren Ziel die Untersuchung der Reaktionen $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ war. Für die Energieverlustkalibrierung war eine Vorsortierung der Daten zur Selektion der ^3He -Kerne vonnöten. Zur optimalen Bestimmung der Kalibrierungsparameter wurden Softwarecuts durchgeführt, die das Signal-Untergrundverhältnis deutlich verbessern konnten. Für die daraus resultierenden Daten wurden zwei verschiedene Arten der Kalibrierung entwickelt. Es konnte gezeigt werden, dass die Methode, für die nur eine Teilchensorte zur Kalibrierung benötigt wird, die gestellten Anforderungen am besten erfüllt.

Hiermit konnten die Counter der ersten beiden Szintillatorlagen, welche eine signifikante Anzahl an ^3He -Einträgen aufgewiesen haben, kalibriert werden. Sobald eine vollständige Implementierung der Side-Wall in den Simulationen durchgeführt worden ist, kann aufgrund der in dieser Arbeit geschaffenen Grundvoraussetzungen auch diese kalibriert werden. Desweiteren kann sowohl das Positiv- als auch das Negativdetektorsystem mit der hier entwickelten Methode gut und schnell kalibriert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] http://www.heise.de/tp/artikel/28/28687/28687_2.jpg, August 2011
- [2] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/c/c0/Meson_nonet_-_spin_0.svg/800px-Meson_nonet_-_spin_0.svg.png, August 2011
- [3] <http://www.ecap.nat.uni-erlangen.de/members/katz/ws10/vat/lec/transp/bethebloch.jpg>, August 2011
- [4] http://www.desy.de/~kaefer/VL-hannover/detektoren/p08_dEdx-BetheBloch.png, August 2011
- [5] <http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/de/pictures.shtml>, August 2011
- [6] <http://de.wikipedia.org/wiki/Szintillationszähler>, August 2011
- [7] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png, August 2011
- [Bar01] S. Barsov et al., Nucl. Instr. Metr. A 462, 364, 1987
- [Bru07] R. Brun et al., ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, Users Guide 5.16, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>, 2007
- [Gos] P. Goslawski, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, in Bearbeitung
- [Gos08] P. Goslawski, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008

- [Kag00] M.A. Kagarlis, PLUTO++ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics, GSI Report, 2000
- [Kho99] A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. D 5, 275, 1999
- [Leo87] R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, 1987
- [Mai97] R. Maier et al., Nucl. Phys. A 626, 395c, 1997
- [Mer07] T. Mersmann, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [Mie] M. Mielke, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, in Bearbeitung
- [Mie07] M. Mielke, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [Mus04] A. Mussgiller, A New Geant4 based Simulation Framework for ANKE, http://www2.fz-juelich.de/ikp/anke/en/Annual_Report_04.shtml?, 2004
- [Pap] M. Papenbrock, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, in Bearbeitung
- [Wes10] J. Wessels, Skript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, August 2011

.....
(Christopher Fritsch)